

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Պ Ր Ա Կ XXXIX ВЫПУСК

Պատասխանատու խմբագիր Վ. Ն. ՀԱՄԱՐՁՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян

ТРИ НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ NGC 7023

Поискам вспыхивающих звезд за последнее десятилетие уделяется много внимания [1, 2]. Это обусловлено необычностью физических процессов, вызывающих вспышки и представляющих исключительный интерес для физики. С другой стороны, известно, что вспыхивающие звезды встречаются преимущественно в звездных ассоциациях и скоплениях, то есть являются молодыми объектами. В связи с этим в Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью метрового телескопа системы Шмидта с 1962 г. ведутся наблюдения некоторых областей неба с целью поисков и исследования вспыхивающих звезд. Результаты просмотров снимков туманности Ориона были опубликованы в работе [3].

Ниже приводятся результаты обработки 28 пластинок области, содержащей NGC 7023. Как известно, в этой туманности и вокруг нее открыт ряд звезд типа Т Тельца, составляющих Т-ассоциацию [4]. Указанные пластинки были получены в 1962—1966 гг. методом последовательных кратковременных экспозиций в виде цепочек.

На обработанных снимках обнаружено по одной вспышке трех звезд (рис. 1), приближенные координаты которых приведены в табл. 1.

Данные относительно измеренных пластинок приведены в табл. 2: дата, средний момент наблюдения для данной пластинки в юлианских днях, число изображений в цепочках, экспозиция для каждого из них и предельная величина для данной пластинки. Интервал между двумя экспозициями составлял в большинстве случаев 1 минуту, редко — 30 секунд.

Таблица 1
Новые вспыхивающие звезды

Звезда	α (1900)	δ (1900)
1	20 ^h 45 ^m	66°48'7"
2	20 48	67 28.5
3	21 00	67 46.1

Таблица 2
Фотографические наблюдения области NGC 7023

№	Д а т а	J. D.	Сорт пластинок	Число изобр. и экспозиция	Предельная величина	
1	22 октября 1962	2437	960.36	Agfa spezial	7×2 ^m	18.0 ^m
2	23 " "		961.26	"	7×3	18.0
3	24 " "		962.36	"	4×5	17.8
4	25 " "		963.28	"	6×3	18.0
5	9 сентября 1963	2438	282.26	Agfa Blau Rapid	4×5	16.0
6	11 " "		284.24	"	"	"
7	" " "		284.29	"	"	"
8	" " "		284.31	"	6×5	"
9	" " "		284.36	"	4×5	"
10	25 августа 1965		998.28	ORWO ZU-2	5×5	17.7
11	" " "		998.30	"	6×5	18.0
12	" " "		998.39	"	4×10	"
13	27 " "	2439	000.40	"	6×5	17.8
14	" " "		000.44	"	5×5	18.2
15	29 " "		002.35	"	4×10	18.0
16	" " "		002.39	"	7×5	17.1
17	3 сентября 1965		007.37	"	6×5	18.0
18	6 августа 1966		334.30	Kodak OnD+GG11	4×5	17.0
19	10 " "		348.39	"	5×5	17.0
20	" " "		348.42	"	5×5	17.0
21	13 " "		351.48	ORWO ZU-2	5×5	<18.0
22	" " "		352.02	"	"	17.7
23	15 " "		354.03	"	4×5	17.5
24	16 " "		354.32	"	"	18.0
25	" " "		355.03	"	"	17.1
26	17 " "		355.24	"	2×5	17.0
27	24 " "		362.37	"	4×5	18.2
28	7 января 1967		498.17	"	1×15	18.2

оценки глазомерные. Однако в тех случаях, когда удавалось определить яркости также на объективном микрофотометре „Шнелл“, они находились в согласии с глазомерными оценками (отклонения не превышают 0^m.2).

Табл. 3 содержит сводку всех оценок яркостей обнаруженных вспышкающих звезд.

Таблица 3

Оценка яркостей вспышкающих звезд

№	Звезда			№	Звезда		
	1	2	3		1	2	3
1	—*	—	^m 17.8	17	^m 16.5	^m 16.7	^m 18.0
2	—	—	<18.0	17	17.0	15.7	18.0
3	—	—	<18.0	17	17.0	17.1	18.0
4	—	—	<17.8	17	17.0	17.1	18.0
5	<16.0 ^m	<16.0 ^m	<16.0	18	—	—	~15.5**
6	"	"	"	19	—	—	~15.5**
7	"	"	"	20	—	—	~15.5**
8	"	"	"	21	—	—	<18.0
9	"	"	"	22	—	—	<17.7
10	17.7	16.4	<17.7	23	16.8	16.3	17.4
11	~18.0	16.4	~18.0	23	16.8	16.3	14.1
12	—	16.4	<18.0	23	16.8	16.3	13.2
13	—	—	<17.8	23	16.8	16.3	13.3
14	—	—	18.2	24	16.8	16.4	17.6
15	17.0	16.4	<18.0	25	~17.0	16.4	<17.1
16	17.3	16.4	<17.1	26	~17.0	16.4	17.7
17	16.5	16.2	18.0	27	17.1	16.1	~18.0
17	15.2	16.7	18.0	28	—	—	17.8

* Звезды находятся вне поля пластинок и в случаях 18—22 не измерены.

** Визуальная звездная величина.

На основе данных табл. 3 составлена нижеследующая табл. 4, содержащая максимальную и минимальную фотографические яркости вспышкающих звезд за весь период, охваченный нашими наблюдениями, а также амплитуду наблюдаемой вспышки.

Таблица 4

Пределные яркости вспышкающих звезд

Звезда	m_{\max}	m_{\min}	Амплитуда вспышки
1	^m 15.2	^m 18.0	^m 1.8
2	15.7	17.1	1.4
3	13.2	18.2	4.2

Среди рассмотренных звезд наибольший интерес представляет звезда № 3. В работе [2] она заподозрена в переменности с колебаниями блеска в пределах 17^m2-17^m5 . На снимке, полученном 15 августа 1966 года, ее яркость возросла на 4^m2 (с 17^m4 до 13^m2) всего за 16 минут и, по всей вероятности, достигла максимума, так как в последних двух изображениях яркость звезды почти одинакова. Характерной особенностью этой вспыхивающей звезды является переменность ее блеска в период минимума. Данные, приведенные в табл. 3, показывают, что яркость звезды № 3 меняется почти непрерывно. Этим она приближается к звездам типа Т Тельца. Вместе с этим следует думать, что изменения яркости более значительны в фотографических лучах. Об этом, по-видимому, свидетельствуют оценки визуальной яркости звезды (наблюдения № 18—20, табл. 2). На всех трех снимках яркость звезды оставалась постоянной, в то время как изменения яркости звезды в фотографических лучах в период минимума блеска имеют место почти непрерывно.

По характеру изменения блеска две другие звезды напоминают типичные вспыхивающие звезды. Их яркости в минимуме блеска изменяются в небольших пределах.

Следует добавить, что во всех трех случаях продолжительность наблюденной вспышки (от минимума до минимума) составляла около получаса: 20—40 минут.

В заключение заметим, что определенный космогонический интерес представляет вопрос о принадлежности новых вспыхивающих звезд к Т-ассоциации, открытой в области NGC 7023 и связанной с туманностью [4]. Поскольку расстояния этих звезд не могут быть оценены с достаточной для этой цели точностью, то можно лишь говорить о вероятности для них быть членами ассоциации. Расположение звезды № 3 относительно туманности свидетельствует, по всей вероятности, о том, что она входит в состав ассоциации. Что касается двух других вспыхивающих, то их угловые расстояния от туманности NGC 7023 ($1^\circ45'$ и $1^\circ10'$), по-видимому, заметно превышают угловой радиус ассоциации $\sim 1^\circ$ [5]. Поэтому можно считать, что вспыхивающие звезды № 1 и 2 находятся вне объема ассоциации. Это означает,

что размеры системы вспыхивающих звезд в области вокруг туманности NGC 7023 превышают размеры системы звезд типа Т Тельца. Если допустить, что вспыхивающие звезды возникают в ассоциациях, а стадия вспыхивающей звезды в жизни звезд сравнительно молодая, но наступает после стадии, соответствующей звезде типа Т Тельца [1], то этот факт можно было бы рассматривать как свидетельство в пользу расширения звездных ассоциаций. Однако для такого вывода у нас нет пока достаточных оснований, и требуются дальнейшие наблюдения области NGC 7023 с целью выяснения распределения вспыхивающих звезд в ней.

Լ. Վ. ՄՐԶՅՈՒՆ, Է. Ս. ՓԱՐՍԱՄՅԱՆ, Օ. Ս. ՉԱՎՄՅԱՆ

ԵՐԵՔ ԵՈՐ ԲՈՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂ NGC 7023 ՏԻՐՈՒՅՑՔՈՒՄ

Ս. մ փ ո վ ո լ մ

7023 միգամածության տիրույթում Շմիդտի մետրանոց դիտակով կատարված լուսանկարչական դիտումների հիման վրա հայտնագործված է երեք բնկվող աստղ (աղյուսակ 1): Այդ աստղերի պայծառությունը գնահատված է 1962—1967 թթ. ստացված բոլոր թիթեղների վրա (աղյուսակ 2): Նոր բնկվող աստղերից առավել հետաքրքրություն է ներկայացնում № 3-ը: Ընդամենը 16 բոպեի ընթացքում նրա պայծառությունը աճել է շուրջ հիսուն անգամ ($4^m 2$), Պայծառության փոփոխության անընդհատ բնույթով նա նման է T Ցուլի տիպի աստղերին, իսկ մյուս երկու աստղերը՝ տիպիկ բնկվող աստղերին: Քննարկված է այն հարցը, թե պատկանում են արդյոք նոր բնկվող աստղերը NGC 7023 շուրջը գտնվող T-աստղասփյուռին: Դատելով NGC 7023 միգամածությունից նրանց ունեցած անկյունային հեռավորություններից կարելի է կարծել, որ № 3 աստղը գտնվում է աստղասփյուռի ծավալում, իսկ մյուս երկու աստղը՝ նրանից դուրս: Եթե ընդունել, որ բնկվող աստղերը ձևավորվում են աստղասփյուռներում, իսկ բնկման վիճակը աստղի կյանքում համեմատաբար երիտասարդ վիճակ է, և հաջորդում է T Ցուլի տիպի վիճակին, ապա այս փաստը կարելի է դիտել որպես վկայություն աստղասփյուռների լայնացման օգտին: Սակայն այդ հարցի լուծման համար անհրաժեշտ է NGC 7023 տիրույթի հետագա մանրամասն ուսումնասիրություն:

L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN, H. S. CHAVUSHIAN

THREE NEW FLARE STARS IN NGC 7023 REGION

S u m m a r y

On photographic plates of NGC 7023 region, taken with the 40-inch Schmidt-camera, three new flare stars have been found (Table 1). The brightnesses of these stars have been estimated on all plates obtained during 1962—67 years (Table 2). Among new flare stars the star N3 is the most interesting. Its brightness has increased by about 50 times (4^m2) in only 16 minutes. By the nature of brightness variations this one is similar to T Tau type stars and the other two stars — to typical flare stars.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Haro, E. Chavira, Flare stars in stellar aggregates of different ages, Tonanzintla Obs., reprint, June, 1964.
2. L. Rosino, G. Romano, Asiago Contr., № 127, 1962.
3. Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, Переменные звезды, 15, № 5, 1965.
4. E. B. Weston, A. J., 58, 48, 1953.
5. П. П. Холопов, Астрон. Ж., 36, 295, 1959.

Э. С. Парсамян

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУМАННОСТИ IC 446

Диффузная туманность IC 446 находится в области, богатой туманностями, связанными с поглощающим облаком в Единороге (NGC 2245, 2247). Эти туманности освещаются звездами типа В и имеют различные фотометрические характеристики. Для изучения диффузных туманностей представляют интерес их детальные фотометрические промеры с целью выявления структурных и физических особенностей, которые могут не обнаруживаться при интегральных измерениях или при измерении лишь в нескольких точках. В этом смысле особенно интересны измерения туманностей, которые по внешнему виду относятся к одному типу.

IC 446 — диффузная туманность, центральная часть которой напоминает двухстороннюю кометарную туманность. Туманность изучена мало; единственную информацию о ее спектре дает работа Хаббла [1], в которой сообщается о наличии у нее характерного непрерывного спектра. Хаббл по виду спектра отнес ее к отражательным туманностям, к таковым ее относят и Г. А. Шайн, [В. Ф. Газе и С. Б. Пикельнер [2]. В туманности выполняется Хаббловское соотношение.

С целью детального изучения туманности были проведены колориметрические и поляриметрические наблюдения на 70-см менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Колориметрические наблюдения проводились методом двухэтажной кассеты. Туманность фотографировалась в системе близкой к U, В, V. Звездами сравнения служили звезды из скопления Плеяд. В табл. 1 приведены данные относительно измеренных пластинок.

Таблица 1

№ пластинок	Дата	Сорт пластинки	Фильтр	Экспозиция
17	30 ноября 1959 г.	Кодак Оа—О	УФС—1	60 ^m
25	1 декабря "	"	"	90
32	21 декабря "	"	"	20
15	30 ноября "	"	—	5
22	1 декабря 1960 г.	"	—	15
23	1 декабря "	"	—	30
12	30 ноября "	Кодак Оа—G	ЖС—18	60
43	23 декабря "	"	"	15

Измерения производились на микрофотометре „Шнелл“ с диафрагмой, вырезающей 96 квадратных секунд на туманности. Среднеквадратичная ошибка измерения поверхностных яркостей порядка $\pm 0^m 08 - \pm 0^m 10$.

Уравнения цвета для перехода из полученной нами системы U', V', V' в систему U, B, V даны в работе [3]. В табл. 2 даны интегральные звездные величины U^*, B^*, V^* , определенные путем суммирования яркостей всех точек туманности. Интегральные показатели цвета $B-V$ и $U-B$ определялись путем суммирования только общих точек туманности, промеренных во всех трех лучах.

Таблица 2

U^*	B^*	V^*	$B-V$	$U-B$
13.33 ^m	13.72 ^m	13.53 ^m	0.44 ^m	-0.32 ^m

Изменение показателя цвета с расстоянием от освещающей звезды показывает, насколько хорошо выполняется в туманности условие отражения, и косвенно информирует нас о свойствах поглощающих частиц.

Для определения изменения показателей цвета $B'-V'$ и $U'-B'$ с расстоянием от освещающей звезды требовалось усреднить показатели цвета по концентрическим окружностям, однако из-за неоднородной структуры туманности та-

кое усреднение чревато большими ошибками. В этом смысле более удобно рассмотреть зависимости $B'-V'$ и $U'-B'$ от B' , где яркость B' есть функция расстояния, если туманность отражательна.

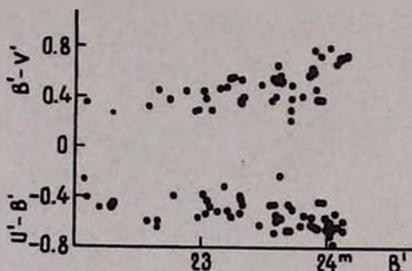


Рис. 1.
в. 1.

На рис. 1 приводятся эти зависимости. В случае отражательной туманности должно было наблюдаться покраснение туманности с расстоянием от ядра (если коэффициент поглощения $\sim \lambda^{-n}$, где $n \leq 1$). В туманности IC 446 для показателя цвета $B'-V'$ такая картина наблюдается, однако $U'-B'$ не только не увеличивается, но даже заметна слабая тенденция к посинению. Объяснить это явление по имеющимся колориметрическим данным трудно. В этом смысле представляет большой интерес спектр туманности и, в частности, его ультрафиолетовая часть. Можно предположить, что в ультрафиолетовой части спектра туманности имеется излучение, компенсирующее ожидаемое увеличение $U'-B'$ с расстоянием.

Изофоты туманности в лучах U' , B' , V' (рис. 2, 3, 4) отражают неоднородную структуру относительно центральной звезды и вытянутость туманности в направлении восток-запад. Это направление составляет угол $\sim 45^\circ$ с направлением плоскости Галактики. Направление вытянутости совпадает с наименьшим градиентом яркости в туманности.

С целью определения коэффициента экстинкции в туманности были рассмотрены изменения интенсивностей с расстоянием от ядра в различных радиальных направлениях в

лучах В' и V'. Закон изменения интенсивностей получается экспоненциальным. Коэффициент экстинкции можно представить пропорциональным λ^{-n} , где n в среднем порядка 0.9.

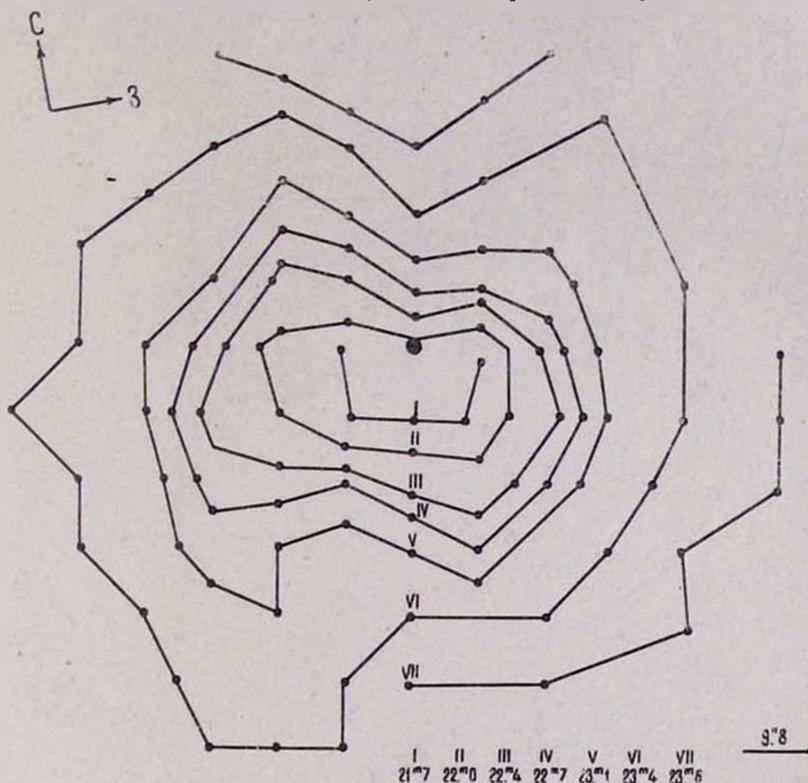


Рис. 2.
b4. 2.

Расстояние туманности IC 446 по Седербладу [4] равно 2500 *пс*. По тому же каталогу расстояние до туманности IC 2169, которая связана с IC 446 общей поглощающей материей, равно 500 *пс*, кроме того, по соседству с IC 446 находятся три звезды, которые, по всей вероятности, типа Т Тельца [5]. Около одной из них, VY Единорога, находится туманность, которая также связана с IC 446 общим поглощающим облаком. Исходя из того, что расстояние последних не превышает 500–800 *пс*, следует считать, что и

IC 446 находится на таком же расстоянии. В таком случае для величины общего межзвездного поглощения в направлении созвездия Единорога можно принять значение $0^m 5$ [6]. Звезда, связанная с туманностью, по определению Хаббла [7], типа B1; на спектрах, полученных Н. А. Размадзе в

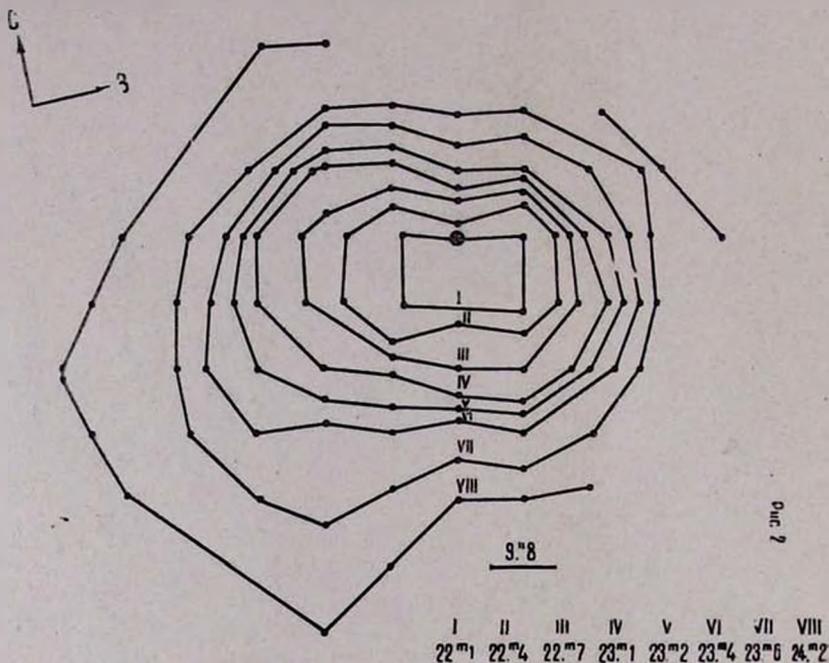


Рис. 3.
в. з.

Абастуманской астрофизической обсерватории, была обнаружена эмиссионная линия H_{α}^* , поэтому звезда скорее типа B1e. Показатель цвета звезды равен $0^m 40$.

Определим величину общего поглощения в самой туманности. Для этого сначала оценим величину покраснения, вносимого оболочкой звезды.

Как известно, звезды с оболочками „краснее“ нормальных звезд того же типа. Следовательно, для наших расче-

* Частное сообщение.

тов следует внести эту поправку, которая будет зависеть от величины светимости оболочки. Вычислим влияние оболочки

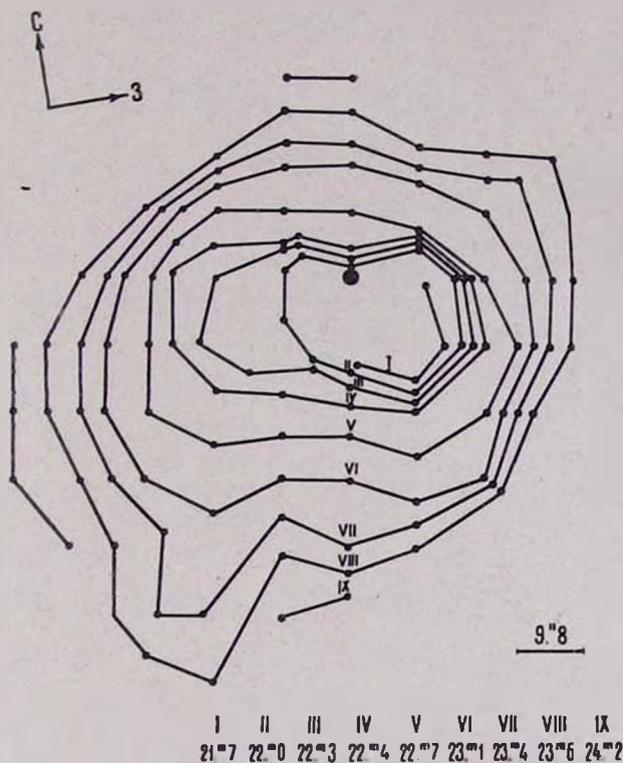


Рис. 4.

таб. 4.

при некоторых допустимых условиях. Для наблюдаемого показателя цвета получается выражение:

$$CI = CI^* - 2.5 \lg \frac{1 + \frac{I_{pg}^0}{I_{pg}^*}}{1 + \frac{I_{pg}^0}{I_{pg}^*} \cdot 10^{-A(CI^* - CI^*)}}$$

где индекс 0 обозначает оболочку, а индекс * — звезду.

В табл. 3 приводятся вычисленные таким путем показатели цвета звезд типа В0е, В3е и В5е при различных значениях

$$\frac{I_{pg}^0}{I_{pg}}$$

Таблица 3

		Показатели цвета В-V		
		T_e	$3 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$
$\frac{I_{pg}^0}{I_{pg}}$				
	0.0	-0.30^m	-0.20^m	-0.16^m
	0.1	-0.28	-0.12	-0.06
	0.2	-0.27	-0.07	0.01
	0.3	-0.26	-0.03	0.07
	0.4	-0.25	$+0.01$	0.12

Светимость оболочки может равняться нескольким десяткам от светимости звезды [8]. Показатели цвета для нормальных В-звезд взяты из работы Джонсона [9]. Расчеты

показывают, что для В1е при $\frac{I_{pg}^0}{I_{pg}} = 0.3$, $B-V = -0^m 18$. При-

ем эту величину за оптимальную для ядра IC 446, тогда $E_{B-V} = 0^m 58$, $A_{pv} = 1^m 74$. Окончательно для общего поглощения A_{pv} в туманности получим величину $1^m 2$. Плотность пылевой материи в туманности, исходя из модели отражательной туманности, предложенной Мининым [10], получается порядка $2.5 \cdot 10^{-24}$ г/см³.

Разность показателей цвета $(B-V)_r - (B-V)_z$ туманности и звезды в среднем равна $0^m 04$, однако местами она доходит до $-0^m 20$, т. е. туманность в среднем немного голубее звезды.

Таким образом, колориметрические и поляриметрические [11] измерения туманности IC 446 показывают, что ей в основном присущи свойства отражательных туманностей.

է. Ս. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ

IC 446 ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ԳՈՒՆԱԶԱՓԱԿԱՆ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Կատարված է IC 446 միգամածության երկգույնանի գունաչափությունն: Որոշված են միգամածության ինտեգրալ պայծառությունները U, B, V ճառագայթներում և ինտեգրալ B—V, և U—B գույնի ցուցիչները (աղյուսակն): B—V-ի և U—B-ի կախումը B-ից ցույց է տալիս, որ կորիզից հեռանալիս B—V-ն մեծանում է, ինչպես պետք էր սպասել անդրադարձնող միգամածության դեպքում, իսկ U—B-ն, ընդհակառակը, ցույց է տալիս որոշ կապտացման տենդենց: Բերված են միգամածության իզոֆոտները: Հաշվված է B_{0c}, B_{3c} և B_{5c} աստղերի B—V գույնի ցուցիչը, թաղանթի պայծառության տարբեր մեծության ժամանակ: Հաշվումները ցույց են տալիս, որ միգամածության մեջ փոշու խտությունը 2.5·10⁻²¹ գ/սմ³ կարգի է:

Գունաչափական ուսումնասիրությունը ցույց է տալիս, որ այս միգամածությանը հիմնականում բնորոշ են անդրադարձնող միգամածությունների հատկությունները:

E. S. PARSAMIAN

COLORIMETRIC INVESTIGATION
OF THE NEBULA IC 446

S u m m a r y

Three-colour observations of the nebula IC 446 have been made. The integral U, B, V brightnesses on the nebula and the integral colour indices B—V and U—B (Table 2) have been determined. The observed correlations between B—V and B, and U—B and B show that the value of B—V increases towards the edge of the nebula — as it should be expected in the case of a reflecting nebula — whereas the value of U—B shows a definite tendency to become bluer. The isophots of the nebula are given. The colour indices B—V for



HA-9698.

different brightnesses of envelopes of $B0_{\epsilon}$, $B3_{\epsilon}$, and $B5_{\epsilon}$ stars have been calculated. The calculation of the dust density in the nebula gives a value of 2.5×10^{-24} gr/cm³. The colourimetric data on this nebula reveal that its main characteristics are those of a reflecting nebula.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. P. *Hubble*, *Ap. J.*, 56, 167, 1922.
2. Г. А. *Шайн*, В. Ф. *Газе* и С. Б. *Ликельнер*, *Изв. КрАО*, 12, 64., 1964.
3. Э. С. *Парсамян*, *Сообщ. Бюр. обс.*, вып. 32, 3, 1963.
4. S. *Cederblad*, *Catalogue of bright diffuse galactic nebulae*.
5. G. H. *Herbig*, *Ap. J.*, 133, 337, 1961.
6. А. С. *Шаров*, *А. Ж.*, 40, 900, 1963.
7. E. P. *Hubble*, *Ap. J.*, 56, 400, 1922.
8. В. Г. *Горбачкий* и И. Н. *Минин*, *Нестационарные звезды*, 1963.
9. H. L. *Johnson*, *Bull. Lowell obs.* 4, 90, 1959.
10. И. Н. *Минин*, *Докторская диссертация*, Ленинград, 1966.
11. Э. С. *Парсамян*, *Астрофизика*, 2, 369, 1966.

К. А. Григорян

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ NGC 6871 и 6823

Поляризационные наблюдения звезд в скоплениях NGC 6871 и NGC 6823 велись в течение нескольких ночей 1964—1966 гг. при помощи одного и того же электрофотометра, монтированного на 16 и 20" телескопах Бюраканской астрофизической обсерватории. Методика наблюдений и их обработки не отличаются от принятой в предыдущих работах [1, 2 и др.]. Все наблюдения были сделаны в безлунные ночи с высокой прозрачностью. Учет поляризации фона для большинства звезд был сделан достаточно надежно.

Среднее отклонение наших наблюдений от среднего, определенное путем сравнения независимых измерений стандартных звезд [3], составляет соответственно $\pm 0^m004$ в степени поляризации и $\pm 5^\circ$ в позиционном угле. Некоторые звезды из скоплений NGC 6871 и NGC 6823 были наблюдаемы также Холлом-Майкселлом [4] и Хилтнером [5]. Средние отклонения результатов наших измерений от данных Холла-Майкселла и Хилтнера незначительны.

Результаты наблюдений звезд скоплений NGC 6871 и NGC 6823 приведены в табл. 1—2 и представлены графически на рис. 1—2. Номера звезд в первом столбце таблицы, звездные величины V и цветовые эквиваленты $B-V$ и $U-B$ взяты из работы [6].

Следует отметить, что скопления NGC 6871 и NGC 6823 являются ядрами ассоциаций Лебедь I и Лисички I.

Таблица 1

NGC 6823

№	V	B-V	U-B	P	θ
1	8.81	0.62	0.08	^m 0.006	147
				0.006	147
				0.007	153
2	9.35	0.58	-0.56	0.092	9
				0.092	9
				0.092	5
3	9.44	0.75	0.24	0.002	—
				0.002	—
				0.002	—
4	9.75	0.45	-0.59	0.062	9
				0.068	9
				0.068	9
5	10.22	0.46	0.15	0.020	9
				0.020	9
				0.030	5
6	11.60	0.76	-0.32	0.110	9
				0.110	11
7	11.61	0.54	-0.43	0.103	17
				0.103	17
				0.106	13
8	11.84			0.100	3
				0.095	1

Основные данные этих двух скоплений были взяты из работы [7] и приведены ниже:

NGC	m-M	R (пс)	$3E_{B-V}$	Sp
6871	11.2	1740	1.48	B0
6823	11.1	1650	2.40	O9

где даны номера по NGC, исправленный модуль расстояния, расстояние, поглощение и соответствующий спектральный тип. Как видно из таблицы, расстояние и поглощение исследуемых скоплений не отличаются сильно друг от друга. Поэтому представляет определенный интерес сравнение параметров поляризации этих скоплений с межзвездным поглощением.

По приведенным данным для отношения \bar{P}/A_v получим:

NGC 6871	NGC 6823
\bar{P}/A_v 0.012	0.024

Таблица 2

NGC 6871

№	V	B-V	U-B	P ₁	θ ₁	P ₂	P ₃	θ ₂	θ ₃
1	6.83	0.11	-0.74	^m 0.018 0.018	169 ^a 169	^m 0.013	^m 0.014	156 ^a	168 ^a
2	7.29	0.25	-0.65	0.018 0.019	36 33	0.015	0.012	25	25
3	7.38	0.25	-0.64	0.024 0.018	169 168	0.018	0.015	176	160
4	7.78	0.18	-0.76	0.024 0.026 0.028	178 183 180	0.025	0.022	172	172
5	7.92	0.25	-0.64	0.018	174	0.015	0.018	20	6
6	8.74	0.36	-0.67	0.044	12	—	—	—	—
7	8.84	0.19	-0.64	0.023 0.022 0.024	164 170 171	0.028	0.017	172	176
8	8.89	0.19	-0.61	0.018	174	—	—	—	—
9	9.49	0.62	0.08	0.015	3	0.002	0.003	—	—
10	10.14	0.40	0.18	0.013 0.013	36 36	—	—	—	—
11	10.32	0.17	-0.60	0.024 0.020	29 34	0.038	0.019	166	158
12	10.36	0.54	0.03	0.004 0.004	— —	— —	— —	— —	— —
13	10.38	0.22	-0.52	0.024 0.028 0.028	16 23 22	— — —	— — —	— — —	— — —
14	10.80	0.20	-0.46	0.004 0.004 0.004	— — —	— — —	— — —	— — —	— — —
15	10.81	0.27	-0.50	0.004 0.004 0.004	— — —	— — —	— — —	— — —	— — —

Как видно из приведенных результатов, отношения \overline{P}/A_v для указанных двух скоплений NGC 6871 и NGC 6823 сильно отличаются от максимального значения \overline{P}/A_v , найденного Шмидтом [8]. Таким образом, деполяризация в направлении скоплений NGC 6871 и NGC 6823 играет значительную роль.

Несколько звезд из скопления NGC 6871 были наблюдаемы в желтом (P_2 и θ_2) и синем (P_3 и θ_3) участках спектра.

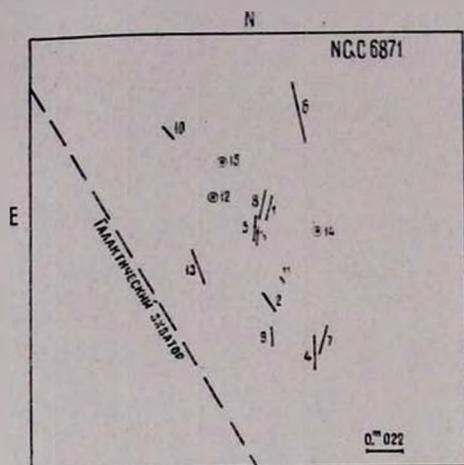


Рис. 1.
в4. 1.

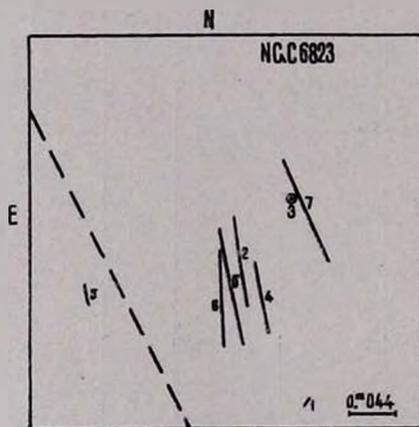


Рис. 2.
в4. 2.

Как видно из табл. 1, параметры поляризации этих звезд не зависят от длины волны, поскольку отношения $\frac{P_2}{P_1}$ и $\frac{P_3}{P_1}$ близки к единице.

Сравнительно ясную картину представляют собой распределения плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора звезд этих двух скоплений. Как видно из рис. 1—2, плоскости преимущественных колебаний электрического вектора звезд обоих скоплений почти параллельны галактическому экватору. Однако дисперсия плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора различна для различных скоплений. В случае скопления NGC 6871 она значительно больше.

Весьма интересным является еще тот факт, что, помимо большой дисперсии плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора, в скоплениях NGC 6871 и NGC 6823 наблюдаются звезды с нулевыми значениями степени поляризации. Если эти звезды являются членами этих скоплений, то совершенно непонятно, каким образом межзвездная материя приводит к нулю степени поляризации этих звезд. По всей вероятности, в таких случаях необходимо предполагать существование звездной поляризации, которая может при суммировании с межзвездной поляризацией изменить и даже привести к нулю суммарную степень поляризации этих звезд. Совершенно очевидно, что если $\overline{P}_{зв}/\overline{P}_{меж}$ близко к единице, то мы должны наблюдать сильный разброс в распределениях плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора. Можно допустить, что такое положение имеет место в скоплении NGC 6871. В скоплении NGC 6823 наблюдается несколько меньший разброс углов преимущественных колебаний электрического вектора. Это прямо свидетельствует о том, что среднее значение отношения $\overline{P}_{зв}/\overline{P}_{меж}$ значительно меньше единицы.

Таким образом, по приведенным данным можно предполагать, что у скоплений NGC 6871 и NGC 6823 в образовании поляризации звезд участвуют одновременно оба фактора звездной и межзвездной поляризации.

NGC 6871 և 6823 ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՑՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ
ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

NGC 6871 և 6823 աստղակույտերի աստղերի բևեռաչափական դիտումները կատարվել են Բյուրականի աստղադիտարանի 16" և 20" դիտակների միջոցով: NGC 6871 և 6823 աստղակույտերի դիտումների, ընդ որում վերջին աստղակույտի համար դեղին և կապույտ ֆիլտրերում ստացված արդյունքները բերված են № 1 և 2 աղյուսակներում և գրաֆիկորեն պատկերված են № 1 և 2 նկարներում:

Ինչպես երևում է № 2 աղյուսակից, NGC 6823 աստղակույտի աստղերի մոտ չի նկատվում բևեռացման պարամետրերի կախվածություն ալիքային երկարությունից:

Բևեռացման աստիճանների և կլանումների միջին մեծությունների հարաբերությունները այդ երկու աստղակույտերի մոտ բավականին փոքր են ($\bar{P}/A_v = 0.12$ և $\bar{P}/A_v = 0.024$):

K. A. GRIGORIAN

POLARIZATION OBSERVATIONS OF STARS IN THE
CLUSTERS NGC 6871 and NGC 6823

S u m m a r y

Photoelectric measurements of the polarization of starlight in open clusters NGC 6871 and NGC 6823 were made with the 16" and the 20" reflectors of the Byurakan Observatory. The results for NGC 6871 and the amounts of polarization obtained with yellow and blue filters for NGC 6823 are listed in tables 1, 2 and are presented graphically in fig. 1, 2.

A good agreement with the measurements of Hall and Mikesell [4], and Hiltner [5] may be noted.

The results of table 2 show that there isn't, wavelength dependence of interstellar polarization in this region.

The ratios of the mean value of polarization to the mean value of visual absorption for these clusters are however very small ($\overline{P}/A_v = 0.012$, $\overline{P}/A_v = 0.024$).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *К. А. Григорян*, Сообщения БАО, 27, 55, 1959.
2. *К. А. Григорян*, Сообщения БАО, 27, 68, 1959.
3. *К. А. Григорян*, рукопись.
4. *J. S. Hall and A. H. Mikesell*, Publ. U. S. Naval Obser., 17, 4, 1961.
5. *W. A. Hiltner*, Ap. J. suppl. ser. 11, 2, 389, 1956.
6. *H. A. Noag and others*, Publ. U. S. Naval Obser., 17, 7, 1961.
7. *H. Johnson and others*, LOB, 5, 113, 1961.
8. *Th. Schmidt*, Z. f. Ap., 46, 145, 1958.

К. А. Григорян

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЯ NGC 457

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется исследованию открытых звездных скоплений. Существующие работы в основном посвящены фотометрии звезд этих скоплений. Из них заслуживает внимания работа Джонсона и др. [1, 2]. В первой ее части [1] приводятся результаты наблюдения фотоэлектрических и фотографических звездных величин и цветовых эквивалентов звезд 70 открытых звездных скоплений в системе UVV, а во второй [2], основываясь на этих результатах, рассматриваются некоторые вопросы, касающиеся структуры Галактики и эволюции звезд.

Однако поляриметрическому исследованию звезд открытых скоплений посвящено мало работ.

В работах [3—5] приводятся результаты поляриметрических наблюдений звезд нескольких открытых скоплений. Как известно, результаты подобных исследований дают возможность выяснить некоторые очень важные вопросы, связанные с локальными магнитными полями Галактики и ролью поглощающих облаков в образовании поляризации звезд. Поэтому получение богатого и однородного наблюдательного материала для многочисленных скоплений в настоящее время является весьма важным вопросом.

В настоящей работе приводятся результаты поляриметрических наблюдений звезд скопления NGC 457 и подробный анализ этих наблюдений.

Методика наблюдения и измерительная аппаратура прежние, принятые в Бюраканской астрофизической обсерватории. Все наблюдения были выполнены в 1962 г.

§ 1. ТОЧНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ И СРАВНЕНИЯ

Оценка точности наших поляриметрических наблюдений была сделана с помощью стандартных звезд [6], которые были наблюдаемы неоднократно в указанном сезоне. Результаты наблюдений приведены в табл. 1.

Таблица 1

Название или HD	Даты наблюдений	P	θ°
55 Cyg.	25. VII. 1962	^m 0.062	8
	"	0.061	8
	"	0.061	8
	19. IX. 1962	0.057	0
	"	0.057	0
	21. IX. 1962	0.057	0
14 Ser.	"	0.062	8
	25. VII. 1962	0.033	66
	21. VIII. 1962	0.030	64
	26. VIII. 1962	0.033	64
	19. IX. 1962	0.033	62
	19. IX. 1962	0.030	60
	21. IX. 1962	0.030	64
	21. IX. 1962	0.035	56
	"	0.035	56
	24. IX. 1962	0.031	60
θ Boo	"	0.031	60
	"	0.031	60
154445	25. VII. 1962	0.004	—
	"	0.004	—
Φ Cas	21. IX. 1962	0.062	92
	24. IX. 1962	0.062	90
183143	21. IX. 1962	0.062	102
	"	0.062	102
	24. IX. 1962	0.061	102
ρ Cas	24. IX. 1962	0.123	8
	"	0.130	4
	"	0.123	4
φ Cas	25. IX. 1962	0.024	56
	"	0.024	56

В таблице приведены названия или номера звезд по HD, даты наблюдений и параметры поляризации. Средняя ошибка одного поляризационного наблюдения по табл. 1 заметно меньше, чем $\pm 0^m004$ для степени поляризации и $\pm 5^\circ$ для плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора.

Поскольку нами, кроме этих стандартных звезд, были наблюдаемы и звезды, наблюдаемые ранее Холлом, то возможно провести сравнение этих независимых друг от друга наблюдений (см. рис. 1—2). Как видно из этих рисунков, сходимость между нашими наблюдениями и наблюдениями Холла стандартных звезд вполне удовлетворительна.

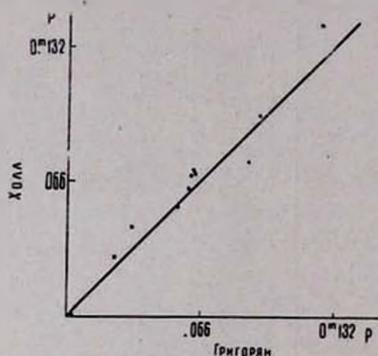


Рис. 1.
Уч. 1.

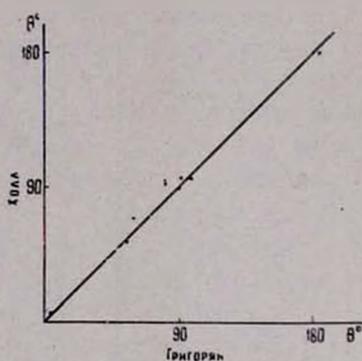


Рис. 2.
Уч. 2.

Результаты поляриметрических наблюдений этих стандартных звезд, выполненных различными авторами, собраны в табл. 2.

Таблица 2

Название звезд или HD	P	θ	Авторы
1	2	2	4
55 Суг.	^m		
	0.060	5°	Григорян
	0.062	2	Бехер
	0.061	5	Хялтнер
14 Сер.	0.032	61	Григорян
	0.035	67	Бехер

1	2	3	4
η Boo	^m 0.004	—	Григорян
	0.001	70*	Бехер
154445	0.062	91	Григорян
	0.077	88	Смит
Φ Cas	0.062	102	Григорян
	0.069	94	Бехер
	0.074	93	Хилтнер
	0.069	95	Серковский
183143	0.125	5	Григорян
	0.126	178	Бехер
	0.130	179	Хилтнер
	0.147	0	Смит
ρ Cas	0.024	56	Григорян
	0.027	55	Бехер
	0.030	51	Хилтнер

Как видно из табл. 2, наши результаты ближе к наблюдениям Бехера. Особенно сильно отличаются от наших результатов наблюдения Смита [7]. Данные табл. 2 свидетельствуют еще раз о том, что наши наблюдения были сделаны с допустимой точностью.

§ 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Скопление NGC 457 входит в список Джонсона и др. [1] и, следовательно, большинство ярких членов этого скопления были наблюдаемы фотозлектрически в системе UBV. Ниже приводятся основные данные [2] этого скопления.

	I''	b''	E_{B-V}	$m-M$	R	Sp
NGC 457	126.6°	-4.3°	0.47	12.3	2880_{μ}	B2

Характерной особенностью этого скопления является то, что наряду с нормальными звездами ранних спектральных типов к скоплению относятся и звезды сверхгиганты как поздних, так и ранних спектральных типов. Согласно Пешу [8], они являются членами этого скопления.

Абсолютные величины, истинные цветовые эквиваленты и спектральные типы, по [8], и результаты наших поляризметрических наблюдений этих сверхгигантов приведены в табл. 3.

Таблица 3

Звезда	M_v	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	Sp	P	θ
HD 7902	-6.8	-0.08	-0.75	B6I	0.075^m	95'
Φ Cas	-8.8	+0.19	+0.10	FOI	0.062	102
№ 4	-5.2	+1.65	+2.07	MOI-II	0.066	90

Из этой таблицы видно, что параметры поляризации этих звезд приблизительно одинаковы и не зависят от сильно различающихся истинных цветовых эквивалентов. Следовательно, поляриметрические наблюдения позволяют допустить, что они действительно являются членами скопления NGC 457, поскольку параметры поляризации этих звезд сходны с таковыми для членов скопления.

Результаты поляриметрических наблюдений остальных звезд скопления NGC 457 приведены в табл. 4 и графически представлены на рис. 3. Приведенные в таблице номера звезд, звездные величины и цветовые эквиваленты были взяты из работы [8].

Таблица 4

NGC 457 $\alpha = 01^h 17^m 0$ $\delta = +58^\circ 04'$ (1960)

N	V	B-V	U-B	P	θ
1	2	3	4	5	6
Φ Cas	5.00	0.69	0.47	0.059^m	107'
				0.064	107
				0.064	100
				0.064	100
				0.059	102
				0.059	100
1	7.01	0.42	-0.38	0.058	95
				0.059	102
				0.062	104
2	9.93	0.23	-0.06	0.066	83
				0.066	87
4	8.59	2.15	2.44	0.073	87
				0.068	91
				0.064	92
				0.066	87
				0.064	92
				0.064	92

1	2	3	4	5	6
				^m	
6	11.28	0.28	-0.44	0.088	101
7	9.93	0.21	-0.71	0.059	107
				0.068	107
				0.066	92
8+	10.12	0.22	-0.02	0.066	92
				0.048	99
				0.056	95
+9	9.83	0.29	-0.45	0.050	100
				0.057	100
11	11.21	0.27	-0.46	0.081	93
				0.082	95
13	10.78	0.28	-0.46	0.066	100
				0.075	100
				0.068	102
14	9.63	0.36	-0.54	0.064	107
				0.064	107
				0.055	100
				0.055	100
				0.061	106
17	11.95	0.28	-0.43	0.050	100
				0.048	102
19	11.30	0.32	-0.52	0.086	107
				0.083	105
21	9.48	0.42	-0.57	0.090	91
				0.091	93
				0.088	93
23	9.51	0.26	-0.54	0.051	103
				0.050	102
25	10.18	0.29	-0.49	0.051	94
				0.051	94
				0.055	96
31+	11.21	0.27	-0.46	0.024	108
+11	11.04	0.27	-0.44	0.026	106
34	10.61	0.27	-0.54	0.081	100
				0.079	102
39	9.47	0.29	-0.48	0.055	83
				0.059	83
				0.059	87
				0.053	80
40	10.55	0.21	-0.12	0.053	111
				0.051	111
				0.044	107
				0.044	107
				0.049	100
				0.049	111
43	9.89	0.24	-0.13	0.046	107
				0.059	107
51	9.85	0.27	-0.52	0.066	109
				0.066	109
				0.071	100
				0.071	100

Как видно из рис. 3, нет сильного разброса как плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора, так и степеней поляризации звезд этого скопления. Если принимать по [2] среднее поглощение по направлению скопления NGC 457 равным 1^m41 , тогда для отношения $\frac{\bar{P}}{A_V}$ получим 0.043. Это показывает, что в направлении скопления деполяризация играет незначительную роль.

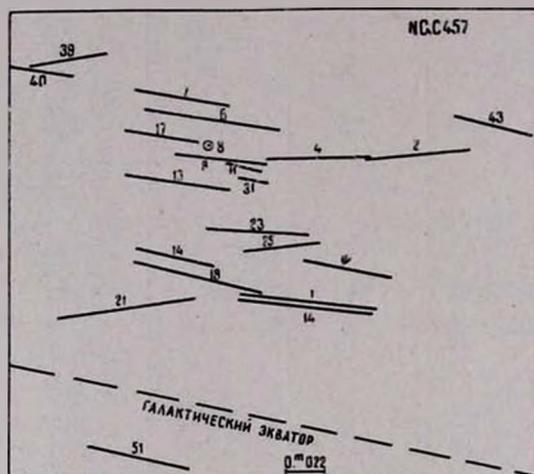


Рис. 3.

л4. 3.

Представляет определенный интерес рассмотреть зависимости степени поляризации от истинных звездных величин V_0 и цветовых эквивалентов $(B-V)_0$, причем истинные звездные величины V_0 и цветовые эквиваленты $(B-V)_0$ были определены с помощью [8]. Эти зависимости показаны на рис. 3 и 4. Как видно из этих графиков, наблюдается некоторая корреляция между степенями поляризации и истинными звездными величинами V_0 . Однако между истинными цветовыми эквивалентами $(B-V)_0$ и степенью поляризации корреляции почти нет. Первый факт свидетельствует или о том, что у звезд скопления NGC 457, кроме межзвездной поляризации, имеется звездная или околозвездная, или же

в пользу того, что некоторые из наблюдаемых звезд не являются членами этого скопления. Если первое предположение верно, тогда мы должны наблюдать определенную дисперсию в распределениях углов преимущественных колебаний электрического вектора. Однако, как видно из рис. 3, подобного разброса в распределениях углов преимуществен-

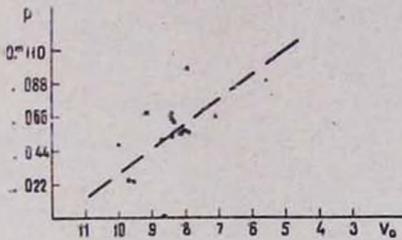


Рис. 4.
З. 4. 4.

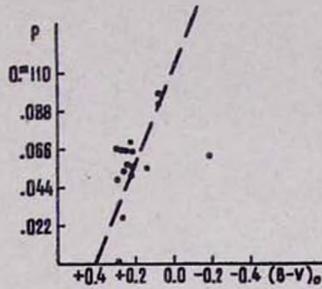


Рис. 5.
З. 4. 5.

ных колебаний не наблюдается, если не считать некоторого систематического отклонения среднего направления углов преимущественных колебаний электрического вектора от галактического экватора. Отсутствие большой дисперсии этих углов, по-видимому, свидетельствует о том, что среднее значение отношения $P_{\parallel} / P_{\text{меж}}$ значительно меньше единицы.

4. 2. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

NGC 457 ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՏԻ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

NGC 457 բաց աստղակույտի աստղերի լույսի բևեռաչափական դիտումները կատարվել են 1962 թ. Բյուրականի աստղադիտարանի 16'' դիտակով: Դիտումների արդյունքները բերված են 4-րդ աղյուսակում և գրաֆիկորեն պատկերված են նկար 3-ում:

Քլեեռացման աստիճանների և կլանման միջին մեծությունները հարաբերությունը զգալի մեծ է ($\frac{\bar{P}}{A_v} = 0.043$): էլեկտրական վեկտորի առավելագույն տատանման հարթությունների միջին ուղղությունը կազմում է փոքր անկյուն գալակտիկական հարթության հետ:

K. A. GRIGORIAN

POLARIZATION OBSERVATIONS OF STARS
IN THE CLUSTER NGC 457

S u m m a r y

Photoelectric measurements of the polarization of starlight in open cluster NGC 457 were made with the 16" reflector of the Byurakan Observatory in 1962.

The results for NGC 457 are given in table 4 and are presented graphically in fig. 3. The ratio of the mean value of polarization to the mean value of visual absorption is however very great $P/A = 0.043$

The mean plane of vibrations of electric vector makes a small angle with the galactic equator.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Johnson and others, Naval Observatory U. S., 17, 7, 1961.
2. H. Johnson and others, LOB, 5, 113, 1961.
3. A. Hoag, A. J., 58, 42, 1953.
4. K. Grigorian and J. Smak, Acta Astr., 11, 7, Warsaw Repr. 108, 1961.
5. W. Krzeminski, Acta Astr. 11, 7, Warsaw Repr., 108, 1961.
6. K. Serkovski, LOB, 4, 105, 1960.
7. E. van P. Smith, Ap. J., 124, 43, 1956.
8. P. Pesch. Ap. J., 130, 3, 1959.

М. А. Казарян

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Колориметрическими исследованиями установлено, что ядра планетарных туманностей могут быть как крайне голубыми ($CI \sim -1^m$), так и необычно красными ($CI > 0^m$) [1, 2]. Последний результат является неожиданным с точки зрения теории свечения планетарных туманностей.

Туманности, ядра которых изучались в работах [1, 2], имеют низкую или среднюю поверхностную яркость и большие видимые размеры, благодаря чему получается достаточный контраст между яркостью ядра и фоном туманности, обеспечивающий проведение колориметрических наблюдений. Однако требование контраста невозможно выполнить в отношении большинства других ядер. Выходом из положения могут быть спектрофотометрические наблюдения ядер, позволяющие судить о распределении энергии в их спектре, т. е. об их цвете.

Настоящая работа посвящена результатам спектрофотометрических наблюдений десяти достаточно ярких ядер планетарных туманностей, отобранных из каталога [3].

Наблюдательный материал получен в Бюраканской обсерватории в течение одного года, начиная с ноября 1965 г., посредством 8—12" телескопа системы Шмидта с объективной призмой (дисперсия у H_γ 420 А/мм).

Наблюдения в основном производились на пластинках Astro-platte spezial (Zu—2) и только для нескольких ядер использовались пластинки Kodak IIa—O и Kodak OAD.

Для калибровки спектров использовались отпечатки лабораторного трубчатого фотометра.

В качестве звезд сравнений для каждого ядра на той же пластинке было выбрано не менее двух звезд типа А. Для ядер NGC 1535, 6210, кроме выбранных на своих же пластинках звезд сравнений, использовались еще звезды сравнения типа А0, которые выбраны на пластинках, на которых сняты сами ядра туманностей IC 418 и IC 4593. В таких случаях ядра и звезды сравнения наблюдались на одинаковом зенитном расстоянии. В большинстве случаев, с целью облегчения выбора звезды сравнения, на той же пластинке произведена вторая короткая экспозиция (3—5 мин.).

Таблица 1

NGC и др.	\bar{t} (в мин)	n	Сорт пластинки	Звезда сравн. по HD	Тип	m_{pg}
1	2	3	4	5	6	7
1514	25	3	Astro-platte Spezial (Zu—2)	25908	A0	^m 9.1
				26022	A0	8.7
				26747	A0	9.2
1535	60	4	Astro-platte Spe- zial (Zu—2), Ko- dak OAD	35397	A0	9.7
				27615	A0	9.2
				26848	G5	9.6
418	30	5	"	35397	A0	9.7
				36326	A0	8.6
				35734	A0	10.4
6210	62	4	Astro-platte Spe- zial (Zu—2)	152928	A5	9.1
				145977	A0	8.3
				146311	A3	9.3
6543	30	4	"	162897	A0	7.6
				166330	A0	7.7
				166728	A0	8.3
				167274	A0	8.0
6572	32	3	Astro-platte Spe- zial (Zu—2), Ko- dak I Ia—O	166658	A0	9.5
				167031	A0	9.1
				167895	A0	9.6
				168180	A0	9.6
BD+30°3639	27	3	Astro-platte Spe- zial (Zu—2), Ko- dak OAD	184589	A0	9.4
				183057	A0	9.1
				184197	A0	8.8

В табл. 1 собраны все исходные данные — среднее время экспозиции (\bar{t}), число наблюдений (n), сорт пластинки,

1	2	3	4	5	6	7
6891	50	5	Astro-platte Spezial (Zu-2)	192955	B9	^m 8.1
				192733	A0	8.5
				192195	B9	9.3
7009	60	4	"	199945	A0	9.2
				200517	A0	9.6
				200793	A0	9.4
7635	10	4	Astro-platte Spezial (Zu-2), Kodak IIa-O	220147	A0	7.6
				220421	A0	8.6

звезды сравнения, их спектральный тип и фотографические величины (m_{pg}).

Для туманностей с $\delta > -2^\circ$ фотографические величины звезд сравнений были взяты из каталога AGK₂, для остальных звезд — из каталога HD.

Микрофотометрические записи ядер и звезд сравнений производились на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ

Для определения спектрофотометрических градиентов ядер планетарных туманностей в интервале длин волн λ 4100—4700 Å выбирались такие области, которые по мере возможности были свободны от эмиссионных линий туманности.

Сначала графическим путем определялись относительные спектрофотометрические градиенты ($\Delta\Phi$) по отношению к звездам сравнений (звезды сравнений приведены в табл. 1), затем абсолютные спектрофотометрические градиенты ядер (Φ_n) из соотношения $\Phi_n = \Phi_0 + \Delta\Phi$. Величины абсолютных спектрофотометрических градиентов (Φ_0) звезд сравнений взяты из работы Барье и Шалонжа [4]; при этом $\Phi_0 = 1.00$ для звезд типа A0. Везде Φ_n было исправлено за межзвездное поглощение по формуле $\Phi_n^0 = \Phi_n + 0.921 \bar{\tau} (A_c - A_n)$ [5],

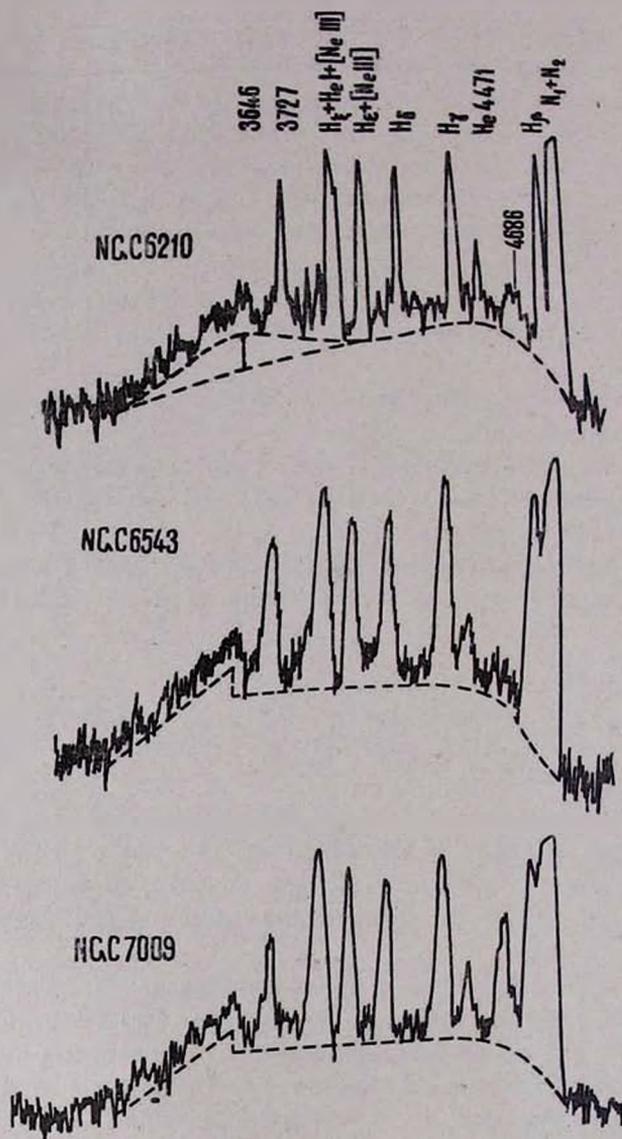


Рис. 1. Спектрограммы планетарных туманностей NGC 6210, 6543 и 7009.

Նկ. 1. NGC 6210, 6543 և 7009 մոլորակաձև միգմաձուլույթների սպեկտրոգրամները:

где $\bar{\lambda}$ — средняя длина волны исследуемого участка длин волн, выраженная в микронах (в нашем случае $\bar{\lambda} = 0.44 \mu$), A_c и A_n — межзвездное поглощение (на $\bar{\lambda} = 4400 \text{ \AA}$) звезды сравнения и туманности соответственно; их величины определялись по методу, описанному в работе [2]. В случае ядер исследуемых нами туманностей поправки за межзвездное поглощение, как показали вычисления, оказались небольшими.

На спектрограммах ядер планетарных туманностей NGC 6210, 6543, 6572 и 7009 виден довольно хорошо выраженный подъем непрерывного спектра у границы Бальмеровского скачка. Примеры спектрограмм ядер NGC 6210, 6543 и 7009 приведены на рис. 1. В случае ядра NGC 6210 подъем непрерывного спектра начинается раньше, чем Бальмеровский скачок, приблизительно у длины волны $\lambda = 3900 \text{ \AA}$. Вероятно, это вызвано слиянием слабых эмиссионных линий туманности в этом участке.

У ядер туманностей NGC 6543 и 7009 указанный подъем начинается от предела Бальмеровского континуума.

Таблица 2

NGC и др.	Φ_{λ}	n	T_{λ}	T_{λ} [7]	T [8]	T [9]	D	S_p
1514	1.20 ± 0.01	3	12000	—	25000	—	+0.30	O7, B9
1535	0.98 ± 0.08	4	17000	—	37000	55000	+0.07	Cont
418	1.13 ± 0.09	5	14100	—	23000	45000	-0.03	WC7+O5
6210	1.00 ± 0.07	4	16500	32000	39000	54000	-0.24	O6+WC7
6543	0.79 ± 0.03	3	25000	28000	35000	56000	-0.20	WN6
6572	0.56 ± 0.02	3	55000	50000	41000	56000	-0.10	W
BD+30 3639	0.85 ± 0.02	3	21000	15000	—	—	-0.10	WC+O8
6891	0.72 ± 0.10	5	30000	—	44000	45000	—	O7
7009	0.70 ± 0.06	3	32000	40000	52000	65000	-0.17	Cont
7635	0.64 ± 0.08	4	39000	—	25000	—	+0.05	O6

В табл. 2 приведены следующие данные: абсолютные спектрофотометрические градиенты (Φ_{λ}), число измеряемых пластинок, спектрофотометрические температуры, полученные при помощи Φ_{λ} , спектрофотометрические температуры, приведенные в работе [6], величина Бальмеровского скачка D и спектральные типы ядер, согласно работам [3, 7]. В шестом столбце даны температуры ядер, найденные

Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [8] методами Занстра, в седьмом — температуры ядер, определенные Г. А. Гурздяном [9] по методу [ОIII]/[OII]. Во втором столбце, рядом с Φ_{λ} , приведены среднеквадратичные ошибки измерения абсолютных спектрофотометрических градиентов.

Спектрофотометрические температуры ядер NGC 1514 и 7635 хорошо совпадают с цветовыми температурами (11000° и 37000° соответственно), полученными из колориметрических наблюдений [2].

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЯДЕР

Нашей задачей теперь является нахождение, путем вычислений, фотографических звездных величин ядер m_{λ} по известному распределению энергии в их спектре I_{λ} . Имеем $m_{\lambda} = m_0 - \Delta m_{\lambda}$, где

$$\Delta m_{\lambda} = -2.5 \log \frac{\int_{3700}^{4700} I_{\lambda} \delta_{\lambda} d\lambda}{\int_{3700}^{4700} I_{\lambda}^0 \delta_{\lambda} d\lambda} \quad (1)$$

есть разность звездной величины ядра и выбранной звезды,

I_{λ} и I_{λ}^0 — интенсивности непрерывных спектров ядра и выбранной звезды соответственно, величины которых берутся из спектрограмм.

δ_{λ} — отношение дисперсии на выбранной длине волны (в интервале λ 3700—4700) к дисперсии около линии H_{γ} . Обычно, для повышения точности метода, на пластинке, где сфотографировано ядро, выбирается не менее трех, а иногда до шести звезд с известными звездными величинами. При помощи каждой выбранной звезды определяется m_{λ} , а потом берется среднее значение из этих величин.

Точность средних фотографических звездных величин ядер, определенных при помощи (1), зависит от точности фотографических величин выбранных звезд. Например, точность фотографических величин звезд каталога AGK₂ боль-

ше, чем каталога HD. Поэтому средние фотографические величины ядер, которые были привязаны к звездам каталога AGK₂, будут более точными, чем у тех, которые были привязаны к звездам каталога HD.

С целью проверки этот метод был применен в отношении ядер NGC 1514 и NGC 7635, фотографические величины которых, определенные обычным методом, равны 9^m88 и 8^m66 соответственно [2].

Сравнение результатов, полученных для ядер NGC 1514 и 7635 методом прямой колориметрии и методом спектрофотометрии, показывает, что в пределах ошибок измерения ($\pm 0^m1$) имеет место совпадение, когда звезды выбираются из каталога AGK₂, а когда звезды выбираются из каталога HD, то расхождение уже доходит до $\pm 0^m25$.

Однако фотографические величины одной из выбранных звезд, определенные через известную яркость другой выбранной звезды, показывали хорошую внутреннюю согласованность (разность максимального и минимального значения не превышала 0^m1). Это обстоятельство может приобрести особое значение при поисках переменности у ядер планетарных туманностей маленьких размеров и больших поверхностных яркостей. Здесь уже не важно знать точную звездную величину выбранной звезды сравнения.

Значения найденных таким путем фотографических величин ядер рассмотренных нами туманностей приведены в табл. 3; там же приведено: число измеренных пластинок, фотографические величины ядер, согласно [6], расстояния туманностей [10, 11], абсолютные фотографические величины M_{pg} , радиусы ядер ($R_{\odot} = 1$) и их болометрические звездные величины, которые вычислялись по формулам, приведенным в работе [2]. При этом использованы найденные нами значения спектрофотометрических температур ядер (кроме ядра NGC 1514 и 7635). Радиусы, абсолютные фотографические величины и болометрические величины ядер NGC 1514 и 7635 взяты из работы [2].

Абсолютные фотометрические величины, радиусы и болометрические величины вычислялись с учетом межзвездного поглощения (см. [2]).

В табл. 3, наряду с фотографическими величинами, приведены также среднеквадратические ошибки их измерения, найденные по наблюдениям разных ночей.

Таблица 3

NGC и др.	m_{pg}	n	$m_{pg} [7]$	m_{pg}^0	r (в псэк)	M_{pg}	R/R_{\odot}	$B. C.$	M_b
1514	9.90 ± 0.08	3	—	—	1320	-2.42	2.42	-0.46	-2.90
1535	11.15 ± 0.02	3	—	11.15	2050	-0.41	1.88	-1.15	-1.21
418	9.50 ± 0.15	5	—	9.15	1880	-2.22	6.24	-0.78	-2.74
6210	10.80 ± 0.04	4	12.5	10.80	1910	-0.61	2.80	-1.11	-1.38
6543	10.41 ± 0.18	3	10.2	10.05	996	+0.06	1.18	-2.09	-1.53
6572	11.24 ± 0.05	3	10.8	10.31	933	+0.46	0.54	-4.12	-3.00
BD+36° 3639	10.16 ± 0.04	3	10.1	8.97	4150	-4.12	9.55	-1.64	-5.32
6891	11.54 ± 0.09	4	—	11.06	2800	-1.12	1.73	-2.56	-3.12
7009	10.69 ± 0.10	4	10.7	10.69	1200	+0.29	1.15	-2.19	-1.38
7635	8.75 ± 0.04	4	—	—	140	+0.15	0.68	-3.57	-2.81

Из табл. 2 и 3 видно, что спектрофотометрические температуры и фотографические звездные величины, определенные Носковой [6] и нами, для всех ядер туманностей, кроме ядра NGC 6210 близки друг к другу.

Температуры и фотографические величины ядер NGC 1514 и 7635, полученные колориметрическими и спектрофотометрическими путями, оказались одинаковыми в пределах ошибок измерений. Спектрограммы ядер NGC 1514 и 7635 удалось получить без следов туманностей. По своему характеру они похожи на спектры звезд типа А и О соответственно.

На спектрограмме ядра NGC 7635 вышли многочисленные линии поглощения, среди которых и линии нейтрального гелия 3889, 3964, 4026, 4144, 4388, 4471, 4713 А.

Спектрофотометрические температуры некоторых ядер NGC 1514, 1535, 6210 и IC 418 оказались до того низкие, что приходится искать другие источники свечения туманностей.

Таковым, в случае ядра IC 418 и NGC 6210, являющимся двойной системой, может быть один из компонентов системы — звезда типа O.

Из данных табл. 2 следует, что спектрофотометрические температуры, особенно у ядер NGC 1514, 1535, 6210 и IC 418, ниже, чем температуры, найденные методом Занстра [8] и методом [OIII]/[OII] [9], и еще ниже, чем температуры, полученные методом В. А. Амбарцумяна [12].

Таким образом, налицо большое расхождение между температурой в фотографической области ядра туманности и его температурой в области за границей Лаймановской серии водорода.

Մ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

ՄՈՂՈՐԱԿԱԶԵԿ ԿԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԿՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Կատարվել է 10 մոլորակաձև միզամածությունների միջուկների սպեկտրալուսաչափական ուսումնասիրություն 8—12" Շմիդտի տիպի դիտակի վրա օբյեկտիվ պրիզմայով: Ստացվել են միջուկների սպեկտրալուսաչափական ջերմաստիճանները, բալմերյան խորշերը, լուսաչափական, բացարձակ լուսաչափական և բոլմերիկ աստղային մեծությունները:

NGC 1514, 1535, 6210 և IC 418 միզամածությունների միջուկների սպեկտրալուսաչափական ջերմաստիճանները համեմատած Ջանստրայի և [OIII]/[OII] մեթոդներով ստացված ջերմաստիճանների հետ շատ փոքր են:

Այն միզամածությունները, որոնց միջուկները ունեն այդքան փոքր սպեկտրալուսաչափական ջերմաստիճաններ չեն կարող լուսավորվել նրանց կողմից:

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE NUCLEI OF PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

Spectrophotometric investigation of 10 nuclei of planetary nebulae has been made with 8—12" Schmidt telescope in combination with the objective prism.

The spectrophotometric temperatures, Balmer discontinuities, photographic, absolute photographic and bolometric magnitudes were obtained.

The spectrophotometric temperatures of the nuclei of the nebulae NGC 1514, 1535, 6210 and IC 418 are very low compared with the temperatures calculated by methods of Zanstra and the $[OIII]/[OII]$. The nebulae, which have nuclei with such low spectrophotometric temperatures cannot be excited by them.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. O. Abell, *Ap. J.*, 144, 259, 1966.
2. М. А. Казарян, *Сообщения БАО*, 38, 1967.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Сообщения ГАИШ*, 118, 4, 1962.
4. Л. Х. Аллер, *"Астрофизика"*, 1, М., 1955.
5. В. П. Архипова, *Астрономический журнал*, 40, 71, 1963.
6. Р. И. Носкова, *Астрономический журнал*, 42, 1038, 1965.
7. L. H. Aller, *Ap. J.*, 108, 462, 1948.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Газовые туманности и новые звезды*, М., 1948.
9. Г. А. Гурзадян, *Планетарные туманности*, М., 1962.
10. С. R. O'Dell, *Ap. J.*, 138, 67, 1963.
11. Л. П. Метик, Р. Е. Гершберг, *Изв. КрАО*, 31, 112, 1964.
12. В. А. Амбарцумян, *Цирк. ГАО*, № 4, 8, 1932.

М. А. Казарян

О ПЕРЕМЕННОСТИ ЯДЕР ЧЕТЫРЕХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Спектрофотометрические исследования хорошо известных планетарных туманностей NGC 6826, 7662, 3242, IC 4593 и их ядер были проведены многими авторами. В частности, Аллером [1] были получены спектрограммы ядер этих туманностей, на основе которых определялись эквивалентные ширины водородных и гелиевых линий и концентрация водородных атомов в атмосфере ядер; последняя оказалась в четыре раза меньше, чем концентрация водородных атомов в атмосферах звезд главной последовательности или сверхгигантов.

Таблица 1

NGC и др.	Расстояние (в пс)	Sp	m_{PK} [3]	m_{PK} [4]	m_{PK} [5]	m_{PK} [6]	m_{PK} [7]	m_{PK} [8]	m_{PK} [9]	T_c [4]
3242	1030	Cont	^m 11.4	^m 10.7	^m 11.9	—	—	—	^m 11.3	55000
4593	2810	Cont	10.2	11.1	10.2	10.2	10.53	12.0	10.9	31000
6826	1140	WN6, O5	10.8	—	10.7	—	—	—	9.9	—
7662	1740	Cont	12.5	10.6	12.7	—	—	—	11.1	50000

В табл. 1 собраны известные данные об упомянутых выше планетарных туманностях, а именно, их расстояния согласно О'Деллу [2], спектральный тип (Sp) ядер [1], фотографические и фотовизуальные величины, спектрофотометрические температуры ядер по определению авторов [3—9].

Представляет, однако, интерес изучение этих туманностей с точки зрения переменности как самих туманностей, так и их ядер. Упомянем здесь некоторые из имеющихся в литературе указаний на существование таких изменений.

Измеряя интенсивности эмиссионных линий некоторых звездобразных туманностей и сравнивая их с данными других наблюдений, Г. А. Гурзаян с автором [10] пришли к выводу, что две из них — В-В 506 и 510 могут быть переменными. Эйбелл [11], производя электрофотометрические наблюдения ядер 30 планетарных туманностей в системе U, В, V, пришел к выводу, что 12 из них могут быть переменными. О переменности линий 4663 [ОIII] в спектре туманности IC 4997 отмечается в работах [12, 13, 14]. Б. А. Воронцов-Вельяминов [15], обрабатывая спектрограммы туманности NGC 6905 и анализируя данные других авторов, приходит к выводу, что в течение 15 лет интенсивность линии 4686 He II повысилась в 2,5 раза. Когутек [7], измеряя ядра некоторых планетарных туманностей на пластинках каталога AGK₂ и AGK₃, заподозрил переменность некоторых из этих ядер. В другом месте [16], оценивая фотографические и фотокрасные величины ядра туманности KI—2, тот же автор находит, что ядро меняет свой блеск и цвет.

Наиболее ярким примером переменности спектра планетарной туманности является IC 4997, изменчивость интенсивности в линии 4363 [ОIII] которой почти не вызывает сомнения [12, 13, 14]. В остальных случаях отсутствие однородного материала не позволяет сделать такое утверждение. Поэтому было бы желательно проведение продолжительных наблюдений хотя бы над отдельными планетарными туманностями и их ядрами, подозреваемыми в переменности.

Наблюдения ядер планетарных туманностей NGC 6826, 7662, 3242 и IC 4593 производились по общей программе для определения спектрофотометрических температур и фотографических величин. Предварительные данные, особенно спектрофотометрические градиенты ядер этих туманностей, полученные в разное время, не согласовывались друг с другом. Только продолжительные наблюдения могли бы внести ясность в этот вопрос, что и сделано в отношении ядер туманностей NGC 6826 и 7662.

Наблюдения велись в Бюраканской обсерватории на 8—12" телескопе системы Шмидта с объективной призмой (дисперсия у H, 420 А/мм), в основном на пластинках Astro-

platte Spezial (Zu—2) и частично на Kodak IIa—O, Kodak IIa—E и Kodak OAD.

Для калибровки спектров использовались отпечатки лабораторного трубчатого фотометра.

Для каждого ядра на той же пластинке, в качестве звезд сравнений были выбраны три, а иногда и больше звезд типа A и B9. В табл. 2 приведены туманности, тип пластинки, звезда сравнения, их спектральные типы и фотографические величины m_{pg} . Для всех ядер туманностей, кроме ядра NGC 3242, фотографические величины звезд сравнений были взяты из каталога AGK₂.

Таблица 2

NGC и др.	Тип пластинки	Звезда сравнения по HD	Тип	m_{pg}
3242	Astro-platte Spezial (Zu—2)	89692	A5	^m 9.4
		99784	A2	9.7
		89946	A5	9.7
4593	Astro-platte Spezial (Zu—2), Kodak OAD	144780	A2	9.0
		145977	A0	8.3
		146311	A3	9.3
6826	Astro-platte Spezial (Zu—2), Kodak IIa—O, Kodak IIa—E, Kodak OAD	186774	A0	8.0
		187341	A3	8.4
		188342	A0	7.6
7662	Astro-platte Spezial (Zu—2), Kodak IIa—O	220446	A	9.1
		220844	A0	9.7
		220932	A0	9.7
		221160	B9	7.6

Микрофотометрические записи ядер и звезд сравнений сняты на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4.

Были определены абсолютные спектрофотометрические градиенты и фотографические величины ядер планетарных туманностей NGC 6826, 7662, 3242 и IC 4593 примененным в работе [17] методом. Ошибки фотометрических величин в наших измерениях не превышали $0^m.1$ [17]. Полученные результаты и анализ некоторых физических особенностей для каждого ядра в отдельности приводятся ниже.

NGC 6826 — согласно эволюционной классификации планетарных туманностей, разработанной Г. А. Гурздяном [18],

NGC 6826 является двухоболочной туманностью. Для спектрального типа ядра в работе [1] дается WN6, O5. Температура ядра определялась Г. А. Гурздяном [18] методом [OIII]/[OII], а электронная температура, электронная концентрация и относительные интенсивности эмиссионных линий NGC 6826 были определены обычным способом [19]. Профили эмиссионных линий, принадлежащие H β , HeI, [OIII] и [NII], согласно [20], более широкие, чем их доплеровские ширины, обусловленные тепловыми движениями атомов. Это говорит в пользу наличия крупномасштабных движений внутри туманности NGC 6826. В работе [21] приведены интенсивности эмиссионных линий в абсолютных энергетических единицах. О переменности ядра этой туманности ничего не было известно.

Наблюдения ядра туманности NGC 6826 проведены в период с 21 декабря 1965 г. по 19 октября 1966 г. За это время получены разными экспозициями 33 спектрограммы

Таблица 3

Спектрофотометрические температуры, градиенты и фотографические величины ядра NGC 6826

№ пластинки	Даты наблюдений	Φ	T_c	m_{pg}
258 _б	21. XII. 1965	0.81	23000	ш 9.6
277 _б	16. VI. 1966	0.40	>100000	9.7
279 _г	18. VI	0.84	22000	9.6
279 _г	"	1.09	15000	9.6
284 _б	24. VIII	0.95	17000	9.9
286 _а	26. VIII	0.68	34000	10.0
289	16. VIII	1.35	11000	9.9
289 _д	"	1.46	10000	9.9
290 _е	17. VIII	1.35	11000	10.0
290 _е	"	1.37	10800	9.7
292 _г	18. VIII	0.66	37000	9.9
292 _а	"	0.75	28000	9.9
296 _б	23. VIII	1.25	11800	10.1
296 _б	"	1.28	11400	10.1
297 _а	3. IX	1.27	11600	10.0
299 _а	7. IX	0.32	>100000	9.7
302 _а	11. IX	0.41	>100000	10.0
303 _а	15. IX	0.71	30000	10.3
303 _б	"	0.83	22000	10.3
305 _а	"	1.23	12000	10.2
306 _г	17. IX	0.40	>100000	10.0
309 _а	19. X	0.71	30000	9.8

(наблюдения охватывают 15 разных ночей). Из них 22 спектрограммы были обработаны, т. е. найдены абсолютные спектрофотометрические градиенты Φ , фотографические величины m_{pg} . Эти результаты приведены в табл. 3, где величины m_{pg} округлены с точностью до 0^m1 .

Как следует из приведенных в табл. 3 данных, абсолютные спектрофотометрические градиенты сильно меняются — в пределах от 0.32 до 1.46. В реальности этих измерений не приходится сомневаться хотя бы потому, что в каждом отдельном измерении сравнение производилось относительно двух или трех звезд типа А (см. табл. 2), и при этом результаты измерений оказались одинаковыми в пределах ошибки измерения (± 0.1).

Довольно сильное изменение градиента в продолжение 1—2 дней побудило проследить за его поведением в течение одной ночи. Так, 15 сентября 1966 г. удалось в течение

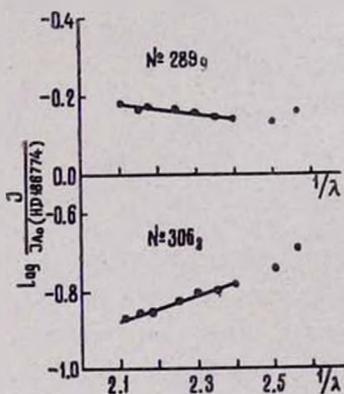


Рис. 1. Распределение энергии ядра NGC 6826 относительно звезды типа А0 (пластинки 289г и 306г).

Նկ. 1. NGC 6826 միջուկի էներգիայի բաշխումը թյունը А0 տիպի աստղի նկատմամբ (թիթեղներ 289 և 306գ):

4 часов получить 3 пластинки. На каждой пластинке были получены две спектрограммы с экспозициями 30 и 5 мин. соответственно. Результаты обработки (табл. 3) показали, 4—388

что абсолютный градиент при этих наблюдениях меняется от 0.70 до 1.20.

На рис. 1 приведены кривые распределения энергии в спектре ядра NGC 6826 относительно звезды типа A0, построенные по пластинкам 289₁ и 306_г, полученным в разное время наблюдений на Astro-platte Spezial (Zu—2). Качественная разница между этими результатами очевидна. Фотографическая величина (табл. 3) ядра этой туманности оказалась в интервале от 9^м.6 до 10^м.3, т. е. яркость ядра менялась на 0^м.70. На рис. 2 дана связь между временем

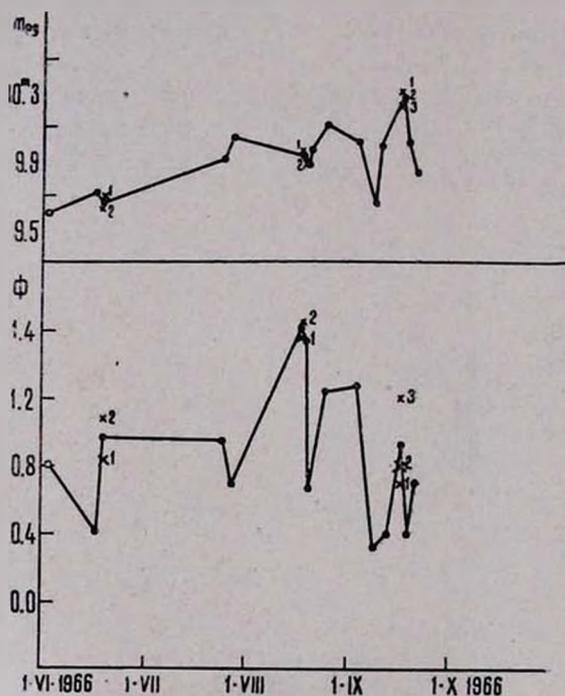


Рис. 2. Зависимость Φ и m_{pg} от времени.

Նկ. 2. Φ և m_{pg} կախվածությունը ժամանակից:

наблюдения и абсолютными спектрофотометрическими градиентами Φ , а также фотографическими величинами m_{pg} . Значения, обозначенные кружочками на этом рисунке и являю-

щиеся результатами наблюдения 21 декабря 1965 г., не соответствуют масштабу времени графика. Значения абсолютных градиентов и фотографических величин до 18 августа имеют следующую тенденцию: когда ядро ослабляется, градиент уменьшается и спектрофотометрическая температура увеличивается. После 18 августа замечается обратная картина.

На рис. 2 крестиками с индексами 1, 2, 3 обозначены наблюдения, проведенные в течение одной ночи (графики проведены по средним значениям наблюдений). Хотя фотографические звездные величины этих наблюдений мало отличаются друг от друга (кроме наблюдений 17 августа, разброс в остальных наблюдениях находится в пределах ошибок измерения), тем не менее заметно, что при уменьшении звездной величины ядра уменьшается, также в течение одной ночи, спектрофотометрический градиент, т. е. увеличивается спектрофотометрическая температура (см. рис. 2). Заметно также (рис. 2) отсутствие согласованности между общим ходом изменения абсолютных градиентов и фотографических величин ядра NGC 6826. Это, по-видимому, является результатом несогласованности масштабов изменения градиентов и фотографических величин.

NGC 7662 — по классификации [18] эта туманность является кольцеобразной двухоболочной биполярной туманностью. Относительные интенсивности эмиссионных линий по диску туманности меняются [22]. Измерения Пейджа [23] указывают на некоторые изменения непрерывного спектра туманности во времени. По наблюдениям Барнарда [24], ядро NGC 7662 меняет свой блеск от $12^m 0$ до $16^m 0$ с периодом 27 дней. Однако последующие наблюдения Кэртиса [25] не подтвердили этот результат.

В работе [21] отмечается, что относительные интенсивности эмиссионных линий NGC 7662 в 2—2,5 раза более высокие, чем у других авторов, и, кроме того, все 8 полученных ими негативов показывали плохую внутреннюю сходимость. Однако этот факт авторы работы не считают обусловленным переменностью туманности. Предварительные радионаблюдения [26] указывают на тепловую природу её радиоизлучения.

Наши наблюдения ядра этой туманности относятся к периоду от 23 августа по 6 декабря 1966 г. Было получено 10 спектров с разными экспозициями, 8 из которых обработаны. Средняя экспозиция для наблюдения непрерывного спектра ядра составляет 50 мин.

Таблица 4

Спектрофотометрические температуры, градиенты и фотографические величины ядра NGC 7662

№ пластинок	Даты наблюдений	Φ	T_c	m_{pg}
296 _г	23.VIII.1966	0.89	19400	11.6 ^m
298 _а	7.IX	0.50	80000	11.5
300 _а	9.IX	0.89	19400	11.5
301 _г	12.IX	1.24	12000	11.5
304 _б	15.IX	0.90	19000	11.5
309 _б	19.X	0.70	31700	11.5
310 _а	20.XI	1.04	15300	11.8
312 _а	6.XII	1.12	13800	11.4

В табл. 4 приведены результаты обработки наблюдений — абсолютные спектрофотометрические градиенты Φ , спектрофотометрические температуры T_c и фотографические величины ядра NGC 7662. Изменения градиентов довольно сильные — от 0.5 до 1.24, а фотографические величины отличаются друг от друга в пределах ошибок (кроме наблюдения 20 ноября).

IC 4593 — является планетовидной туманностью по эволюционной шкале; такие туманности должны быть молодыми объектами [18]. Аллер и Вильсон [27], анализируя линии поглощения водорода и гелия, определили, что в атмосфере ядра IC 4593 отношение плотности гелия к плотности водорода больше, чем у нормальных звезд типа O. Они установили, что ядро IC 4593 является звездой типа Of, интенсивности эмиссионных линий которой меняются, а линии 4634 NIII и 4651 CIII иногда исчезают совсем. Когутек [7], после измерений фотографических величин на пластинках каталога AGK₂ и AGK₃, выражает сомнение относительно

устойчивости блеска ядра туманности IC 4593. Радиоизлучение этой туманности, вероятно, не имеет тепловой природы, по данным на волнах 11, 21 и 32.5 см [28, 29, 30].

Наши наблюдения, проведенные в течение четырех ночей, охватывают период с 24 марта по 7 августа 1966 г. Для ядра туманности IC 4593 было получено 6 спектрограмм с экспозициями по 30 минут.

Результаты измерений (Φ , T_c и m_{pg}) приведены в табл. 5. Фотографическая величина ядра IC 4593 меняется

Таблица 5

Спектрофотометрические температуры, градиенты и фотографические величины ядра IC 4593

№ пластинок	Даты наблюдений	Φ	T_c	m_{pg}
274 _a	24.III.1966	1.22	12000	10.2 ^m
275 _a	"	0.74	28300	10.5
277 _a	15.IV.	0.75	27300	10.7
278 _a	"	0.63	40600	10.8
279 _a	17.VI.	1.06	15800	10.7
287 _a	7.VIII.	0.69	32700	11.1

на величину 0^m9, а градиенты оказались одинаковыми в пределах ошибок измерений; исключение составляют наблюдения 274_a и 279_a. Даже исключив наблюдение 274_a, где спектр получился слабым, все равно мы не получаем согласованности между остальными наблюдениями. При этом фотографические яркости отличаются друг от друга на величину 0^m6.

NGC 3242 — является двухоболочной туманностью [18]. Хорошо изучен ее спектр [31, 32, 33], а радиоизлучение имеет нетепловое происхождение [26, 28, 29]. Для ядра этой интересной туманности в течение трех ночей нами были получены три спектрограммы.

Результаты измерений приведены в табл. 6. Градиенты и фотографические величины оказались непостоянными; разность фотографических величин достигает 0^m6. Замечается также уменьшение фотографической величины ядра с умень-

Таблица 6

Спектрофотометрические температуры, градиенты и фотографические величины ядра NGC 3242

№ пластинок	Даты наблюдений	Φ	T_c	m_{pg}
257 _д	2.XII.1965	0.67	35000	10.3 ^m
310 _д	21.XI.1966	0.27	>100000	10.9
311 _а	23.XI.1966	0.63	40000	10.7

шением абсолютного градиента (увеличением температуры). Градиент на пластинке 310_д сильно отличается от градиентов других наблюдений.

Таким образом, у ядра NGC 3242 градиенты и фотографические величины меняются, однако из-за недостаточности наблюдательного материала делать окончательный вывод об изменениях этих величин трудно.

Резюмируя полученные результаты, можно заключить:

1. Ядро планетарной туманности NGC 6826 является переменным объектом. Переменность выражается в изменчивости величины абсолютного спектрофотометрического градиента и фотографической яркости ядра.

2. Ядро планетарной туманности NGC 7662 является переменным объектом. Однако переменность выражается в основном в непостоянстве спектрофотометрического градиента ядра; его фотографическая яркость почти постоянна.

3. Ядро планетарной туманности IC 4593, возможно, является переменным объектом.

Մ. Ա. ԴԱԶԱՐՅԱՆ

ԶՈՐՍ ՄՈՂՈՐԱԿԱԶՆԿ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ
ՓՈՓՈԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Կատարվել է NGC 6826, 7662, 3242 և IC 4593 մոլորակածև միգամածութունների միջուկների սպեկտրալուսաչափական ու-

սումնասիրություն 8—12" Շմիդտի տիպի դիտակի վրա օբյեկտիվ սրբիվմայով:

Արդյունքները ցույց են տալիս, որ NGC 6826 միջուկի սպեկտրալուսաչափական ջերմաստիճանը և լուսաչափական մեծությունը փոփոխվում են:

Փոփոխվում է նաև NGC 7662 միջուկի սպեկտրալուսաչափական ջերմաստիճանը:

Հավանաբար փոփոխվում է IC 4593 միջուկի լուսաչափական մեծությունը: Նման փոփոխություններ չեն բացատրվում NGC 3242 միջուկի մոտ:

M. A. KAZARIAN

ON THE VARIABILITY OF FOUR NUCLEI OF PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

Spectrophotometric investigation of the nuclei of the nebulae NGC 6826, 7662, 3242 and IC 4593 has been made with the 8—12" Schmidt telescope in combination with the objective prism.

The results show that the spectrophotometric temperature and photographic magnitude of the nucleus of the NGC 6826 are variable. The spectrophotometric temperature of the nucleus of the NGC 7662 is also variable.

The photographic magnitude of the nucleus of the IC 4593 is probably variable. The variability of the same kind is not excluded for the nucleus of the NGC 3242.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. H. Aller, Ap. J., 108, 462, 1948.
2. C. R. O'Dell, Ap. J., 138, 67, 1963.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Сообщения ГАИШ, 118, 4, 1962.
4. Р. И. Носкова, Астрономический журнал, 42, 1038, 1965.
5. L. Berman, Lick observ. Bull., 18, 57, 1937.

6. *E. P. Hubble*, *Ap. J.*, 56, 400, 1922.
7. *L. Kohoutek*, *Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia*, 17, 6, 1966.
8. *C. H. Payne*, *Harv. Bull.*, № 878, 1, 1930.
9. *W. Liller*, *Ap. J.*, 122, 240, 1955.
10. *Г. А. Гурздян, М. А. Казарян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, 36, 23, 1964.
11. *G. O. Abell*, *Ap. J.*, 144, 259, 1966.
12. *L. H. Aller, W. Liller*, *Sky and Telescope*, 16, 222, 1957.
13. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, *Астрономический журнал*, 37, 994, 1960.
14. *L. H. Aller and W. Liller*, *M. N.*, 132, 337, 1966.
15. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, *Астрономический журнал*, 38, 247, 1961.
16. *L. Kohoutek*, *Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia*, 15, 161, 1964.
17. *М. А. Казарян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, 39, 35, 1968.
18. *Г. А. Гурздян*, *Планетарные туманности*, М., 1962.
19. *W. Liller and L. H. Aller*, *Ap. J.*, 120, 48, 1954.
20. *D. E. Osterbrock, J. S. Miller and D. W. Weedman*, *Ap. J.*, 145, 697, 1966.
21. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, В. П. Архипова*, *Астрономический журнал*, 42, 730, 1965.
22. *R. Minkowski and L. H. Aller*, *Ap. J.*, 124, 93, 1956.
23. *T. L. Page*, *M. N.*, 96, 604, 1936.
24. *E. E. Barnard*, *M. N.*, 68, 465, 1908.
25. *H. D. Curtis*, *Publ. Lick Observ.*, 13, 57, 1917.
26. *T. K. Menon and Y. Terzian*, *Ap. J.*, 141, 745, 1965.
27. *L. H. Aller and O. C. Wilson*, *Ap. J.*, 119, 243, 1965.
28. *J. G. Davies, R. J. Ferriday, C. G. T. Haslam, M. Moran and P. Thomasson*, *Nature*, 206, 809, 1965.
29. *O. B. Slee and D. W. Orchiston*, *Austral. J., Phys.*, 18, 187, 1965.
30. *Г. С. Хромов, О. С. Индисов, Л. И. Матвеевко, В. М. Туровский, Г. Б. Шоломицкий*, *Астрономический журнал*, 42, 1120, 1965.
31. *L. H. Aller*, *Ap. J.*, 113, 125, 1951.
32. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, В. П. Архипова*, *Астрономический журнал*, 42, 464, 1965.
33. *S. Czyzak, L. H. Aller, J. Kulser and D. Faulkner*, *Ap. J.*, 143, 327, 1966.

В. А. Санамян, В. Г. Малумян, А. М. Асланян

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 20 МАЯ 1966 ГОДА В БЮРАКАНЕ

Частное солнечное затмение 20 мая 1966 года наблюдалось в Бюракане на волнах 21, 50 и 75 см. Максимальная фаза оптического затмения достигала здесь 0.84 в 13^h 17^m московского времени. На 75 см наблюдения проводились параллельно на двух однотипных установках. Данные об антеннах и приемниках радиотелескопов приведены в табл. 1.

Таблица 1

λ (см)	Антенны (тип и размеры)	Полосы приемника (мц)	Постоянная времени (сек)	Методы наблюдений
21	Параболоид D 3 м	4.0	4	Модуляционный
50	Усеченный параб. 8×8 м	2.5	"	"
75—1	"	3.0	"	"
75—11	"	2.5	"	Компенсационный

Слежение за Солнцем осуществлялось дискретными шагами, допуская упреждение относительно Солнца не более чем на $1/8$ ширины диаграммы антенны. Радиоизлучение Солнца периодически сравнивалось с излучением фона в области зенита.

Нормированные кривые затмения для длин волн 21 и 50 см показаны на рис. 1. На рис. 2 показаны такие же кривые затмения на волне 75 см.

Эффективные диаметры Солнца на всех волнах определялись по формуле

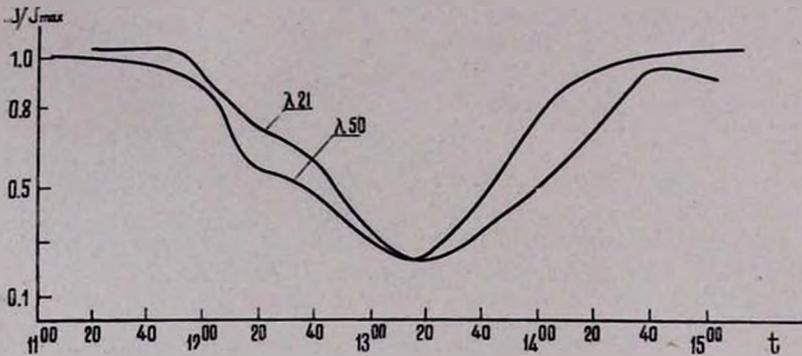


Рис. 1. Нормированные кривые затмения Солнца на 21 и 50 см (время московское).

Նկ. 1. Արեգակի խավարման նորմալացված կորերը 21 և 50 սմ ալիքներում (Մոսկվայի ժամանակով):

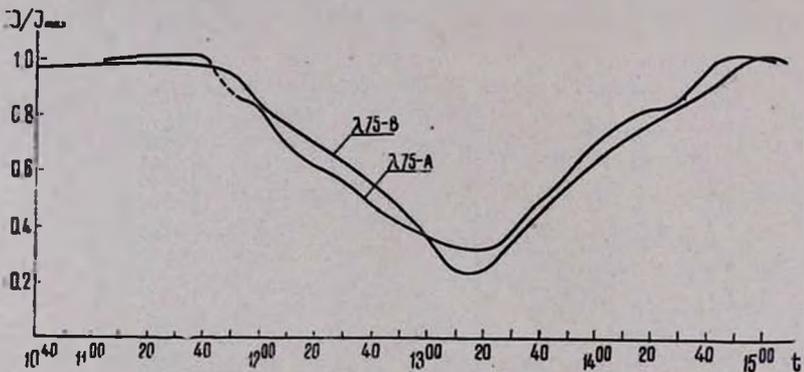


Рис. 2. Нормированные кривые затмения Солнца на 75 см (время московское).

Նկ. 2. Արեգակի խավարման նորմալացված կորերը 75 սմ ալիքում (Մոսկվայի ժամանակով):

$$D_{\text{эфф}} = D_{\odot} \sqrt{\frac{S_{\text{max}}}{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}}$$

которая получается из общеизвестной формулы, если предположить, что радиозатмение Солнца на указанных волнах было кольцевым. Здесь S_{max} и S_{min} — потоки от Солнца на данной волне, которые измерялись до затмения и в момент

максимальной его фазы соответственно, а D_{\odot} — диаметр Солнца в видимых лучах.

Таблица 2

λ (см)	Моменты максимальной фазы (московское время)	Остаточные интенсивности (%)	$D_{эфф}/D_{\odot}$
21	13 ^h 16 ^m 10 ^s	21	1.12
50	13 16 10	23	1.15
75—А	13 15 40	24	1.15
75—В	13 15 30	26	1.17

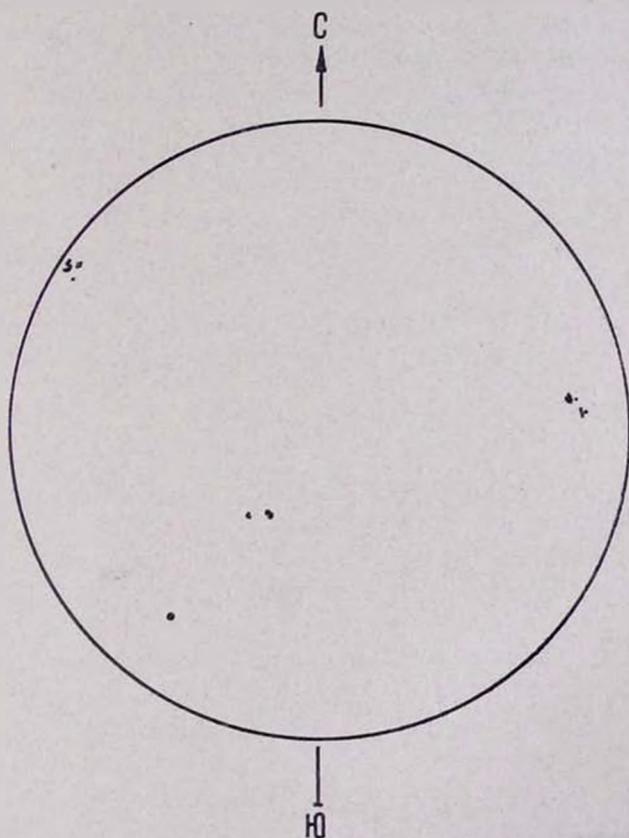


Рис. 3. Распределение пятен по диску Солнца в день затмения.

Նկ. 3. Բծերի բաշխումը Արեգակի սկավառակով խափարման օրը:

Моменты времени, соответствующие максимальной фазе затмения, остаточные интенсивности и эффективные диаметры Солнца приведены в табл. 2. Моменты времени максимальной фазы затмения определены со среднеквадратической ошибкой $\pm 60^{\text{с}}$, которая обусловлена точностью обработки записей. Данные табл. 2 для $D_{\text{эфф}}$ достаточно хорошо согласуются с данными, полученными ранее при наблюдениях затмения Солнца на близких волнах. На волне 21 см после максимальной фазы затмения имели место радиопомехи, следовательно, результаты, относящиеся к этой волне, имеют меньшую точность. В день затмения на Солнце были три группы пятен (рис. 3). Покрытия диском Луны этих групп пятен хорошо видны на записях.

Авторы выражают благодарность инженерам Г. А. Ерыканяну и С. Манукяну и техникам отдела радиоастрономии за участие в наблюдениях.

Վ. Ա. ՍԱՆԱՄՅԱՆ, Վ. Զ. ՄԱԼՈՒՄՅԱՆ, Ա. Մ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

1966 թ. ՄԱՅԻՍԻ 20-Ի ԱՐԵՎԱԿԻ ԽԱՎԱՐՄԱՆ
ՌԱԴԻՈՐԱԴԻՏՈՒՄՆԵՐ ԲՅՈՒՐԱԿԱՆՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

*Բերված են Արեգակի խավարման ռադիոդիտումների ար-
դյունքները 21, 50 75 սմ ալիքներում*

V. A. SANAMIAN, V. A. MALUMIAN, A. M. ASLANIAN

RADIO OBSERVATIONS OF SOLAR ECLIPSE
OF 20 MAY 1966 IN BYURAKAN

S u m m a r y

The results of radio observations of solar eclipse of 20 May 1966 at 50 cm, 21 cm and 75 cm are presented.

В. Е. Караченцева

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК ТИПА СКУЛЬПТОРА

Важность изучения карликовых галактик — объектов с низкой поверхностной яркостью — была отмечена в [1, 2]. Исследованию этих объектов посвящен ряд работ ([3—6] и др.).

Известно, что сам класс карликовых галактик далеко не однороден — он подразделяется на карликовые иррегулярные, спиральные и эллиптические галактики. Карликовые галактики типа Скульптора (или карликовые сфероидальные галактики по ван ден Бергу [6]) являются предельными по яркости объектами этого класса. Одними из наиболее ярких представителей систем типа Скульптора вне Местной Группы считаются IC 3475 и Но 1. (Следует отметить, однако, что это утверждение не совсем точно: „чистые“ представители галактик типа Скульптора не имеют даже такой концентрации яркости к центру, как у IC 3475.) Если принять для IC 3475 $m_{PK} = 15^m4$ [7], диаметр $d = 1.56$ (измеренный в настоящей работе) и для Но 1 $m_{PK} = 13^m27$ [8], $d = 3.6$ (настоящая работа), то поверхностная яркость этих объектов в звездных величинах с квадратной секунды получается равной соответственно $25^m0/\square''$ и $24^m7/\square''$. Можно считать, что поверхностная яркость большинства карликовых галактик типа Скульптора заключена в пределах $24^m5—27^m0$ с квадратной секунды. Именно поэтому обнаружение этих объектов является довольно сложной задачей.

Известны исследования карликовых галактик, и в частности систем типа Скульптора, в нескольких скоплениях галактик (Ривс — в Virgo [3, 4] и Coma [9], Ходж — в Fornax [5]). В этих работах поиски карликовых объектов велись на

фотопластинках, что, как нам кажется, не дает возможности выявить большинство галактик типа Скульптора из-за слабого контраста их изображений на пластинках.

Паломарский атлас благодаря контрастности отпечатков гораздо больше подходит для обнаружения слабых объектов, попадающих в область недодержки на характеристической кривой пластинки. На картах Паломарского атласа были выполнены работы [6] и [10]. Первая является каталогом карликовых галактик и включает всего 14 объектов типа Скульптора (брались объекты с диаметром больше 1'.1), во второй исследовались галактики типа Скульптора только в области скопления Virgo.

В настоящей работе поиски карликовых галактик типа Скульптора велись на картах Паломарского атласа, охватывающих все небо с $\delta > -27^\circ$. Считалось, что в класс галактик типа Скульптора входили объекты, удовлетворявшие следующим критериям:

- 1) низкая поверхностная яркость,
- 2) малый градиент яркости по диску,
- 3) отсутствие структурных деталей (сгущений),
- 4) близкая к сферической форма.

Разумеется, обязательным условием была отчетливая видимость объекта как на синей, так и на красной карте. Отмечались галактики с диаметрами $d > 0.4$ м (масштаб карт 1 м = 1'.12). Опыт показывает, что при меньших диаметрах карликовые галактики трудно выделить как класс.

Из примерно 500 обнаруженных карликовых галактик типа Скульптора при повторном просмотре были отобраны объекты, вполне удовлетворявшие критериям 1) — 4). Таких объектов оказалось 241.

Распределение галактик типа Скульптора в новых галактических координатах l'' , b'' представлено на рис. 1. Здесь отчетливо видно, что распределение является далеко не однородным. Вблизи галактического экватора ($-20^\circ < b < +20^\circ$), как и следовало ожидать, находится „зона избегания“. В этой области расположено всего 2% общего числа объектов.

На рис. 2 дается распределение карликовых галактик типа Скульптора в координатах α, δ (1950). Заметно, что большинство этих объектов расположено в области из-

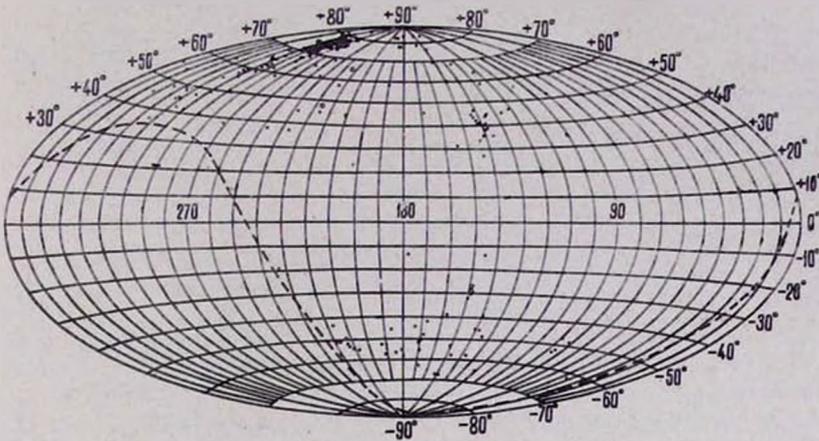


Рис. 1. Распределение карликовых галактик типа Скульптора в координатах l^{II}, b^{II} . Пунктиром отделена область $\delta > -27^\circ$. Полыми кружками отмечены системы Leo I и Leo II.

Նկ. 1. Քանդակագործի տիպի թզուկ գալակտիկաների բաշխումը l^{II}, b^{II} կոորդինատներով: Ընդհատված գծով անջատված է $\delta > -27^\circ$ տիրույթը: Շրջանակներով նշանակված են Առյուծ I և Առյուծ II համակարգաթյունները:

вестных близких скоплений галактик U Ma, Virgo и южная протяженность Virgo, которые, по Вокулеру, образуют пояс Сверхгалактики. Наибольшая плотность галактик типа Скульптора отмечена в скоплении галактик Virgo. Отчетливо также выделяется совокупность 14 объектов типа Скульптора в области группы M 81 (α от 8^h до 12^h , δ от $+65^\circ$ до $+75^\circ$, по [8]).

Для сравнения с рис. 2 на рис. 3 приведено распределение ярких галактик с $m_{pr} < 12^m$ из каталога [11]. Сходство этих картин распределения достаточно убедительно. Оно показывает, что галактики типа Скульптора в основном повторяют очертания скоплений нормальных галактик.

Рассмотрим это сходство распределений подробнее. Известно, что близкие скопления (Virgo, Virgo S, U Ma), в

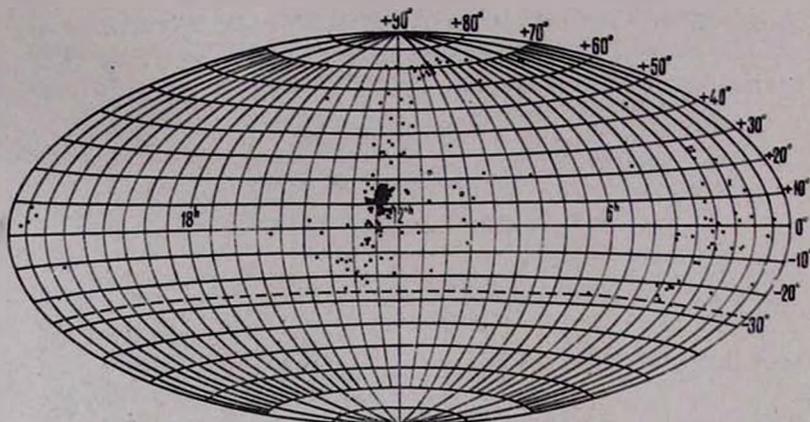


Рис. 2. Распределение карликовых галактик типа Скульптора в координатах l, b (1950). Обозначения те же, что и на рис. 1.

Նկ. 2. Քանդակագործի տիպի թզուկ գալակտիկաների բաշխումը l, b (1950) կոորդինատներով, նշանակումները նույն են ինչ և նկ. 1-ում:

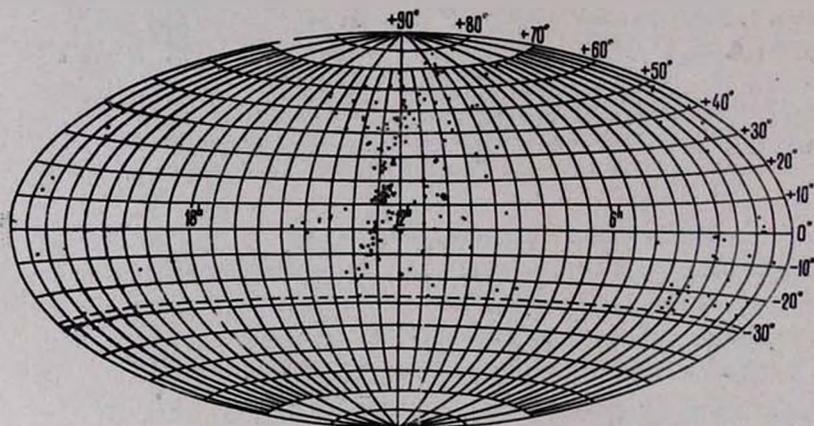


Рис. 3. Распределение галактик ярче $12^m 0$ в координатах l, b (1950). Пунктиром отделена область $b > -27^\circ$.

Նկ. 3. $12^m 0$ -ից պայծառ գալակտիկաների բաշխումը l, b (1950) կոորդինատներով, ընդհատված կորով անջատված է $b > -27^\circ$ -ից տիրույթը:

которые входит большинство галактик с $m_{pg} < 12^m 0$, расположены на расстоянии ≈ 15 мпс. Если принять средний линейный диаметр систем типа Скульптора $D = (2.6 \pm 0.7)$ клс

(по данным Ходжа [12] для подобных объектов в Местной Группе), то на расстоянии 15 *млс* их угловые диаметры будут составлять 0.45—0.75. Следовательно, основная часть отмеченных объектов типа Скульптора располагается на расстоянии порядка 15 *млс* или ближе. Объекты с характерными для галактик типа Скульптора средними линейными размерами, расположенные на расстоянии, превосходящем по порядку величины 15 *млс*, уже не могут быть обнаружены. Заметим, что группа М 81 находится на расстоянии, в несколько раз меньшем, чем скопление *Virgo*. Очевидно, поэтому, что наблюдаемые средние угловые диаметры у галактик типа Скульптора в группе М 81 в несколько раз больше средних угловых диаметров карликовых объектов в *Virgo*.

Таким образом, согласие между распределениями на рис. 2 и 3 можно понять лишь в том случае, если между яркими галактиками и объектами типа Скульптора существует реальная физическая связь.

Любопытным является тот факт, что плотность карликовых галактик типа Скульптора в южной протяженности скопления *Virgo* выше, чем их плотность в скоплении *U Ma*, хотя ярких галактик в *U Ma* гораздо больше, чем в южной протяженности *Virgo*. Вероятно, здесь как-то проявляется неодинаковый характер связи карликовых галактик типа Скульптора с ярчайшими галактиками различных структурных типов.

Было построено также распределение карликовых объектов с $d > 1.0$ *мм* (рис. 4). Здесь еще отчетливее, чем на рис. 2, видна концентрация галактик типа Скульптора к области пояса Сверхгалактики.

На рис. 5. приведена зависимость логарифма числа объектов типа Скульптора от логарифма их углового диаметра (крестики относятся к диаметрам, измеренным на красных картах, точки — на синих). Здесь же для сравнения дается прямая $\lg N \sim -3 \lg d$, соответствующая однородному распределению. На графике заметно отклонение распределения от однородного, которое обусловлено тем, что обнаруженные галактики типа Скульптора в основном сосредото-

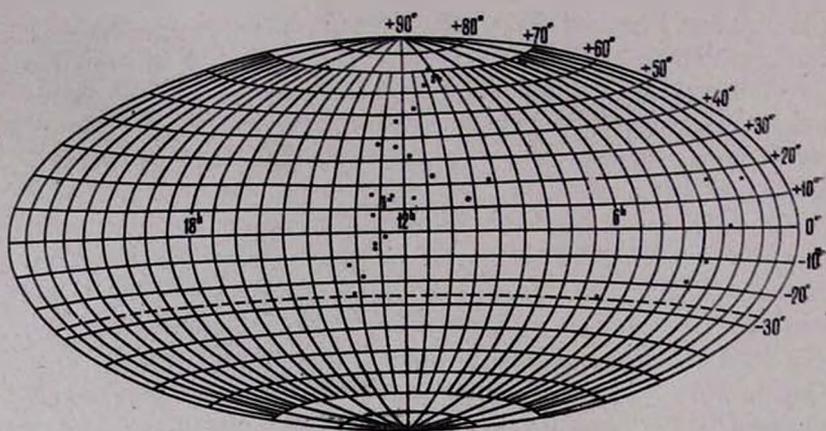


Рис. 4. Распределение карликовых галактик типа Скульптора с $d > 1.0$ м.м. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Նկ. 4. $d > 1.0$ Քանդակագործի տիպի թզուկ գալակտիկաների բաշխումը: Նը-շանակումները նույն են ինչ և նկ. 1-ում:

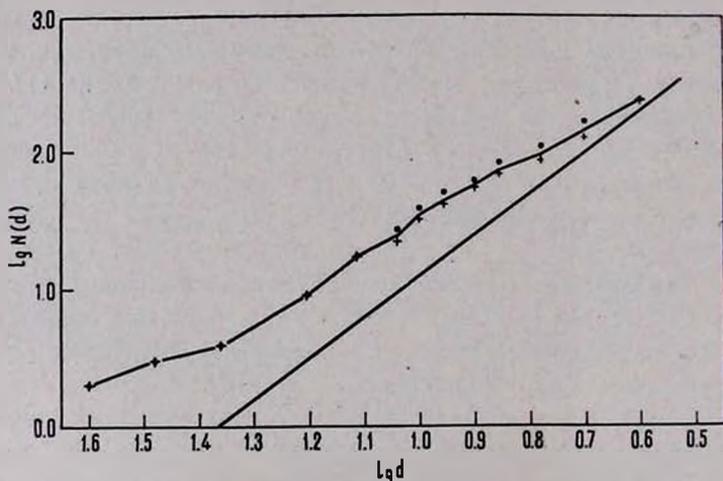


Рис. 5. Зависимость $\lg N(d)$ от $\lg d$.

Նկ. 5. $\lg N(d)$ -ի կախումը $\lg d$ -ից:

чены в близких скоплениях галактик. В области больших значений $\lg d$ на зависимости $\lg N(d)$ сказывается присутствие нескольких членов Местной Группы. Из этого же ри-

сунка видно, что изображения карликовых галактик типа Скульптора на синих и красных картах в основном совпадали. Подсчеты дали следующие результаты: для 60% объектов диаметры изображений в пределах точности измерений совпадали, 30% составляли отклонения в сторону больших синих диаметров, 10% — больших красных диаметров. Несмотря на неодинаковое качество Паломарских карт, это дает некоторое представление о цвете обнаруженных объектов. Среднее значение интернационального показателя цвета должно быть заключено между 0^m5 и 0^m6 .

Ниже приводится список карликовых галактик типа Скульптора*. В первом столбце дается порядковый номер объекта по списку. Звездочки против некоторых номеров показывают, что эти объекты совпадают с объектами, рассмотренными в работе [10]. Во втором и третьем столбцах приведены экваториальные, а в четвертом и пятом — новые галактические координаты объектов. В шестом и седьмом столбцах даны диаметры объектов в миллиметрах на синей и красной картах соответственно. В восьмом столбце указан структурный класс объекта: класс *b* содержит объекты с распределением яркости, как в IC 3475, или имеющие центральное сгущение на одной из карт; в класс *a* входят объекты с очень малым градиентом яркости; наиболее типичные представители этого класса помечены знаком *a* (1). Девятый столбец дает ссылку на примечания, вынесенные в конец списка. В примечаниях же приведены результаты сравнения настоящего списка со списками Ривса [2, 3] и каталогами [6] и [13].

В заключение выражаю признательность академику В. А. Амбарцумяну и член.-корр. АН АрмССР Б. Е. Маркаряню за ценные советы и замечания, сделанные при выполнении настоящей работы.

* Возможно, что в приведенный список карликовых галактик типа Скульптора попала некоторая часть и карликов типа *Irr* с низкой поверхностной яркостью.

№	α (1950)	δ (1950)	l^{II}	b^{II}	d_c (м.м)	$d_{\text{кр.}}$ (м.м)	СК	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	^h 0 36.7	+ 2° 43'	117°	-60	0.4	0.4	b	
2	46.9	-18 21	120	-81	0.7	0.6	a	
3	48.6	- 2 20	122	-65	0.4	0.4	b	
4	1 20.8	+12 02	135	-49	0.4	0.5	b	
5	21.8	+ 3 36	138	-58	0.8	0.8	b	П
6	30.1	- 7 14	150	-67	0.5	0.4	a	
7	31.9	- 7 37	152	-67	0.5	0.4	b	
8	37.5	+15 38	139	-46	2.5	2.5	a	
9	40.0	+ 2 42	147	-58	0.5	0.4	a	
10	41.0	+15 25	141	-45	0.9	0.9	a(1)	
11	48.3	+22 07	140	-39	0.7	0.5	a	
12	51.9	+ 5 15	151	-54	0.4	0.4	a	
13	2 06.2	- 8 06	169	-63	0.4	0.4	a	
14	13.8	-20 42	198	-70	0.7	0.7	a	
15	25.7	- 1 54	170	-56	0.6	0.4	a	
16	27.5	+27 43	148	-30	0.5	0.5	b	
17	28.2	+27 43	148	-30	0.4	0.4	b	
18	30.0	+24 59	150	-32	0.4	0.4	b	
19	30.35	+27 57	149	-29	0.4	0.4	b	
20	34.9	- 7 40	180	-58	0.4	0.4	a	
21	35.35	+29 43	149	-27	0.8	1.0	a	
22	37.75	+1 00	170	-51	1.0	0.5	b	
23	40.5	+16 31	158	-38	1.0	0.9	a	П
24	40.9	- 1 22	173	-52	0.4	0.4	a	
25	41.65	- 6 57	181	-56	0.5	0.5	a	
26	43.5	+ 3 20	169	-48	0.4	0.4	b	
27	47.95	- 8 23	185	-56	0.4	0.4	b	
28	2 52.3	-12 05	191	-57	0.5	0.5	a	П
29	55.9	+ 9 32	167	-42	0.7	0.5	b	П
30	57.4	+44 53	146	-13	0.5	0.4	a	
31	3 04.3	+ 4 09	174	-45	0.4	0.4	b	
32	16.6	-10 43	194	-52	1.2	0.5	b	
33	18.1	-27 00	221	-57	0.4	0.4	b	
34	21.6	-19 27	208	-55	1.0	0.9	a(1)	
35	22.4	- 3 14	186	-46	0.4	0.4	b	
36	23.2	-21 06	211	-55	0.6	0.8	a	
37	29.0	+67 55	137	+10	1.2	1.6	b	П
38	29.0	+68 12	137	+10	1.6	0.7	a	
39	32.7	-21 25	213	-53	0.5	0.4	a	
40	34.9	-20 43	213	-52	0.5	0.5	a	
41	40.9	-21 30	213	-50	0.7	0.7	a	
42	42.2	-25 04	220	-51	0.5	0.5	a	
43	43.2	-24 45	218	-51	0.4	0.4	a	
44	50.2	- 2 49	192	-40	0.4	0.4	b	П
45	50.4	- 2 55	192	-40	0.5	0.4	b	
46	4 15.4	-21 18	217	-43	0.5	0.7	b	
47	49.8	+23 06	178	-13	0.9	0.7	b	
48	6 13.2	-26 34	233	-19	1.2	1.0	b	
49	7 02.7	+71 57	143	+27	0.6	0.5	a	

1	2	3	4	5	6	7	8	9
50	^h 7 49.2	^m +61 34'	155	+31	0.4	0.4	b	
51	8 00.05	+20 15	202	-24	0.9	0.8	a(l)	П
52	18.7	+71 13	144	+33	0.9	0.8	b	
53	50.8	+72 12	142	+35	0.8	0.9	a(l)	
54	9 17.6	+75 57	137	+35	0.9	0.8	a?	П
55	18.7	+48 47	170	+45	0.7	0.5	b	
56	27.4	+20 12	211	+44	1.0	0.7	a	
57	36.0	+71 25	140	+38	3.2	3.2	a	П
58	37.9	+0 16	236	+37	0.7	0.8	a	П
59	47.1	+72 19	139	+39	0.6	0.5	a	
60	50.2	+11 23	225	+45	0.4	0.4	b	
61	52.6	+68 48	142	+41	1.6	1.6	a(l)	
62	53.3	+69 16	142	-41	1.3	1.3	b	П
63	10 01.6	+66 46	144	-43	0.9	1.1	a	П
64	02.2	+68 03	143	-42	1.1	1.1	a	П
65	03.2	+7 30	248	-37	0.6	0.6	b	
66	04.7	+70 50	139	+41	1.6	1.6	a	П
67	05.8	+12 33	226	+49	7.0	7.0	a	П
68	11.9	+3 37	238	+45	0.5	0.5	a	
69	25.2	+67 04	143	-45	1.1	1.1	b	П
70	28.5	+34 43	190	+59	0.7	0.5	b	
71	32.65	+16 29	224	+57	0.6	0.6	b	
72	45.8	+65 47	141	-47	1.5	1.5	a	П
73	48.8	+69 56	137	+44	0.6	0.5	a(l)	
74	59.4	+70 33	136	+45	0.5	0.4	b	
75	11 06.8	-18 19	271	+38	0.5	0.4	a	
76	10.2	+10 29	245	-61	0.7	0.9	b	
77	10.8	+22 26	221	-67	4.5	4.5	a	П
78	27.3	+52 41	149	-61	1.0	1.0	b	
79	40.7	+14 30	248	+69	1.0	0.8	a	
80	40.8	+8 29	259	+65	0.4	0.4	b	
81	52.6	+44 24	153	+70	0.6	0.5	a	
82	53.3	+31 49	189	+77	1.6	1.5	a	П
83	53.9	+31 36	189	+77	0.8	0.8	a	
84	54.5	+56 33	138	+60	0.4	0.4	a	
85	57.5	21 01	277	+59	0.4	0.4	a	
86	12 06.7	+70 45	128	+46	0.7	0.7	b	
87	07.5	-19 45	290	+42	0.5	0.5	b	
88	11.6	+16 14	264	-76	0.8	0.8	a	П
89	11.9	-12 03	289	+50	0.8	0.6	b	
90	12.4	+36 29	162	+78	1.5	1.7	a(l)	
91	12.6	+9 51	275	+70	0.8	0.8	b	
92	12.7	+9 25	275	+70	0.4	0.4	a	
93	13.55	+15 49	266	+76	0.5	0.4	a	П
94	14.0	+7 07	279	+68	0.4	0.4	b	
95	15.15	+28 45	199	+83	0.4	0.4	b	
96	15.3	+5 19	281	+66	0.5	0.4	b	
97	15.7	+13 38	272	+74	0.4	0.4	b	
98	15.85	+28 56	199	+83	0.5	0.5	a	
199	16.7	+6 16	282	+67	0.4	0.4	a	
00	16.8	+14 18	272	+75	0.7	0.5	a(l)	П
101	16.8	+47 21	139	+69	1.0	0.8	a	П

1	2	3	4	5	6	7	8	9
102 ^a	12 ^h 17.0 ^m	+14°16'	272 ^c	+75 ^a	0.5	0.5	a	
103	18.3	+ 5 30	283	-67	0.4	0.4	b	
104 ^a	18.9	+15 16	272	-76	0.7	0.6	b	П
105	19.1	+38 20	150	+77	0.6	0.4	a	
106 ^a	19.2	+ 8 49	280	+70	0.4	0.4	b	
107 ^a	19.2	+15 20	272	+76	0.5	0.5	b	П
108 ^a	19.4	+18 09	265	+78	0.7	0.5	a	П
109 ^a	19.9	+14 27	274	+75	0.4	0.4	a	П
110 ^a	19.9	+15 44	271	+77	0.4	0.4	a	П
111 ^a	19.9	+ 9 17	268	+78	0.5	0.7	a	П
112 ^a	20.3	+15 32	272	+76	0.4	0.4	a	
113 ^a	20.3	+15 46	271	+77	1.0	1.0	b	
114 ^a	20.6	+ 8 37	281	+70	0.5	0.5	a	П
115	21.3	+17 05	269	+78	0.6	0.5	a	
116 ^a	21.5	+10 20	282	+72	0.4	0.4	a	
117 ^a	21.9	+ 7 24	284	+69	0.4	0.4	b	
118 ^a	22.0	+ 0 22	288	+62	0.5	0.5	b	П
119	22.3	+ 9 17	283	+71	0.4	0.4	b	
120 ^a	22.3	+ 9 46	282	+71	0.5	0.5	b	
121 ^a	22.3	+13 24	278	+75	0.5	0.5	a	П
122	22.4	+12 07	281	+73	0.4	0.4	b	
123 ^a	23.0	+14 25	277	-75	0.5	0.5	b	
124	23.1	-10 52	281	-72	0.5	0.5	a	
125	23.2	+10 20	281	-72	0.4	0.4	a	
126 ^a	23.6	+ 9 15	283	-71	0.9	1.0	a	П
127 ^a	23.6	+15 11	276	-77	0.5	0.4	b	П
128 ^a	24.2	+11 11	282	+73	5.5	0.5	b	П
129	24.2	+11 16	282	+73	0.4	0.4	b	
130 ^a	24.4	+11 50	281	+73	1.3	1.3	b	П
131	24.7	+ 8 29	285	+70	0.4	0.4	b	
132 ^a	25.0	+ 9 53	285	+71	0.8	1.0	a(1)	П
133 ^a	25.6	+10 49	284	+73	0.4	0.4	b	П
134	25.6	+10 39	284	+72	0.5	0.5	b	
135	25.9	+11 51	283	+73	0.4	0.4	a	
136 ^a	26.0	+14 25	278	+75	0.5	0.5	a(1)	
137	26.1	+10 00	285	+72	0.5	0.4	b	
138	26.2	+ 9 18	285	-71	0.4	0.4	a	
139 ^a	26.5	+ 9 42	285	+71	0.6	0.6	a	П
140	26.65	+16 57	276	+78	0.4	0.4	a	
141 ^a	26.75	+17 05	276	+78	0.5	0.5	a	П
142 ^a	27.3	+10 37	285	+72	0.4	0.4	a	П
143	27.6	+10 28	285	-72	0.5	0.4	a	П
144 ^a	27.6	+12 39	283	+74	0.4	0.4	a	
145 ^a	27.9	+15 57	272	+76	0.4	0.5	a	П
146	28.1	+30 20	181	+84	0.5	0.4	a	
147 ^a	28.2	+13 30	282	+75	0.5	0.5	a	
148 ^a	28.5	+18 48	272	+80	0.5	0.5	a	
149 ^a	28.7	+14 06	282	+76	0.6	0.5	a(1)	
150 ^a	28.8	+18 37	275	+80	0.5	0.5	a	
151 ^a	29.1	+11 07	286	+73	1.0	0.9	a(1)	П
152	29.5	+ 8 57	288	+71	0.4	0.4	a	
153 ^a	29.9	+12 09	286	+74	0.6	0.4	a	

1	2	3	4	5	6	7	8	9
154°	12 30.3	+13 03'	285°	+75	1.4	1.3	b	П
155°	30.7	- 0 16	293	+62	1.1	1.1	a(!)	
156°	31.2	+ 8 03	290	+70	0.5	0.5	b	
157°	31.9	+12 00	288	-74	0.4	0.4	b	П
158°	31.9	+13 10	287	+75	0.7	0.6	a(!)	
159°	32.2	+14 28	286	+76	0.5	0.5	a(!)	
160	32.7	+14 13	286	-76	0.5	0.5	b	П
161	32.9	-12 49	297	+50	0.6	0.4	a	
162	33.0	+58 40	127	+58	0.5	0.5	a	
163	33.2	- 3 19	295	+59	0.4	0.4	b	П
164°	33.6	+13 50	288	-76	0.6	0.5	a	
165°	33.7	+14 56	286	+77	0.7	0.5	a	
166	34.0	+11 26	290	+73	0.4	0.4	b	
167°	34.0	+12 09	289	+74	0.5	0.4	a	
168°	34.1	+13 52	286	+76	0.5	0.5	a	П
169	34.35	+32 19	157	+84	0.7	0.5	a	
170°	34.5	+16 34	285	+78	0.7	0.7	a	П
171°	36.4	- 0 23	296	+62	0.6	0.6	a	П
172	36.6	+15 53	288	+78	0.6	0.6	a	
173	36.7	- 8 21	294	+71	0.4	0.4	a	
174°	36.9	+ 1 49	296	+63	0.4	0.4	b	П
175°	37.1	+ 7 17	295	+69	0.5	0.6	b	
176	37.3	- 0 12	296	+62	0.4	0.5	a	
177°	37.5	+14 04	291	+76	0.5	0.5	a	П
178	37.6	+32 58	144	+84	0.7	0.5	b	П
179°	37.7	+10 07	294	+72	0.4	0.4	a	
180°	38.3	+10 45	292	+73	1.0	1.0	a	
181	38.7	+ 8 30	295	+71	0.4	0.4	b	
182	38.9	+ 8 38	295	+71	0.4	0.4	a	
183	39.0	+11 24	294	+73	0.4	0.4	b	
184°	39.1	+16 01	292	+78	0.8	0.8	a	П
185°	39.3	+11 30	294	+73	0.6	0.6	a	П
186	39.5	+13 21	294	+75	0.5	0.5	a	П
187°	39.6	+ 3 45	297	+66	0.6	0.5	b	
188	39.6	+14 30	293	+77	0.4	0.4	a	
189°	39.7	+12 49	294	+75	0.4	0.4	a	
190°	40.4	+12 35	294	+75	0.4	0.4	b	
191	40.5	+11 58	295	+74	0.5	0.4	b	
192	41.6	+54 14	125	+63	0.7	0.7	b	
193°	42.0	- 2 01	299	+65	0.5	0.5	a	
194	42.1	+17 43	294	+79	0.5	0.5	a	
195	42.3	+71 03	124	+46	0.7	0.7	a	
196	42.7	- 7 57	300	+56	0.4	0.4	b	
197	43.3	-13 17	300	+49	0.6	0.8	a	
198	44.1	- 3 46	301	+59	0.8	0.6	b	
199	44.2	+22 04	291	+84	0.6	0.4	b	
200	44.75	+36 47	128	+80	0.5	1.4	b	
201°	45.5	+ 8 35	300	+71	1.0	0.8	a(!)	
202	45.6	+ 8 32	300	+71	1.4	0.4	a	
203	45.8	+10 01	300	+73	0.7	0.6	a(!)	
204	45.9	+ 8 49	300	+72	0.5	0.4	a	
205	46.1	- 4 57	301	+58	1.2	1.0	a(!)	

1	2	3	4	5	6	7	8	9
206	12 ^h 47.5 ^m	+ 2° 31'	302	+65°	0.4	0.4	a	
207*	48.7	+ 11 31	302	+74	0.6	0.6	a	
208*	49.8	+ 2 34	303	+65	0.4	0.4	a	
209*	49.8	+11 28	304	+74	0.4	0.4	a(!)	
210	49.9	+10 43	304	+74	0.6	0.5	b	
211	50.0	+ 6 00	303	+57	1.0	0.9	a	П
212	50.7	+21 29	303	+42	0.9	1.0	a	
213	50.8	+ 4 42	304	+58	0.6	0.6	b	
214*	52.4	+ 2 14	305	+65	0.5	0.5	a	
215*	53.1	+19 29	308	+82	0.9	0.9	a	
216*	53.9	+15 20	308	+78	1.1	0.7	a	П
217	58.0	+15 28	306	+47	1.5	1.5	a(!)	
218	13 03.1	+ 7 28	309	+54	0.9	0.9	a(!)	
219	05.4	+20 16	308	+42	0.7	0.7	a	
220	16.0	+17 18	312	+45	0.4	0.4	b	
221	16.3	+17 21	312	+45	1.2	1.0	a	
222	21.7	+12 55	315	+49	0.6	0.4	a	П
223	26.9	+ 1 09	324	+62	0.9	0.5	a	
224	27.6	+17 40	316	+44	0.5	0.4	a(!)	
225	28.5	+13 41	317	+48	0.9	0.9	a	
226	30.2	+24 25	315	+37	1.6	1.6	a	
227	32.0	+12 03	319	+49	1.3	1.3	a	
228	44.8	+12 16	324	+48	0.4	0.4	a	
229	52.5	+60 16	109	+56	0.8	0.5	a	
230	14 11.1	+ 1 56	341	+54	0.5	0.8	a	
231	20.9	+10 52	336	+46	0.5	0.7	a	
232	33.1	+ 2 53	353	+55	0.4	0.4	b	
233	15 06.6	+56 25	92	+52	0.4	0.5	a	
234	35.5	+ 1 00	5	+41	0.5	0.4	b	
235	17 01.4	+70 20	101	+34	1.1	1.1	a	
236	22 12.7	+10 44	50	+50	0.6	0.5	a	
237	50.8	+20 32	42	+62	0.4	0.6	a	
238	23 07.9	+ 6 53	83	+48	0.4	0.5	a	
239	19.2	+ 8 52	89	+47	0.5	0.4	b	
240	19.9	+ 4 30	86	+52	0.4	0.5	b	
241	29.2	+ 3 38	88	+53	0.5	0.5	b	

Примечания

5. Похоже, что объект связан струей с Iгг галактикой.
23. Проектируются звезды. На красной карте виден на пределе.
28. На красной карте виден на пределе.
29. На красной карте видно центральное сгущение. (Карта передержана.)
37. Проектируются звезды. Вытянутый.
44. На красной карте виден на пределе.
54. Обе карты передержаны.
57. В-В 12-9-59 [12] = Но 1 [8] = van den Bergh 63 [6]. Вероятный член группы М 81.
58. На красной карте виден на пределе.
60. Вытянутый.

62. В-В-12—10—12 [13], типа IC 1613. Спутник М 81.
63. Проектируются звезды.
64. Проектируются звезды.
66. Вытянутый.
67. Leo I. Член местной группы.
69. Вытянутый.
72. В-В 11—13—39 [13].
73. На красной карте виден на пределе.
77. Leo II. Член Местной группы. van den Bergh 93 [6].
82. Вытянутый.
88. Reaves 23 [2]. Проектируются звезды.
93. Reaves 27? [2].
100. Reaves 29 [2].
101. Возможно, это В-В 8—22—105 [13]. Проектируется звезда.
104. Reaves 86 [3].
107. Reaves 33 [2].
110. Reaves 35 [2].
111. Reaves 36 [2].
114. Reaves 38 [2].
118. На синей карте видны два слабых сгущения.
121. Reaves 42 [2].
126. Reaves 43 [2].
130. Проектируются звезды.
132. Reaves 46 [2].
139. IC 1225 = Reaves 26 [2].
142. Проектируется звезда.
143. Reaves 48 [2].
145. Reaves 49 [2].
151. Reaves 52 [2].
154. IC 3475 = Reaves 35 [2] = van den Bergh 132 [6].
157. Reaves 56 [2].
160. Вытянутый.
163. На синей карте видно слабое центральное сгущение, на красной — нет.
168. Reaves 59 [2].
174. На синей карте видно сгущение, на красной — нет.
184. Reaves 60? [2].
185. Reaves 61 [2].
186. Reaves 62 [2].
205. van den Bergh 148 [6].
211. van den Bergh 152 [6].
216. Reaves 66 [2].
217. van den Bergh 159 [6].
222. На красной карте виден на пределе.

ՔԱՆԴԱԿԱԴՈՐԾԻ ՏԻՊԻ ԹՉՈՒԿ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Պալոմարի ատլասի քարտեզների վրա փնտրվել են Քանդակագործի տիպի թզուկ գալակտիկաներ: Հայտնաբերվել է 241 գալակտիկա, որոնց $d > 0.45$: Կազմվել է ցուցակ, որում տրվում են այդ օբյեկտների կոորդինատները, տրամագծերը և կառուցվածքային դասերը: Բերվում է Քանդակագործի տիպի գալակտիկաների բաշխումը գալակտիկական և հասարակածային կոորդինատներով: Պարզվել է, որ բաշխումը անհամասեռ է և նմանվում է պայծառ ($m_{pg} < 12^m$) գալակտիկաների բաշխմանը:

V. E. KARACHENTSEVA

THE DISTRIBUTION OF SCULPTOR-TYPE
DWARF GALAXIES

S u m m a r y

On the Palomar Sky Survey prints the search of Sculptor-type dwarf galaxies was undertaken. The 241 galaxies with $d > 0.45$ have been found. The list has been compiled where the co-ordinates, the diameters and the structural classes of these objects are given. The distribution of Sculptor-type dwarf galaxies in the galactic and equatorial co-ordinates is discussed. It proved to be non-uniform and similar to the distribution of bright galaxies with $m_{pg} < 12^m$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Вопросы космогонии, 8, М., 1962.
2. V. A. Ambartsumian, A. J., 66, 536, 1961.
3. G. Reaves, A. J., 61, 69, 1956.
4. G. Reaves, Publ. A. S. P., 74, 392, 1962.
5. P. Hodge, Publ. A. S. P., 72, 18, 1960.
6. S. van den Bergh, Publ. of the David Dunlap Observatory, 11, № 5, 1959.

7. *F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of galaxies, v. 1, California Institute of Technology, 1960.
8. *E. Holmberg*, Medd. Lund. Obs., ser. 11, 128, 1950.
9. *G. Reaves*, Publ. A. S. P., 78, 407, 1966.
10. *И. Д. Караченцев*, Астрофизика, 1, 203, 1965.
11. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, The University of Texas Press, 1964.
12. *P. Hodge*. Ap. J., 144, 869, 1966.
13. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская*, Морфологический каталог галактик, 1; *Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова*, 11, 111, МГУ, 1962—1964.

И. Д. Караченцев

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМ ГАЛАКТИК И ПРОБЛЕМА СУЩЕСТВОВАНИЯ СКРЫТЫХ ВИРИАЛЬНЫХ МАСС

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интерес к физическим условиям в метагалактической среде и системах галактик заметно возрос. Это обусловлено в первую очередь открытием очень далеких радиоисточников — квазаров, расстояние до которых порядка фотометрического радиуса Метагалактики, измерением изотропного рентгеновского и гамма-излучения, обнаружением реликтовых радиоквантов. Факты, полученные новыми методами наблюдений, позволяют ограничить мыслимые условия в межгалактической среде.

Важнейшим эмпирическим параметром является средняя плотность вещества в системах галактик и Метагалактике. Из косвенных соображений относительно динамики систем галактик и Метагалактики часто допускается существование, помимо наблюдаемого вещества, заключенного в галактиках, еще и скрытого, невидимого вещества (вириальные массы в системах галактик и космологический фон критической плотности $\rho_{кр}$). Хотя до настоящего времени нет ни одного прямого свидетельства в пользу наличия скрытых масс вещества, предположение о его существовании кладется в основу многих теоретических выкладок и эволюционных построений [1—3] и др.

В данной работе приводятся средние параметры различных систем галактик (пар, триплетов, групп, скоплений, сверхскоплений) и Метагалактики при возможно более единообразных исходных предположениях. Излагаемые ниже

данные о средних размерах, дисперсии скоростей, плотности видимого и предполагаемого скрытого вещества в системах галактик, числе центров различных систем в единице объема Метагалактики и других, используемых при расчетах характеристиках, основываются на усреднении параметров 143 систем галактик, к которым в предыдущей работе [4] была применена теорема вириала.

Мы надеемся, что приводимые данные содержат не очень большую наблюдательную селекцию, и поэтому могут быть использованы для сопоставления с ними различных теоретических моделей. В одном из параграфов мы обсудим наблюдательные возможности проверки предположения о существовании скрытых масс вещества в системах галактик.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Статистическая зависимость между звездными величинами и лучевыми скоростями галактик фона [5] вместе с соотношением между звездными величинами и угловыми диаметрами изображений галактик на картах Паломарского атласа, с одной стороны, и подсчеты галактик на Паломарских картах до различных угловых диаметров [6] — с другой, позволяют определить следующие статистические величины:

среднюю светимость галактик данной видимой величины $\bar{L} = 1.24 \cdot 10^{10} L_{\odot}$,

средний линейный радиус галактики данного углового диаметра $\bar{R} = 12.6$ клс,

число таких „средних“ галактик в единице объема Метагалактики $v_0 = 1.95 \cdot 10^{-2}$ галактик/млс³.

Эти величины, как и все последующие, рассчитаны при параметре Хаббла $h = 75$ км/сек млс и абсолютной фотографической величине Солнца $M_{\odot} = +5^m37$. Произведение величин $\bar{L}v_0$ с точностью до безразмерного фактора $F = 0.6 \div 1.0$ [4] дает среднюю светимость единицы объема Метагалактики.

Важным параметром систем галактик является полное число членов системы. При наличии дисперсии абсолютных

величин галактик число их в данной системе определяется из подсчетов лишь до некоторой предельной абсолютной величины, зависящей от возможностей телескопа и расстояния до системы. Поэтому населенность богатых систем галактик удобно заменить некоей эффективной величиной

$N = L\bar{L}$, где L — интегральная светимость системы. Данные о средних интегральных светимостях и эффективных населенностях систем галактик приведены в первом и втором столбцах табл. 1. В третьем столбце даны средние эффективные радиусы систем галактик \bar{R} . Для пар галактик \bar{R}

определялось как $\frac{\sqrt{2}}{2} R_{12}$, где R_{12} — среднее линейное рас-

стояние между компонентами пары в проекции на картинную плоскость, а $\sqrt{2}$ учитывает случайную ориентацию пар относительно луча зрения. У групп и тройных систем галактик в работе [4] были вычислены гармонические средние расстояния между членами систем, использованные для определения вириальных масс систем галактик. У скоплений галактик вириальные массы вычислялись по подсчетам галактик в параллельных полосах без прямого привлечения данных о размерах скоплений; поэтому \bar{R} в табл. 1 для групп и скоплений определены как радиусы однородных сфер, имеющих то же значение потенциальной энергии, что и данные системы. Например, для скоплений галактик $\bar{R} = \gamma M_v / 5 \langle \Delta v_r^2 \rangle$, где

M_v — вириальная масса скопления,

$\langle \Delta v_r^2 \rangle$ — среднее значение дисперсии лучевых скоростей членов скопления,

γ — постоянная тяготения. В качестве средних значений L , N и \bar{R} для сверхскоплений галактик были взяты данные о сверхскоплении в Геркулесе. Ранее при статистическом анализе распределения скоплений нами [7] было получено, что типичное сверхскопление состоит в среднем из 8 скоплений и имеет линейный радиус $\bar{R} = 21$ мпс. Из таблицы

Таблица 1

Системы	L/L_{\odot}	N	\bar{R} пс	$\langle \Delta V_r^2 \rangle^{1/2}$ км/сек	f/f_{\odot}	ρ_{II} г/см ³	ρ_{V} г/см ³	n_e см ⁻³
Галактики	$1.2 \cdot 10^{10}$	1	$1.26 \cdot 10^4$	—	8.2	$8.2 \cdot 10^{-25}$	—	$4.0 \cdot 10^{-3}$
Пары	$4.2 \cdot 10^{10}$	2	$2.86 \cdot 10^4$	120	62	$2.3 \cdot 10^{-25}$	$1.5 \cdot 10^{-24}$	0.9
Триплеты	$4.9 \cdot 10^{10}$	3	$8.76 \cdot 10^4$	121	85	$1.1 \cdot 10^{-26}$	$1.0 \cdot 10^{-25}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$
Группы	$10.5 \cdot 10^{10}$	8.5	$3.93 \cdot 10^5$	287	331	$2.2 \cdot 10^{-28}$	$8.8 \cdot 10^{-27}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$
Бедные скопления	$4.3 \cdot 10^{11}$	$3.5 \cdot 10^1$	$1.14 \cdot 10^6$	354	446	$3.8 \cdot 10^{-29}$	$2.0 \cdot 10^{-27}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
Богатые скопления	$2.7 \cdot 10^{12}$	$2.2 \cdot 10^2$	$2.71 \cdot 10^6$	827	841	$1.8 \cdot 10^{-29}$	$1.8 \cdot 10^{-27}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
Сверхскопления	$1.5 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^3$	$1.64 \cdot 10^7$	1096	1270	$4.5 \cdot 10^{-31}$	$6.0 \cdot 10^{-29}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$
Метагалактика	$6.5 \cdot 10^{19}$	$5.2 \cdot 10^9$	$4.00 \cdot 10^9$	—	1650	$1.1 \cdot 10^{-31}$	$1.1 \cdot 10^{-29}$	$6.3 \cdot 10^{-6}$

Продолжение табл. 1

Системы	$\tau_{\text{гомс}}$	ME	H гаусс	T K°	z_{II}	χ_i мпс ⁻³	σ_i	$t_{\text{экеп}}$ лет
Галактики	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.2	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^4$	—	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	—
Пары	$5.2 \cdot 10^{-2}$	$\geq 2.3 \cdot 10^4$	$9.1 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^6$	0.14	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^8$
Триплеты	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^3$	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^6$	—	—	—	$4.5 \cdot 10^8$
Группы	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$9.7 \cdot 10^6$	0.36	$8.2 \cdot 10^{-4}$	1.6	$1.1 \cdot 10^9$
Бедные скопления	$2.8 \cdot 10^{-3}$	5.2	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^7$	—	—	—	$2.0 \cdot 10^9$
Богатые скопления	$6.1 \cdot 10^{-3}$	13	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$8.2 \cdot 10^7$	0.29	$5.2 \cdot 10^{-5}$	2.0	$1.8 \cdot 10^9$
Сверхскопления	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$0.6 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^8$	0.26	$4.2 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^1$	$8.7 \cdot 10^9$
Метагалактика	$5.2 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-1}$	—	—	—	—	—	$1.3 \cdot 10^{10}$

видно, что характеристики сверхскопления в Геркулесе весьма близки к независимым статистическим оценкам. Величины L и N Метагалактики вычислены для объема, ограниченного

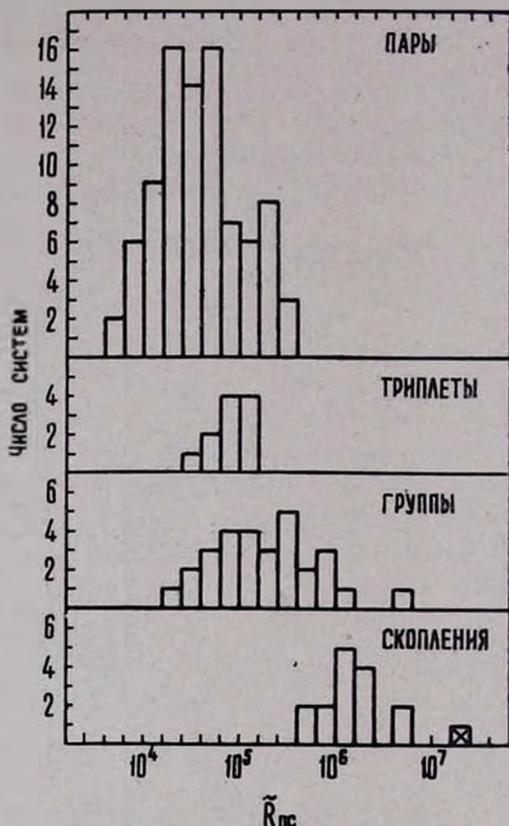


Рис. 1. Распределение числа систем галактик по значениям эффективного радиуса \bar{R} в парсеках.

На этом и последующих рисунках косым крестом отмечено сверхскопление.

Նկ. 1. Գալակտիկաների համակարգությունների բաշխումը ըստ պարսեկներով արտահայտված էֆեկտիվ շառավիղի արժեքների:

Այս և հաջորդ նկարների վրա խաչով նշանակված է գերկուլտը:

фотометрическим радиусом $R = c/h$, где c — скорость света.

Распределение 143 систем галактик по значениям \bar{R} приведено на рис. 1. Напомним, что у пар галактик из-за эффек-

та случайной ориентации изображенное распределение $N(\bar{R})$ может существенно отличаться от истинного.

Важной динамической характеристикой систем галактик является дисперсия лучевых скоростей членов системы относительно их общего центра тяжести. Средние значения этих величин приведены в четвертом столбце табл. 1. Для сверхскопления в Геркулесе $\langle \Delta v_r^2 \rangle^{1/2}$ определено по лучевым скоростям скоплений галактик относительно средней у сверхскопления.

Средние значения вириальных отношений массы к светимости f у систем галактик и Метагалактики представлены в пятом столбце таблицы. Методика их определения подробно описана в предыдущей работе [4]. Распределение числа систем галактик каждого типа по величинам f изображено на рис. 2.

Если известны средние размеры, интегральные светимости и отношения массы к светимости систем галактик, то среднюю плотность наблюдаемого ($\rho_{\text{н}}$) и скрытого ($\rho_{\text{в}}$) вещества в них можно определить из очевидных соотношений:

$$\rho_{\text{н}} = \frac{3Lf_{\text{н}}}{4\pi\bar{R}^3}, \quad (1)$$

$$\rho_{\text{в}} = \frac{f_{\text{в}} - f_{\text{н}}}{f_{\text{н}}} \rho_{\text{н}}, \quad (2)$$

где $f_{\text{в}}$ — вириальное отношение массы к светимости у системы, а $f_{\text{н}}$ — среднее нормальное отношение, вычисленное по внутренним движениям в галактиках ($8.2 f_{\odot}$ для оптимальной смеси хаббловских типов). Значения $\rho_{\text{н}}$ и $\rho_{\text{в}}$ приведены в шестом и седьмом столбцах таблицы. В качестве средней плотности скрытого вещества в Метагалактике использовано значение критической плотности $\rho_{\text{кр}} = 3H^2/8\pi\gamma$.

Наблюдения последних лет [8, 9] убедительно показали, что плотность нейтрального водорода и в скоплениях галактик, и в Метагалактике слишком мала по сравнению с вириальными плотностями. Поэтому сложилось мнение, что межгалактический газ сильно нагрет и ионизирован.

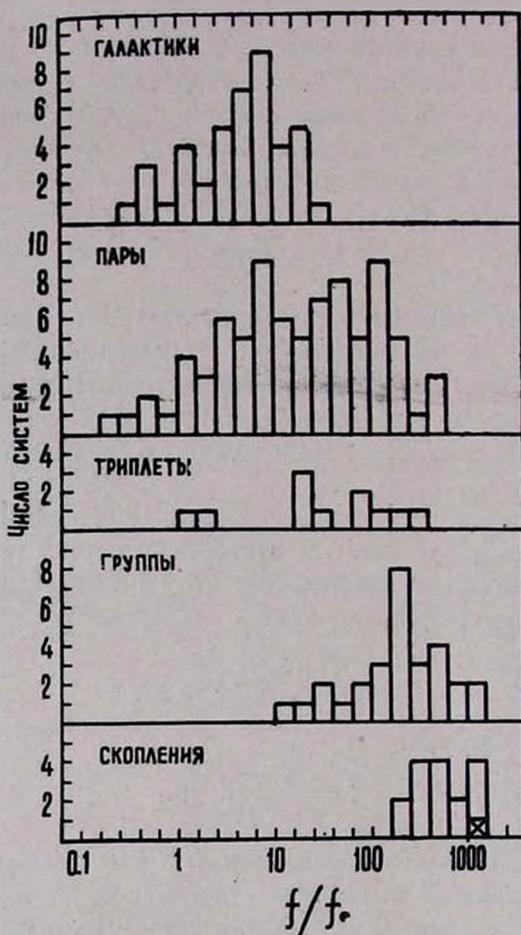


Рис. 2. Распределение числа систем галактик по величине отношения массы к светимости f/f_{\odot} .

Նկ. 2. Գալակտիկաների համակարգությունների բաշխումը ըստ զանգված-լուսատվության f/f_{\odot} հարաբերության մեծությունների:

Если распространенность химических элементов в межгалактическом газе нормальная, то электронную концентрацию можно определить соотношением $n_e = \rho_v / m_p$, где m_p — масса протона. Вычисленные таким образом средние

вириальные электронные концентрации у систем галактик приведены в восьмом столбце табл. 1. При определении среднего n_e у отдельных галактик считалось, что ионизированный водород составляет $\sim 1\%$ от полной массы средней галактики.

Чтобы судить о возможностях наблюдательной проверки предполагаемого существования вириальных масс, в девятом и десятом столбцах таблицы даны средние значения томсоновской оптической толщи $\tau_{\text{томс}} = S_T n_e \bar{R}$ (где S_T — сечение томсоновского рассеяния фотонов на свободных электронах) и меры эмиссии $ME = n_e^2 \bar{R}$ для различных систем галактик.

Некоторое представление об условиях в межгалактической среде дают следующие величины: напряженность магнитного поля H , в равновесии с которым может находиться ионизированный газ в системах галактик, и кинетическая температура газа T , если скорости движений газа такие же, как у галактик — членов системы. Средние величины H и T , вычисленные из соотношений

$$\frac{H^2}{8\pi} = \frac{1}{2} \rho_b \frac{3 \langle \Delta v_r^2 \rangle}{2} \quad \text{и} \quad (3)$$

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT = m_p \frac{3 \langle \Delta v_r^2 \rangle}{2}, \quad (4)$$

(где \bar{E} — средняя энергия тепловых движений, а k — постоянная Больцмана) приведены в одиннадцатом и двенадцатом столбцах таблицы.

Хорошо известно, что галактики распределены в пространстве неоднородно и существует структурная соподчиненность или иерархия систем галактик. Для ее характеристики введем следующие обозначения. Пронумеруем последовательность систем галактик в таком порядке: 1 — отдельные галактики, 2 — пары, 3 — группы, 4 — скопления и 5 — сверхскопления. Через x_{ij} обозначим вероятность того, что случайно выбранная система i -го порядка входит в состав j -й системы. Тогда матрица вероятностей

$$|x_{ij}| = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} & x_{13} & x_{14} & x_{15} \\ & x_{22} & x_{23} & x_{24} & x_{25} \\ & & x_{33} & x_{34} & x_{35} \\ & & & x_{44} & x_{45} \\ & & & & x_{55} \end{pmatrix} \quad (5)$$

полностью определяет структурную соподчиненность систем галактик. Условия нормировки для x_{ij} имеют вид

$$\begin{aligned} x_{11} + x_{12}x_{22} + x_{13}x_{33} + x_{14}x_{44} + x_{15}x_{55} &= 1, \\ x_{22} + x_{23}x_{33} + x_{24}x_{44} + x_{25}x_{55} &= 1, \\ x_{33} + x_{34}x_{44} + x_{35}x_{55} &= 1, \\ x_{44} + x_{45}x_{55} &= 1, \\ x_{55} &= 1. \end{aligned} \quad (6)$$

Заметим, что x_{ii} определяют вероятность обнаружить изолированную систему i -го порядка, а x_{1i} — вероятность того, что случайно выбранная галактика данной видимой величины принадлежит i -й системе.

Плотность центров систем i -го порядка в единице объема Метагалактики выражается соотношением

$$v_i = x_{1i} \frac{v_0}{N_i}, \quad v_1 = v_0, \quad (7)$$

$$i = 2, 3, 4, 5,$$

где N_i — средняя эффективная населенность i -й системы, а v_0 — число „средних“ галактик в единице объема. Аналогичным образом можно определить и другую важную характеристику — математическое ожидание числа систем галактик на луче зрения до расстояния, равного фотометрическому радиусу Метагалактики,

$$\bar{\sigma}_i = \pi c h^{-1} \bar{R}_i^2 v_i. \quad (8)$$

Средняя плотность вещества в Метагалактике, обусловленная вириальными массами различных систем галактик, определяется выражением

$$\bar{\rho}_{M2} = \sum_{l=1}^5 x_{1l} f_l L_l v_l = \sum_{l=1}^5 x_{1l} v_{1l} f_l \bar{L} v_0, \quad (9)$$

где \bar{L} — средняя светимость галактики.

Для оценки вероятностей x_{ij} поступим следующим образом. Будем считать, что 42 галактики из табл. 1 [4], у которых известно отношение массы к светимости, представляют собой случайную выборку. Внутри нее можно определить, какая доля галактик является членами пар, групп и скоплений галактик. При увеличении объема выборки наблюдаемые частоты k_{ij} , естественно, стремились бы к соответствующим пределам x_{ij} . Аналогично, по данным о 87 парах и 29 группах из таблиц 2 и 4 [4], можно вычислить частоты k_{2i} и k_{3i} . Считая, что найденные таким образом k_{ij} близки к x_{ij} , для матрицы $\|x_{ij}\|$ имеем выражение:

$$\begin{vmatrix} x_{11} & x_{12} & x_{13} & x_{14} \\ & x_{22} & x_{23} & x_{24} \\ & & x_{33} & x_{34} \\ & & & x_{44} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0.33 & 0.14 & 0.36 & 0.29 \\ & 0.61 & 0.18 & 0.24 \\ & & 0.79 & 0.21 \\ & & & 1.00 \end{vmatrix} \quad (10)$$

Откуда, в частности, видно, что изолированные галактики составляют одну треть общего числа*. Условия нормировки для элементов матрицы (10) выполняются с точностью до 2%. Средняя плотность вещества в Метагалактике, обусловленная вириальными массами систем галактик, получается равной 0.35 $\rho_{кр}$. Описанный способ не годится для определения x_{45} , поскольку большинство галактик с известными f и пар и групп галактик с измеренными лучевыми скоростями располагаются в пределах Местного Сверхскопления. Однако, зная из статистического анализа распределения сверхскоплений [7] величину $v_s = 4.2 \cdot 10^{-5} \text{ мпс}^{-3}$, по формуле (7) можно определить вероятность x_{45} . Тогда матрица $\|x_{ij}\|$ принимает вид

$$\begin{vmatrix} x_{11} & x_{12} & x_{13} & x_{14} & x_{15} \\ & x_{22} & x_{23} & x_{24} & x_{25} \\ & & x_{33} & x_{34} & x_{35} \\ & & & x_{44} & x_{45} \\ & & & & x_{55} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0.14 & 0.36 & 0.29 & 0.26 \\ - & 0.18 & 0.24 & - \\ - & - & 0.21 & - \\ & & 0.53 & 0.47 \\ & & & 1.00 \end{vmatrix} \quad (11)$$

* Оценка x_{11} , по-видимому, несколько завышена, так как в рассмотренных окрестностях Галактики отсутствуют богатые скопления типа Coma.

Здесь для определения x_{45} были еще использованы данные о 15 скоплениях из табл. 5 [4]. Средняя плотность вещества в Метагалактике получается в этом случае несколько больше: $\bar{\rho}_{Mz} = (0.52 \div 0.65) \rho_{кр}$ (за счет вклада вириальных масс сверхскоплений галактик). Интервал значений $\bar{\rho}_{Mz}$ обусловлен неопределенностью величин x_{11} , x_{22} и x_{33} в рамках условий нормировки.

Интересно, что средняя плотность $\bar{\rho}_{Mz}$ довольно слабо зависит от вида матрицы $[x_{ij}]$. Например, при полной структурной соподчиненности систем галактик (изолированные системы отсутствуют) $\bar{\rho}_{Mz} = 1.57 \rho_{кр}$; при отсутствии иерархии (чистая суперпозиция) и равновероятности встретить галактику в составе любой системы $\bar{\rho}_{Mz} = 0.57 \rho_{кр}$.

Для матрицы $[x_{ij}]$ вида (11) значения величин x_{ij} , ν_i и σ_i приведены соответственно в тринадцатом, четырнадцатом и пятнадцатом столбцах табл. 1.

Отметим, что σ_i (при $\sigma_i < 1$) показывают, какую долю неба покрывают i -е системы галактик, расположенные до характерного фотометрического расстояния c/h . Величина σ_4 может быть проверена наблюдениями; ею определяется число линий поглощения L_α в спектрах далеких квазаров, на которые проектируются скопления галактик. Используемое в [9] значение $\sigma_4 = 4.0$, по-видимому, несколько завышено, так как требует ожидаемого числа линий поглощения L_α у 8 отождествленных квазаров с $z \geq 1.65$ около $4 \div 16$ (в зависимости от типа космологической модели), а наблюдается пока что только одна линия поглощения [10]. Из этих соображений вычисленное нами значение $\sigma_4 = 2.0$ кажется более вероятным. То обстоятельство, что $\sigma_3/\sigma_4 \sim 1$, приводит к выводу, что помимо линий поглощения от скоплений в спектрах квазаров должны встречаться и более узкие линии поглощения от групп галактик. Накопление данных о спектрах далеких квазаров может стать важным источником информации о характеристиках систем галактик на ранних стадиях эволюции.

3. ПРОБЛЕМА ОБНАРУЖЕНИЯ ВИРИАЛЬНЫХ МАСС

Как показывают данные девятого столбца табл. 1, средние томсоновские толщи систем галактик слишком малы ($10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2}$), чтобы вызвать заметное ослабление света. Поэтому эффекты рассеяния света на свободных электронах не могут дать сведений о существовании вириальных масс в системах галактик. Однако однозначный вывод по обсуждаемому вопросу сделать все же можно.

Обратимся к рис. 3, на котором изображено распределение числа систем галактик по значениям вириальных элек-

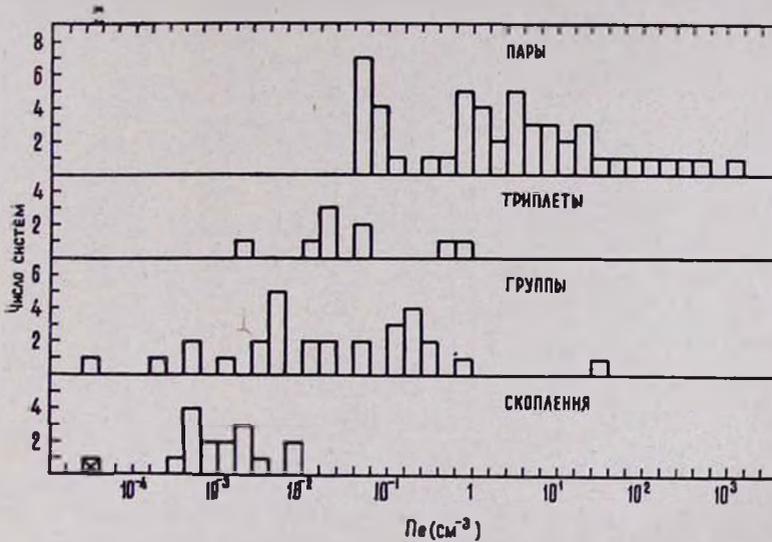


Рис. 3. Распределение систем галактик по значениям вириальных электронных концентраций n_e в см^{-3} .

Նկ. 3. Գալակտիկաների համակարգութունների բաշխումը ըստ n_e սմ⁻³ վիրիալային էլեկտրոնային կոնցենտրացիաների:

тронных концентраций n_e . Мы видим, что у большей части пар галактик $n_e = 1 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ ($\rho_b \approx 10^{-24} \div 10^{-21} \text{ г/см}^3$). Статистический расчет показывает, что определенная доля пар попала в область значений $n_e > 1 \text{ см}^{-3}$ из-за эффекта проекции компонентов пар относительно луча зрения. Но после

учета эффекта проекции существенная часть пар галактик в области $n_e > 1 \text{ см}^{-3}$ все же остается. Такие большие значения вириальных плотностей у пар галактик, превышающие среднюю звездную плотность в галактиках, привели бы к искажению динамики периферийных частей галактик и увеличению отношения массы к светимости у членов пар по сравнению с галактиками фона. Поскольку эти эффекты наблюдениями не подтверждаются, от возможности присутствия скрытых масс в количестве, необходимом для стабилизации пар галактик, следует отказаться.



Рис. 4. Распределение систем галактик по величине меры эмиссии ME .

Նկ. 4. Գալակտիկաների համակարգությունների բաշխումը ըստ ME անջարման չափի:

Противоречит наблюдательным данным и предполагаемое существование вириальных масс в группах и тройных системах галактик. На рис. 4 изображено распределение числа систем галактик по величине меры эмиссии ME . Роль факторов проекции для этих систем невелика. Средняя мера эмиссии у тройных систем и групп (без учета квадруплета NGC 6166 с $ME \sim 2 \cdot 10^7$) составляет 3000. Примерно такие же значения ME и у газовых эмиссионных туманностей в нашей Галактике. Так как угловые размеры большинства рассматриваемых групп не меньше, чем у туманностей Га-

лактики, то они, как и газовые туманности, являлись бы легко регистрируемыми радиоисточниками. Однако радионаблюдения такую возможность не подтверждают.

Средняя мера эмиссии у скоплений галактик ($ME \sim 10$) заметно меньше, чем у групп и триплетов. Но здесь требуется некоторое уточнение. В табл. 1 приведено среднее значение величины $\overline{n_e^2 R}$ по всем скоплениям галактик. В действительности мера эмиссии определяется как интеграл квадрата электронной концентрации вдоль луча зрения, пересекающего скопление. Усредняя $ME(l)$ по всем прицельным расстояниям l луча зрения относительно центра скопления, получаем

$$ME = \alpha \overline{n_e^2 R}, \quad (12)$$

где безразмерный параметр

$$\alpha = \frac{4}{9} R^3 \frac{\int_0^R l dl \int_e^R \frac{n_e^2(r) r}{\sqrt{r^2 - l^2}}}{\left[\int_0^R n_e(r) r^2 dr \right]^2} = \frac{4}{9} R^3 \frac{\int_0^R n_e^2(r) r^2 dr}{\left[\int_0^R n_e(r) r^2 dr \right]^2}. \quad (13)$$

Здесь R обозначает радиус скопления, а $n_e(r)$ — распределение объемной электронной концентрации. При $n_e(r) = \text{const}$ $\alpha = 4/3$. Если распределение вириальных масс аналогично распределению галактик в скоплении Волосы Вероники, то $\alpha \approx 5$, и среднее исправленное значение меры эмиссии у скоплений получается ~ 50 . Существенное различие между $\overline{n_e^2}$ и $\overline{n_e}^2$ при наличии градиента электронной концентрации в скоплениях приводит к тому, что в центральных частях скоплений мера эмиссии имеет довольно большое значение. Например, у скопления типа Волосы Вероники средняя мера эмиссии в центральной области диаметром 0.8 мпс (30' на расстоянии 92 мпс) составляет $\overline{ME}_{30'} \approx 2000$.

Покажем, что в случае скоплений галактик существование вириальных масс с наблюдательными данными не согла-

суется. Пусть вириальный газ в скоплениях нагрет до температуры $T = 10^6 \div 10^7 K^\circ$. Тогда тепловое рентгеновское излучение его будет определяться выражением

$$\frac{dE}{dt dV d\omega} = n_e^2 \frac{16 e^6}{3 \sqrt{3} m^2 c^3} \left(\frac{2 \pi m}{kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{\hbar \omega}{kT}} \quad (14)$$

(приближение Гаунта [11] при $x = \frac{\hbar \omega}{kT} > 1$), где e , m — заряд и масса электрона, \hbar — постоянная Планка, а ω — частота излучения. Перекрываясь друг другом, скопления галактик будут создавать квазиизотропный поток

$$F(\omega_1, \omega_2) = \frac{2.5 \cdot 10^6}{\sqrt{T}} \overline{ME} \sigma [Eix_1 - Eix_2] \text{ квантов/см}^2 \text{ сек стер}, \quad (15)$$

где Eix — интегральная показательная функция. Из наблюдений [12] известно, что изотропный рентгеновский поток в интервале $2 \text{ \AA} \div 8 \text{ \AA}$ составляет 6 квантов/см² сек стер. Подставляя в (15) $ME = 50$, $\sigma = 2.0$, для $T = 10^7 K^\circ$ имеем $F(2 \text{ \AA} \div 8 \text{ \AA}) = 5 \cdot 10^3$ квантов/см² сек стер. При температуре $T = 2 \cdot 10^6 K^\circ$ $F(2 \text{ \AA} \div 8 \text{ \AA}) = 23$ кванта/см² сек стер. Следовательно, наблюдательные данные говорят о том, что температура вириального газа в скоплениях не превышает $2 \cdot 10^6 K^\circ$. Однако при этих температурах у скоплений галактик должно наблюдаться интенсивное радиоизлучение. К примеру, на расстоянии скопления Девы при $T \leq 2 \cdot 10^6 K^\circ$ ожидаемый радиопоток на длине волны $\lambda = 1 \text{ м}$ составляет $F > 100 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{ цу}$. При $T = 10^4 K^\circ$ $F = 900 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{ цу}$, что даже больше, чем у сильного радиосточника Дева А. Ярковая температура в центральных частях скоплений оказывается порядка $100 K^\circ$ (при $\lambda = 1 \text{ м}$ и $T = 10^4 K^\circ$). Таким образом, существование вириальных масс в скоплениях галактик данными рентгеновских и радионаблюдений исключается*.

* Независимые соображения, основанные на анализе ситуации, когда в спектрах далеких квазаров образуются линии поглощения L_α из-за проектирования скоплений галактик, также приводят к выводу [18], что плотность водорода в скоплениях значительно меньше вириальных оценок.

4. НЕСТАЦИОНАРНОСТЬ СИСТЕМ ГАЛАКТИК

Помимо изложенных данных, в работах [4, 13] мы привели ряд соображений, по которым следует отказаться от стационарности большинства систем галактик и от присутствия в них вириальных масс вещества.

Если большинство систем галактик пребывает в состоянии нестационарности и распада, то характерный возраст их можно определить временем экспансии $t_{\text{эксн}} = \bar{R}/(3 \langle \Delta V_r^2 \rangle)^{1/2}$. Для пар галактик при радиальном характере движений компонентов $\bar{t}_{\text{эксн}} = \left(\frac{R_{12}}{V_{r12}} \right)$, где R_{12} и V_{r12} соответственно взаимные расстояния и относительные лучевые скорости компонентов пары. Распределение числа систем галактик по значениям $t_{\text{эксн}}$ изображено на рис. 5. В последнем столбце табл. 1 приведены средние величины времени экспансии для каждого типа систем. Обращает на себя внимание монотонное возрастание времени экспансии при переходе от пар и триплетов через группы к скоплениям и сверхскоплениям галактик. При этом экспансионный возраст Метагалактики (пунктир на рис. 5) является как бы верхним пределом возможных значений $t_{\text{эксн}}$ у систем галактик. Обнаруженная закономерность приводит к мысли, что, располагая системы галактик в порядке возрастания их населенности, мы тем самым располагаем их во временной, эволюционной последовательности. По нашему мнению, это свидетельствует о происходящем процессе „размножения“ галактик в согласии с космогонической концепцией В. А. Амбарцумяна [14].

Обратим внимание на следующую любопытную деталь. Существует категория систем галактик, члены которых имеют пекулярные структурные свойства: „хвосты“, „перемычки“ и т. д. Б. А. Воронцов-Вельяминов [15] называет их „взаимодействующими“ галактикамм. Как указано В. А. Амбарцумяном [16], эти системы образовались сравнительно недавно, так что пекулярная структура не успела еще разрушиться индивидуальными вращениями галактик. Поэтому следует ожидать, что возраст „взаимодействующих“ систем

окажется порядка периода обращения галактики вокруг своей оси ($\sim 2 \cdot 10^8$ лет). Это подтверждают данные табл. 2, в которой приведены общее число групп галактик и число „взаимодействующих“ групп для разных интервалов $t_{\text{экс}}$. К категории „взаимодействующих“ группы причислялись по данным каталога [15].

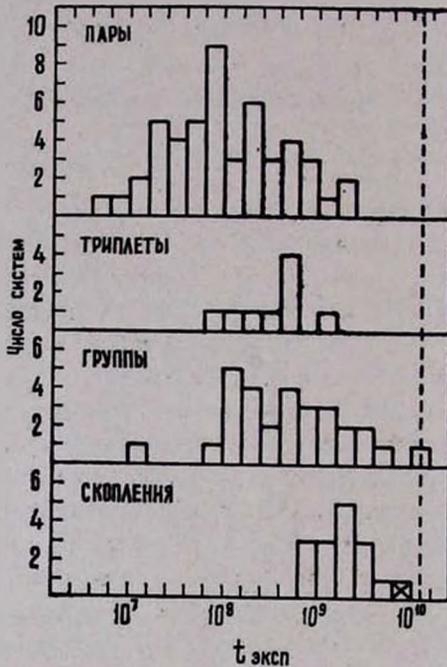


Рис. 5. Распределение систем галактик по значениям времени экспансии $t_{\text{экс}}$. Пунктиром отмечено значение $t_{\text{экс}}$ для Метагалактики.

Նկ. 5. Գալակտիկաների համակարգությունների բաշխումը ըստ $t_{\text{экс}}$ լայնացման ժամանակի արժեքների: Ընդհանուր առմամբ նշանակված է $t_{\text{экс}}$ արժեքը Մետագալակտիկայի համար:

У пар галактик рассматриваемая закономерность несколько затухает из-за эффектов случайной ориентации. В табл. 3 среднее время экспансии у „взаимодействующих“ пар, триплетов и групп галактик сопоставлено со средним

Таблица 2

$t_{\text{экс}}$	Общее число групп	Число „взаимодействующих“
$< 2 \cdot 10^8$ лет	10	6
$(2 \div 10) \cdot 10^8$ лет	10	1
$> 10^9$ лет	9	0

Таблица 3

Системы	$t_{\text{экс}}$ общее	$t_{\text{экс}}$ „взаимодействующих“
Пары	$2.6 \cdot 10^8$ лет	$1.1 \cdot 10^8$ лет
Триплеты,	$4.5 \cdot 10^8$ лет	$2.9 \cdot 10^8$ лет
Группы	$11.4 \cdot 10^8$ лет	$2.1 \cdot 10^8$ лет

$t_{\text{экс}}$ у всех соответствующих систем. В каждом случае время экспансии „взаимодействующих“ систем заметно меньше, чем у остальных систем данного типа, и практически совпадает с характерным периодом обращения галактики вокруг своей оси. Отмеченное обстоятельство трудно объяснить в рамках стационарности систем галактик.

ВЫВОДЫ

Мнение о том, что процесс образования галактик происходил не только в далеком прошлом, но и происходит в настоящую эпоху, стало почти общепринятым. Однако имеются принципиально разные точки зрения на механизм процесса образования галактик.

Если допустить, что системы галактик пребывают в стационарном состоянии, то необходимые для стабилизации систем скрытые вириальные массы вещества могут служить исходным материалом для формирования новых галактик. При этом конкретным путем образования галактик считается гравитационное конденсирование их из диффузной среды.

Космогоническая концепция В. А. Амбарцумяна также предполагает существование невидимых масс вещества. Однако она исходит из нестационарности систем галактик, следствием которой является формирование членов системы в малых объемах пространства из относительно плотных тел, причем масса их, очевидно, не находится в какой-либо связи с вириальными массами.

Поскольку существование диффузного вещества в количестве, необходимом для стабилизации систем галактик,

противоречит наблюдательным данным, то тем самым гипотезы образования галактик путем гравитационного конденсирования диффузной среды лишаются основного резервуара вещества, способного сформировать новые галактики. Имеющиеся данные наблюдений еще не позволяют сделать вывод о том, существует ли в Метагалактике однородная диффузная среда с плотностью порядка $\rho_{кр}$. Но то обстоятельство, что молодые „взаимодействующие“ галактики составляют примерно одну и ту же долю общего числа галактик как в скоплениях, так и в фоне между скоплениями (5—10% по данным [15, 17]), делает предположение о наличии диффузной среды с $\rho \sim \rho_{кр}$ маловероятным.

Автор благодарит академика В. А. Амбарцумяна и В. Ю. Теребижа за обсуждение результатов работы.

Ի. Դ. ԿԱՐԱՉԵՆՑԵՎ

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋԻՆ
ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԸ ԵՎ ԱՆՏԵՍԱՆԵԼԻ ՎԻՐԻԱԼԱՑԻՆ ԶԱՆԳՎԱԾՆԵՐԻ
ԳՈՅՈՒԹՅԱՆ ՊՐՈՐԱՆՍԸ

Ա մ փ ո վ ու մ

Գալակտիկաների 143 համակարգությունների վերլուծության հիման վրա [4] բերվում են տվյալներ գալակտիկաների զույգերի, խմբերի, կույտերի և գերկույտերի համար նրանց միջին լուսատվությունների, չափսերի և նրանց մեջ գտնվող տեսանելի և ենթադրվող անտեսանելի նյութի խտության մասին: Հաշվվում է Մետագալակտիկայի միավոր ծավալում գտնվող տարբեր համակարգությունների կենտրոնների խտությունը և այդ համակարգությունների կողմից ծածկվող երկնքի մակերեսը:

Ցույց է տրված, որ գալակտիկաների համակարգություններում գազի վիրիալային զանգվածների գոյության ենթադրությունը հակասում է դիտողական տվյալներին: Քննարկվում է գալակտիկաների համակարգությունների ոչ կայունության գաղափարը:

I. D. KARACHENTSEV

THE AVERAGE CHARACTERISTICS OF SYSTEMS
OF GALAXIES AND THE PROBLEM OF EXISTENCE
OF LATENT VIRIAL MASSES

S u m m a r y

Taking as a basis the analysis of the 143 systems of galaxies [4] the data on the average luminosities, dimensions, dispersion of velocities, density of observed and hypothetical latent matter for pairs, groups, clusters and superclusters are given. The numbers of centres of various systems in a unite of volume of the Metagalaxy and the area of sky, covered by various systems of galaxies are calculated.

It is shown, that the assumption about the existence of virial masses of gases in systems of galaxies contradicts to the observational data. The concept of the instability of the systems of galaxies is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, *Астрон. журнал*, 42, 943, 1965.
2. Я. Б. Зельдсвич, *УФН*, 89, 647, 1966.
3. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *АЖ*, 44, 295, 1967.
4. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 2, 81, 1966.
5. M. L. Hiltazon, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
6. И. Д. Караченцев, *ДАН СССР*, 158, 815, 1964.
7. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 2, 307, 1966.
8. J. N. Koehler, *Ap. J.*, 146, 504, 1966.
9. J. N. Bahcall, E. E. Salpeter, *Ap. J.*, 144, 847, 1956.
10. J. N. Bahcall, B. A. Peterson, M. Schmidt, *Ap. J.*, 145, 369, 1966.
11. W. H. Tucker, R. J. Gould, *Ap. J.*, 144, 244, 1966.
12. S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, *Nature*, 201, 1307, 1964.
13. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 1, 303, 1965.
14. В. А. Амбарцумян, *Научные труды*, 2, 298, Ереван, 1960.
15. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красноярская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, I, II, III, МГУ, 1964.
16. В. А. Амбарцумян, *Труды шестого совещания по вопросам космогонии*, М., АН СССР, 1959.
17. И. Д. Караченцев. *Изв. АН АрмССР, физ.-мат. сер.*, 17, 103, 1964; 17, 109, 1964.
18. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 3, 89, 1967.

Р. А. Варданян

ВЕКТОРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ЗВЕЗДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

При поляриметрическом исследовании звезд особое место занимает методика обработки наблюдений. Как известно [1—4], на обработку поляриметрических наблюдений, как при электрофотометрическом, так и при фотографическом методе, затрачивается много времени, особенно когда учитывается поляризация фона.

Действительно, при непрерывном вращении анализатора (в случае электрополяриметрического наблюдения) интенсивность света J , прошедшего через анализатор, можно выразить следующей формулой:

$$J = \frac{1}{2} (J_e - J_p) + \frac{1}{2} J_p \sin 2(\varphi + \alpha), \quad (1)$$

где J_e и J_p — интенсивности естественной и поляризованной составляющих частично поляризованного света, φ — угол положения плоскости поляризации света в инструментальной системе и α — угол поворота анализатора.

Когда фон неба ничтожен, то степень поляризации определяется сразу из формулы (1):

$$P = \frac{J_p}{J_e + J_p}. \quad (2)$$

Но чаще всего приходится учитывать фон, который поляризован. Для этого требуется, чтобы при дискретном α_i ($i = 1, 2, \dots, 12$) из суммарной амплитуды отброса звезда + фон (n_i) вычесть амплитуду фона (n'_i), то-есть:

$$n_i - n'_i = n_0 - n'_0 + n_p \sin 2(\varphi + \alpha_i) - n'_p \sin 2(\varphi' + \alpha_i), \quad (3)$$

где n_0 и n' — величины отбросов постоянных компонентов. Построив, после получения этих значений, новую кривую в зависимости от дискретного значения α_i и определив амплитуды постоянной и переменной составляющих на записи поляризации, можно определить параметры поляризации света звезд с учетом фона.

Для проведения этой операции требуется свыше 15—20 мин, поэтому нами был применен новый метод обработки, с помощью которого требуемое время обработки сокращается в 3—4 раза.

Вся трудность заключается, как видно из формулы (3), в определении амплитуды и фазы переменной составляющей звездной поляризации в максимуме, которые можно представить как разницу двух векторов, т. е.

$$\bar{a} = \bar{c} - \bar{b},$$

где вектор \bar{c} показывает амплитуду и фазу переменной составляющей звезда+фон, а \bar{b} — амплитуду и фазу переменной составляющей фона в максимуме. Итак, если будет определен вектор \bar{a} , то сразу можно найти степень и позиционный угол поляризации света звезды с учетом поляризации фона.

Решение этой задачи даст возможность отделить также звездную поляризацию от межзвездной, так как степень и позиционный угол звездной поляризации можно опять представить как разницу векторов суммарной поляризации и одного из составляющих векторов (межзвездный вектор поляризации), то есть

$$\bar{p}_* = \bar{p}_{*+м} - \bar{p}_м.$$

Для определения величины и направления одного из составляющих векторов, если известны суммарный (звезда+фон) и другой составляющий вектор поляризации (фон), нами предложен простой прибор, общий вид которого приведен на рис. 1.

Прибор состоит из следующих основных частей:

- 1 — подставка, на которой собран векторный измеритель.
- 2 — горизонтальная неподвижная линейка, которая служит вместо вектора \bar{b} (или $\bar{p}_м$).

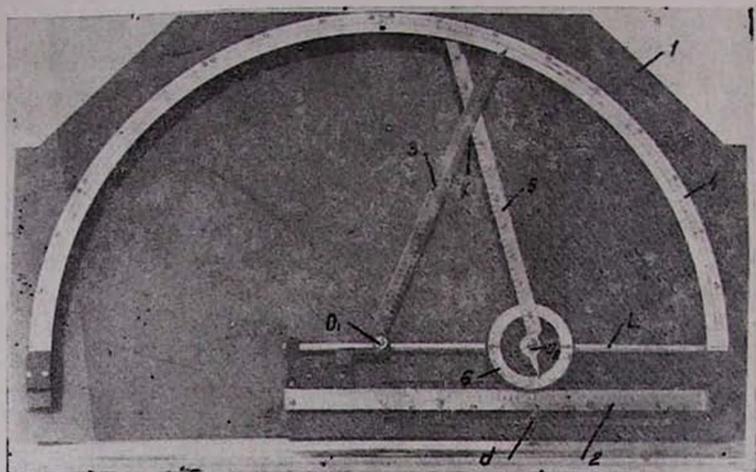


Рис. 1.

Ъ4. 1.

3 — линейка суммарного вектора \bar{c} (или $\bar{p}_{\pm m}$), которая вращается вокруг центральной точки O_1 от 0° до 180° и может составлять любые углы с неподвижным вектором \bar{b} .

4 — градусная шкала, служащая для отметки угла между направлениями векторов \bar{c} и \bar{b} .

5 — подвижная и вращающаяся линейка (вектор \bar{a} или \bar{p}_\pm), которая с помощью движка d перемещается на горизонтальной оси L параллельно вектору \bar{b} .

6 — градусная шкала, движущаяся вместе с линейкой (5) по горизонтали, и используемая для определения направления вектора \bar{a} относительно \bar{b} .

Надо отметить, что при выборе шкалы на линейках, представляющих собою векторы \bar{a} , \bar{b} и \bar{c} , мы ограничились интервалом всех наблюдаемых значений степени поляризации. Ошибка измерений при этом методе значительно меньше, чем ошибка наблюдений ($\Delta p = \pm 0.05\%$, $\Delta \theta = \pm 1^\circ$).

Вместе с тем, для удобства градусные шкалы 4 и 6 разбиты (против часовой стрелки) не на 180° , а на 90° , что-

бы непосредственно получить не удвоенное значение позиционного угла поляризации света звезд 2θ , а значение θ .

Принцип работы векторного измерителя звездной поляризации (рис. 1) заключается в следующем:

На горизонтальной линейке с помощью движка d центральная точка O_2 ставится на таком расстоянии от O_1 , чтобы она соответствовала по величине вектору \vec{b} . Стрелка, находящаяся на конце линейки 3, ставится на градусной шкале 4 так, чтобы она соответствовала углу между векторами \vec{c} и \vec{b} . Затем линейка 5 поворачивается вокруг точки O_2 до тех пор, пока она не пересечет на линейке 3 отрезок O_1K , равный по величине суммарному вектору \vec{c} (который нам известен). Тогда отсчет на линейке 5 (O_2K) даст нам величину амплитуды вектора \vec{a} . Направление же вектора \vec{a} берется по показанию стрелки на градусной шкале 6.

Опыт, показывая, что применение этого метода для определения звездной поляризации с учетом фона сокращает время обработки в 3—4 раза. А при применении этого метода для отделения звездной поляризации от межзвездной время намного сокращается.

Подобный прибор предложен нами и для определения степени поляризации p и позиционного угла θ в случае трех измерений интенсивности при соответствующих трех положениях поляроида. В данном случае конструкция прибора основана на упрощенном методе определения поляризации света звезд и туманностей, предложенном Д. А. Рожковским [4], который видоизменил метод В. Г. Фесенкова [5].

Этот прибор дает возможность при измерении поляризации в трех положениях поляроида сократить время обработки в два раза по сравнению с [4].

ԱՍՏՂԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՎԵԿՏՈՐԱԶԱՓ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքում բերվում է «Աստղային բևեռացման վեկտորաչափ» գործիքի նկարագրությունը, որը օգտագործվում է ինչպես բևեռաչափական դիտումների մշակման, այնպես էլ սեփական բեվեռացում ունեցող աստղերի միջաստղային և աստղային բաղադրիչների բաժանման համար: Գործիքը հնարավորություն է տալիս 3—4 անգամ կրճատելու նման հաշվումների աշխատաժամանակը:

R. A. VARDANIAN

THE VECTOR-METER OF STARLIGHT
POLARIZATION

S u m m a r y

A new mechanical device „The vectormeter of starlight polarization“ is described, which can be applied while computing the parameters of starlight polarization. It is useful as well for the separation of the interstellar component of starlight polarization from the stellar one. It makes possible to shorten the time necessary for such calculations by a factor of 3 or 4.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Домбровский, Астрон. журнал, 30, 603, 1953.
2. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 27, 43, 1959.
3. И. М. Шаховской, И. А. Димов, Изв. КрАО, 27, 19, 1956.
4. Д. А. Рожковской, Астрономический циркуляр, № 166, 13, 1956.
5. В. Г. Фесенков, Астрон. журнал, 12, 309, 1935.

В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян

К НЬЮТОНОВСКОЙ ТЕОРИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

1. Для космологических и особенно космогонических проблем все более актуальным становится изучение свойств материи при больших плотностях. В исследованиях, посвященных разработке этого вопроса, получены интегральные параметры и структура белых карликов и барионных звезд, в предположении сферически-симметричного распределения масс* [1—6].

До последнего времени проблема вращения этих конфигураций не рассматривалась из-за сложности задачи. Достаточно сказать, что задача вращения в теории Эйнштейна пока еще полностью не сформулирована. Поэтому определенный интерес представляет рассмотрение вращающихся сверхплотных конфигураций, используя при этом ньютоновскую теорию тяготения. Применение нерелятивистской теории при больших плотностях кажется неоправданным, однако, она для невращающихся конфигураций дает правильный по порядку величины результат для радиуса и массы, а характер зависимости последних от центральной плотности почти такой же, как и в точной теории [8, 9].

Цель настоящей статьи показать, что в широком интервале центральных плотностей возможное значение угловых скоростей настолько мало, что с достаточной точностью можно применять теорию возмущений для расчета важнейших интегральных характеристик сверхплотных вращающихся

* Достаточно подробную информацию о работах в этом направлении можно найти в обзоре Зельдовича и Новикова [7].

звезд, рассматривая их как возмущенное состояние статической сферически-симметричной конфигурации.

2. Структура конфигураций, вращающихся как твердое тело, определяется решением системы следующих уравнений.

$$\Delta\varphi = 4\pi k\rho, \quad (1)$$

$$\bar{\nabla}P = -\rho\bar{\nabla}\varphi + \rho\omega^2\bar{r}, \quad (2)$$

$$P = P(\rho), \quad (3)$$

где k — гравитационная постоянная, r — расстояние от оси вращения. Соотношение (3) — символическая запись уравнения состояния, которое в приведенном виде выполняется в случаях, когда вещество рассматриваемой конфигурации выроджено, или же температура везде является функцией плотности ρ .

Введем сферические координаты R , $\mu = \cos\theta$, Φ . Тогда, если ограничиться псевдосфероидальными решениями, то есть решениями, не зависящими от угла Φ (здесь и далее будет использована терминология Джинса [10]), уравнение гидростатического равновесия (2) легко интегрируется, и систему, определяющую структуру конфигураций, можно переписать в виде

$$-\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial\varphi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial\mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial\varphi}{\partial\mu} \right] = G, \quad (4)$$

$$F = -\varphi + G_c \beta R^2 (1-\mu^2) + C. \quad (5)$$

Здесь

$$F = \int \frac{dP}{\rho}, \quad G = 4\pi k\rho, \quad G_c = 4\pi k\rho_c, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\omega^2}{8\pi k\rho_c}. \quad (7)$$

Поскольку, потенциал определен с точностью до постоянной, можно было бы постоянную интегрирования C положить равной нулю. При такой нормировке $\varphi(\infty) \neq 0$. Однако предпочтительнее оставить эту постоянную неопределенной с тем, чтобы сохранить для потенциала традиционную нормировку $\varphi(\infty) = 0$.

Как легко видеть из (4)–(7), все характеристики вращающихся конфигураций определяются значениями двух независимых параметров — ρ_c и β . При некоторых специальных типах уравнений состояния (например, политропы) путем подходящего выбора системы единиц параметр ρ_c можно исключить [11, 12].

3. Аксиально-симметричные решения уравнений (4), (5) обычно ищут в виде рядов по полиномам Лежандра. Коэффициенты разложения при соответствующих полиномах Лежандра оказываются решениями обыкновенных дифференциальных уравнений, для нахождения которых необходимо иметь их значения и значения их производных в центре конфигурации. Использование заданного ρ_c , которое фактически играет роль краевого условия для уравнений (4), (5), делает возможным определение этих коэффициентов лишь с точностью до постоянных множителей.⁴ Поэтому для однозначного нахождения решений необходимо наложить соответствующие условия на границе, в качестве которых выступают требования непрерывности потенциала и его первой производной на поверхности звезды. Другими словами, решения (4) и (5) должны быть непрерывным образом сшиты с решением $\varphi^{(e)}$ уравнения

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \varphi^{(e)}}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial \varphi^{(e)}}{\partial \mu} \right] = 0, \quad (8)$$

которому удовлетворяет потенциал вне звезды.

Лишь в немногочисленных частных случаях уравнение состояния позволяет решить задачу аналитически. В этих случаях определение вышеуказанных констант из условий на границе сравнительно просто и сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений [11]. В большинстве случаев бывают вынуждены прибегнуть к численному интегрированию, которое ввиду неопределенности начальных значений искомых функций наталкивается на значительные трудности.

Наиболее точный, но довольно сложный, требующий многочисленных расчетов, метод преодоления этих трудностей разработан Джеймсом [12]. Произвольно подбирая кон-

станты в центре, он оставлял те из них, которые удовлетворяли условиям сшивки на границе и таким образом были найдены характеристики вращающихся политроп и простейшей модели белых карликов [13].

Метод Джеймса применительно к параметрическим уравнениям состояния нейтронной звезды представляется еще более сложным.

4. В поисках подходящего решения задачи заслуживающим внимания оказался факт хорошего совпадения результатов Джеймса и ранней работы Чандрасекара [14], который использовал для подсчета характеристик вращающихся политроп метод теории возмущений, причем в качестве малого параметра использовалась величина, аналогичная β .

Для выяснения вопроса о применимости теории возмущений при расчете структуры вращающихся сверхплотных конфигураций оценено максимально возможное при заданной плотности в центре значение безразмерного параметра β . С этой целью на электронно-вычислительной машине „Наири“ были рассчитаны характеристики сферически-симметричного распределения масс с введенным дополнительно формальным потенциалом вида $\frac{1}{2} \omega^2 R^2$. В качестве уравнения состояния использовалось известное уравнение, описывающее вещество вырожденной нейтронной звезды [1. 4]. Было подсчитано β_{\max} из условия равенства на поверхности конфигурации „центробежного“ ускорения и ускорения сил тяжести, по формуле

$$\beta_{\max} = \frac{M}{8\pi\rho_c R_0^3}, \quad (9)$$

где M и R_0 масса и радиус соответствующей сферической конфигурации. В результате, для интервала центральных плотностей от $\rho_c = 10^{14}$ г/см³ до $\rho_c = 1.3 \cdot 10^{16}$ г/см³ для β_{\max} было найдено значение в пределах от 0.0148 до 0.0076.

Приведенные выше соображения позволяют утверждать, что теория возмущений, по-видимому, является хорошим методом решения задачи расчета структуры вращающихся сверхплотных небесных тел.

5. Согласно изложенному, решения уравнений (4) и (5) будем искать в виде разложений в ряд по степеням β , пренебрегая всеми членами, содержащими β выше первого порядка [14, 15],

$$F(R, \mu) = f(R) + \beta [f_0(R) + \sum_{l=2} A_l f_l(R) P_l(\mu)],$$

$$G(R, \mu) = g(R) + \beta [g_0(R) + \sum_{l=2} B_l g_l(R) P_l(\mu)]. \quad (10)$$

Здесь $P_l(\mu)$ — полином Лежандра l -го порядка, A_l и B_l — константы, $f(R)$, $g(R)$ — характеристики соответствующих невращающихся конфигураций (см. (6)). Отсутствие в (10) членов с нечетными l обусловлено симметрией распределения масс относительно экваториальной плоскости $\mu=0$ [16].

Для дальнейшего необходимо найти связь между A_l и B_l . Это нетрудно сделать, если G рассмотреть как функцию F и разложить в ряд Тейлора вокруг значения $F=f$. Сохраняя при этом лишь члены первого порядка малости, получим

$$G(f) = g, \quad \gamma f_0 = g_0, \quad (11)$$

$$\gamma A_l f_l = B_l g_l,$$

где

$$\gamma = \left. \frac{dG}{dF} \right|_{F=f} = \frac{dg}{df}. \quad (12)$$

Подставим, далее, разложения (10) в (4), тогда с учетом (5) и (11), приравнявая коэффициенты при полиномах Лежандра одинакового порядка, получим систему

$$\Delta_0 f = -g, \quad (13a)$$

$$\Delta_0 f_0 + \gamma f_0 = 4G_c, \quad (13b)$$

$$\Delta_l f_l + \gamma f_l = 0, \quad l > 0, \quad (13c)$$

где

$$\Delta_l = \frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} \left(R^2 \frac{d}{dR} \right) - \frac{l(l+1)}{R^2}.$$

Уравнения (13) определяют вид радиальных функций f , f_0 , f_l . Однако задача нахождения характеристик рассматривае-

мых конфигураций будет решена, лишь если удастся выяснить значения постоянных, фигурирующих в (5) и (10), а также определить форму поверхности звезды.

Следуя духу теории возмущений, будем считать, что граница звезды определяется соотношением

$$Q_\mu = R_0 + \beta \sum_{l=0}^{\infty} q_l \cdot P_l(\mu). \quad (14)$$

Здесь R_0 — радиус соответствующей невращающейся конфигурации, вклад от вращения учитывается членами под знаком суммы.

Как известно, на поверхности звезды давление и плотность исчезают. Это обстоятельство приводит к исчезновению на границе распределения функции F , введенной соотношением (6). Условие $F(Q_\mu) = 0$, если учесть (10) и (15), дает

$$\begin{aligned} f(R_0) &= 0, \\ f'(R_0) q_0 + f_0(R_0) &= 0, \\ f'(R_0) q_l + A_l f_l(R_0) &= 0, \quad l > 0, \end{aligned} \quad (15)$$

причем

$$f'(R_0) \equiv \left. \frac{df}{dR} \right|_{R=R_0}.$$

Как было сказано, для определения константы A_l и других необходимо знать значения потенциала и его первой производной на границе звезды. Поэтому выпишем предварительно решение уравнения (8), которому удовлетворяет потенциал $\varphi^{(e)}$ вне конфигурации в виде

$$\varphi^{(e)} = \frac{k_0}{R} + \beta \sum_{l=0}^{\infty} \frac{k_{1l}}{R^{l+1}} P_l(\mu), \quad (16)$$

k_0 и k_{1l} — постоянные. Тогда, решая совместно алгебраические уравнения, следующие из условий $\varphi^{(e)}(Q_\mu) = \varphi(Q_\mu)$ и $\left. \frac{\partial \varphi^{(e)}}{\partial R} \right|_{R=Q_\mu} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right|_{R=Q_\mu}$ с учетом соотношения $F(Q_\mu) = 0$, получим

$$k_0 = R_0^2 f'(R_0), \quad k_{10} = R_0^2 f_0'(R_0) - \frac{4G_c}{3} R_0^3,$$

$$C_0 = R_0 f'(R_0), \quad C_1 = R_0 f_0'(R_0) + f_0(R_0) + 2 G_c R_0^2,$$

$$A_2 = -\frac{10 G_c}{3} \frac{R_0^2}{R_0 f_2'(R_0) + 3 f_2(R_0)}, \quad (17)$$

$$k_{12} = -\frac{2 G_c}{3} \frac{R_0^5 [f_2'(R_0) R_0 - 2 f_2(R_0)]}{R_0 f_2'(R_0) + 3 f_2(R_0)},$$

$$A_l = q_l = k_{1l} = 0 \text{ при } l > 2.$$

Таким образом, все константы, необходимые для нахождения интегральных характеристик вращающейся звезды, полностью определяются решениями уравнений (13) на границе R_0 , соответствующей невращающейся конфигурации. Это обстоятельство, очевидно, является следствием основного предположения о малости β .

Если известны значения постоянных (17), то, как это следует из (16), масса звезды может быть подсчитана по формуле

$$M = -k_0 - \beta k_{10}. \quad (18)$$

Для большой Q_c ($\mu = 0$) и малой Q_p ($\mu = 1$) полюсей поверхности (14) дает

$$Q_c = R_0 + \beta (q_0 - 0,5 q_2),$$

$$Q_p = R_0 + \beta (q_0 + q_2). \quad (19)$$

Параметр β изменяется в пределах от 0 до некоторого максимально возможного значения, определяемого требованием равенства на экваторе гравитационного и центробежного ускорений:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial R}\right)_{R=Q_c} = 2 G_c \beta_{max} Q_c,$$

откуда, используя (16) и опуская в разложении по β члены высшего порядка малости, получим

$$\beta_{max} = \frac{k_0 R_0^2}{1,5 k_{12} + 2 k_0 R_0 (q_0 - 0,5 q_2) - k_{10} R_0^2 - 2 G_c R_0^2}. \quad (20)$$

Отметим, что изложенный метод применим для любого уравнения состояния, если значения β_{max} невелики.

6. Для окончательного выяснения вопроса о применимости приведенной теории при значениях параметра $\beta \sim \beta_{max}$

необходимо знать вклад последующих членов разложения по β в значения основных параметров конфигураций. При решении задачи в этом приближении возникают серьезные математические трудности. Поэтому применим эту теорию для расчета интегральных характеристик конфигураций вплоть до значения β_{\max} и сравним полученные результаты с более точными расчетами, выполненными Джеймсом.

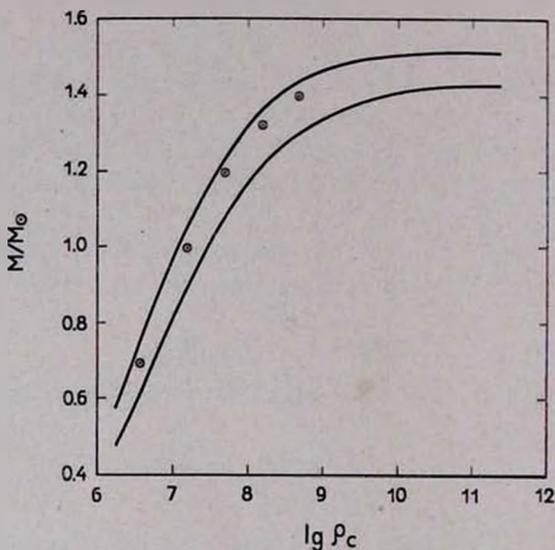


Рис. 1. Верхняя кривая—зависимость массы конфигурации, вращающейся с максимально возможной угловой скоростью от ρ_c . Нижняя кривая—то же для невращающейся конфигурации. Масса измерена в единицах массы Солнца. Абсцисса— $\lg \rho_c$. Кружочками отмечены результаты Джеймса.

Նկ. 1. Վերին կորը. հնարավոր մաքսիմալ անկյունային արագությամբ պտտվող կոնֆիգուրացիայի զանգվածի կախումը ρ_c -ից: Ներքին կորը. նույնը շպտտվող կոնֆիգուրացիայի համար: Զանգվածը հաշվված է Արեգակի զանգվածի միավորներով: Աբսցիսը՝ $\lg \rho_c$: Զեյմսի արդյունքները նշված են շրջանակներով:

С этой целью, рассмотрим специальный вид уравнения состояния

$$\rho = ax^3,$$

$$P = b [x(2x^2 - 3)\sqrt{1+x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1+x^2})], \quad (21)$$

описывающий поведение вещества в наиболее простых моделях белых карликов [13]. Приведенное уравнение состояния послужило Джеймсу [12] основой для расчета массы и главных полуосей вращающихся белых карликов, предложенным им весьма точным методом.

В единицах $k = c = 1$, $\frac{m_n^4 c^5}{32\pi^3 h^3} = \frac{1}{4\pi}$ [1, 4], постоянные $a = \frac{16}{3\pi} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^3$, $b = \frac{1}{3\pi} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4$. Здесь c — скорость света, h — постоянная Планка, m_e и m_n — массы электрона и нейтрона соответственно.

Используемое уравнение состояния (21) позволяет без труда получить выражение

$$\gamma = 128 \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^2 x \sqrt{1+x^2},$$

фигурирующее в основных для развитого метода уравнениях (13). Если далее проинтегрировать эти уравнения и вычислить константы (17), то по формулам (18) и (19) легко найти интересующие нас характеристики звезды.

Численное интегрирование было выполнено на ЭВМ „Наири“ для целого ряда значений центральных плотностей от $\rho_c = 1,665 \cdot 10^6$ г/см³ до $\rho_c = 1,791 \cdot 10^{11}$ г/см³. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета и сравнение их с результатами Джеймса, изображенных кружочками. Рис. 1 представляет зависимость, измеренной в единицах массы Солнца, массы конфигурации, вращающейся с максимально возможной при данной центральной плотности угловой скоростью, от ρ_c . Тут же для сравнения приведена зависимость массы невращающейся конфигурации от ρ_c . Рис. 2 дает зависимость, измеренных в километрах, большой Q_e и малой Q_p полуосей конфигурации с $\beta = \beta_{\max}$ от ρ_c . Наибольшее отклонение полученных результатов от результатов Джеймса не превышает 6%.

Таким образом, изложенный метод, с одной стороны, применим для произвольных уравнений состояния, с другой — обеспечивает достаточно хорошую точность, что дало нам возможность применить его при расчетах интегральных характеристик вращающихся белых карликов и нейтронных звезд. Результаты будут опубликованы в следующей статье.

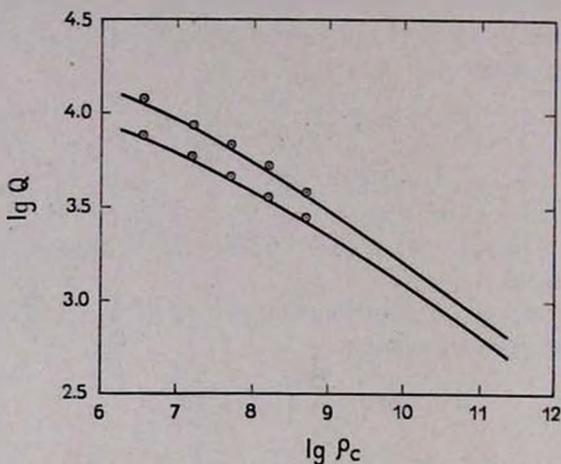


Рис. 2. Верхняя кривая — зависимость большой полуоси Q_e псевдосфероида, вращающегося с максимально возможной угловой скоростью, от ρ_c . Нижняя кривая — то же для малой полуоси Q_p . Q_e и Q_p измерены в километрах. Абсцисса — $\lg \rho_c$. Кружочками отмечены результаты Джеймса.

Նկ. 2. Վերին կորը. հնարավոր մաքսիմալ անկյուն-
նային արագությանը պատկան պսևդոսֆերոիդի
մեծ կիսաառանցքի Q_e -ի կախումը ρ_c -ից: Ներքին
կորը. նույնը փոքր կիսաառանցքի Q_p -ի համար:
 Q_e ն է Q_p չափված են կիլոմետրերով:

Աբսցիսը՝ $\lg \rho_c$: Ձեյմսի արդյունքները նշված են
ըրջանակներով:

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за ценные замечания и обсуждения.

Бюраканская Астрофизическая обсерватория
Ереванский Государственный Университет

Վ. Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ, Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՅԱՆ

ՊՏՏՎՈՂ ԿԵՐԵՒՑ ԿՈՆՇԻԿՈՒՐԱՑԻԱՆՆԵՐԻ ՆՅՈՒՏՈՆՑԱՆ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Հոդվածում ցույց է տրված, որ գերխիտ պտտվող կոնֆիգուրացիաների համար կենտրոնական խտության լայն տիրույթում կարելի է կիրառել գրգռումների տեսությունը: Այդ մեթոդի օգնությամբ հնաճավոր է ստանալ պտտվող աստղերի ինտեգրալ պարամետրերը: Մեթոդը կիրառելի է ցանկացած վիճակի հավասարման համար:

V. V. PAPOYAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

ON THE NEWTONIAN THEORY OF SUPERDENSE ROTATING CONFIGURATIONS

It is shown that the perturbation theory may be used for superdense rotating configurations for a wide region of the central densities. On this basis it is possible to obtain a calculation method of the stellar main integral parameters in the Newtonian approximation. The method is valid for any state equation.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys., Rev., 55, 374, 1939.
2. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. II, стр. 298, Ереван, 1960.
3. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. журнал, 37, 193, 1960.
4. Г. С. Саакян, Докторская диссертация, ФИАН, 1963.
5. Г. С. Саакян, Ю. А. Вартамян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 33, 55, 1963.
6. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. общ., 34, 99, 1963.
7. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, УФН, 84, 377, 1964.
8. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 1, 3, 1965.
9. Г. С. Саакян, Астрон. журнал, 39, 1014, 1962.
10. J. H. Jeans, Astronomy and Cosmology, Cambridge, Cambridge University Press, 1929.

11. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 3, 41, 1967.
12. R. A. James. *Ap. J.*, 140, 552, 1964.
13. S. Chandrasekhar, *M. N.*, 95, 207, 1935.
14. S. Chandrasekhar, *M. N.*, 93, 390, 1933.
15. S. Chandrasekhar, N. R. Lebovitz, *Ap. J.* 136, 1032, 1962.
16. L. Lichtenstein, *Gleichgewichtsfiguzen Rotierender Flüssigkeiten*, Julius Springer, Berlin, 1933.

ХРОНИКА

31 мая 1967 г. Бюраканскую астрофизическую обсерваторию посетила находившаяся в Армении делегация АН СССР во главе с президентом АН СССР академиком М. В. Келдышем. В составе делегации были вице-президент АН СССР Б. П. Константинов, академик А. П. Александров, член-корр. АН СССР А. А. Марков, член-корр. АН СССР В. П. Джелепов, заместитель председателя Совета по координации научной деятельности академий союзных республик В. Д. Новиков.

Директор обсерватории академик В. А. Амбарцумян ознакомил членов делегации с некоторыми работами, выполненными в обсерватории в области внешних галактик и физики звезд и туманностей. Состоялся обмен мнениями о планах научных работ обсерватории.

* * *

13—14 июня 1967 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории АН АрмССР состоялся пленум СКРАБАИ. Было проведено четыре заседания под председательством В. А. Амбарцумяна.

На пленуме, кроме членов СКРАБАИ, присутствовали представители Крымской, Пулковской, Украинской, Специальной астрономической, Одесской, Шемахинской и Бюраканской обсерваторий.

На пленуме обсуждены следующие вопросы:

1. Об исследованиях спектров слабых звезд. Докладчик О. А. Мельников.

2. О звездах типа RW Возничего. Докладчик В. П. Цесевич.

3. О ходе освоения и планах работ 2-метрового телескопа Шемахинской обсерватории.

По всем вопросам имела место оживленная и интересная дискуссия.

Пленум отметил важность спектроскопического исследования предельно слабых объектов, одобрил работы, ведущиеся в этом направлении в Крымской и Бюраканской обсерваториях, а также в Государственном астрономическом институте им. Штернберга, и принял по обсужденным вопросам рекомендации обсерваториям СССР, располагающим соответствующим оборудованием.

* * *

С 31 мая по 3 июня 1967 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории находился директор Таутенбургской обсерватории АН ГДР проф. Н. Рихтер.

Проф. Н. Рихтер обсуждал с академиком В. А. Амбарцумяном и другими сотрудниками обсерватории планы дальнейшей совместной научной работы Бюраканской и Таутенбургской обсерваторий. Проф. Н. Рихтер ознакомился также с новыми работами Бюраканской астрофизической обсерватории и имел беседы с рядом сотрудников.

31 мая проф. Н. Рихтер был принят президентом АН СССР академиком М. В. Келдышем, который в этот день находился в Бюракане.

Լ Ր Ա Տ Ո Ւ

Մայիսի 30-ին Բյուրականի աստղադիտարան այցելեց Հայաստանում գտնվող ՍՍՀՄ ԳԱ պատվիրակությանը ՍՍՀՄ ԳԱ պրեզիդենտ Մ. Վ. Կելդիշի գլխավորությամբ: Պատվիրակության կազմում էին՝ ՍՍՀՄ ԳԱ վիցե-պրեզիդենտ ակադեմիկոս Բ. Պ. Կոնստանտինովը, ակադեմիկոս Ա. Պ. Ալեքսանդրովը, ՍՍՀՄ ԳԱ թղթակից-անդամներ Ա. Ա. Մարկովը, Վ. Պ. Զելեպովը և միութենական հանրապետությունների ԳԱ գործունեության կոորդինացման խորհրդի նախագահի տեղակալ Վ. Դ. Նովիկովը:

Աստղադիտարանի դիրեկտոր, ակադեմիկոս Վ. Հ. Համբարձումյանը պատվիրակության անդամներին ծանոթացրեց աստղադիտարանում արտաբին գալակտիկաների և աստղերի ու միզամածությունների ֆիզիկայի բնագավառում կատարված որոշ աշխատանքների հետ:

Տեղի ունեցավ կարծիքների փոխանակում աստղադիտարանի հետագա զիտական ծրագրի վերաբերյալ:

* * *

Հունիսի 13—14-ը Բյուրականի աստղադիտարանում տեղի ունեցավ ՍՍՀՄ ԳԱ Աստղագիտական խորհրդի աստղագիտական մեծ գործիքների աշխատանքների կոորդինացման խորհրդի (ՍԿՈՒՐԱԻ) պլենումը: Տեղի ունեցավ 4 նիստ Վ. Հ. Համբարձումյանի նախագահությամբ:

Պլենումին, բացի ՍԿՈՒՐԱԻ անդամներից, մասնակցեցին Ղրիմի, Պուլկովոյի, Ուկրաինական, հատուկ աստղագիտական, Օդեսայի, Շեմախու և Բյուրականի աստղադիտարանների ներկայացուցիչները:

Քննարկվեցին հետևյալ հարցերը.

1. Թույլ աստղերի սպեկտրների ուսումնասիրության մասին: Զեկուցող ՍՍՀՄ ԳԱ թղթակից-անդամ Օ. Ա. Մելնիկով:
2. Կառավարի տիպի աստղերի մասին: Զեկուցող Ուկրաինայի ԳԱ թղթակից-անդամ Վ. Պ. Ցեսևիչ:

3. Շեմախու աստղագիտարանի 2 մետրանոց նոր աստղագիտակի յուրացման ընթացքի և պլանների մասին:

Բոլոր հարցերի շուրջը տեղի ունեցավ հետաքրքիր և աշխույժ քննարկում:

Պլենումը նշեց սահմանային թույլ աստղերի սպեկտրալ ուսումնասիրության կարևորությունը, հավանություն տվեց Ղրիմի և Բյուրականի աստղագիտարաններում, ինչպես նաև Շտեռնբերգի անվան պետական աստղագիտական ինստիտուտում այդ ուղղությունում տարվող աշխատանքներին:

Պլենումը քննարկված հարցերի վերաբերյալ ընդունեց առաջարկներ ՍՍՀՄ այն աստղագիտարանների համար, որոնք ունեն համապատասխան սարքավորումներ:

* * *

Մայիսի 31-ից մինչև հունիսի 3-ը Բյուրականի աստղագիտարանում էր գտնվում Տաուտենբուրգի աստղագիտարանի (ԳԴՀ) դիրեկտոր պրոֆ. Ն. Ռիխտերը:

Պրոֆ. Ն. Ռիխտերը ակադեմիկոս Վ. Համբարձումյանի և աստղագիտարանի այլ աշխատակիցների հետ քննարկեց Բյուրականի և Տաուտենբուրգի աստղագիտարանների հետագա համատեղ աշխատանքի ծրագրերը: Պրոֆ. Ն. Ռիխտերը ծանոթացավ նաև Բյուրականի աստղագիտարանի նոր աշխատանքներին և ղրույցներ ունեցավ մի շարք գիտական աշխատակիցների հետ:

Մայիսի 31-ին ՍՍՀՄ ԳԱ պրեզիդենտ ակադեմիկոս Մ. Վ. Կելդիշը, որն այդ օրը գտնվում էր Բյուրականում, ընդունեց պրոֆ. Ն. Ռիխտերին:

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

	էջ
Լ. Վ. Միրզոյան, է. Ս. Պարսամյան, Չ. Ս. Չավուշյան — Երեք նոր բռնկվող աստղ NGC 7023 տիրույթում	3
է. Ս. Պարսամյան — IC 446 միգամածության գունաչափական ուսումնասիրություն	10
Կ. Չ. Գրիգորյան — NGC 6871 և 6823 աստղակույտերի բևեռաչափական դիտումներ	13
Կ. Չ. Գրիգորյան — NGC 457 աստղակույտի բևեռաչափական դիտումներ	26
Մ. Ա. Ղազարյան — Մոլորակածե միգամածությունների միջուկների սպեկտրալուսաչափական ուսումնասիրություն	35
Մ. Ա. Ղազարյան — Չորս մոլորակածե միգամածությունների միջուկների փոփոխականության մասին	45
Վ. Ա. Սանամյան, Վ. Չ. Մալումյան, Ա. Մ. Ասլանյան — 1966 թ. մայիսի 20-ի Արեգակի խավարման ուղիով դիտումներ Բյուրականում	57
Վ. Ե. Կարաչենցևա — Քանդակագործի տիպի թզուկ զայակտիկաների բաշխումը	61
Ի. Գ. Կարաչենցև — Գայակտիկաների համակարգությունների միջին շատկանիչները և անտեսանելի վիրիալային զանգվածների գոյության պրոբլեմը	76
Ռ. Ա. Վարդանյան — Աստղային բևեռացման վեկտորաչափ	96
Վ. Վ. Պապոյան, Դ. Մ. Սեդրակյան, է. Վ. Չուրարյան — Պտտվող գերխիտ կոնֆիգուրացիաների տեսության մասին	101
Հրատու	113

C O N T E N T S

	Page
L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushian — Three new flare stars in NGC 7023 region	3
E. S. Parsamian -- Colorimetric investigation of the nebula IC 446	10
K. A. Grigorian — Polarization observations of the clusters NGC 6871 and 6823	19
K. A. Grigorian — Polarization observations of stars in the cluster NGC 457	26
M. A. Kazartun — Spectrophotometric investigation of the nuclei of planetary nebulae	35
M. A. Kazarian — On the variability of four nuclei of planetary nebulae	45
V. A. Sanamian, V. H. Malumian, A. M. Aslanian — Radio observations of Solar eclipse of 20 May 1966 in Byurakan	57
V. E. Karachentseva — The distribution of Sculptor-type dwarf galaxies	61
I. D. Karachentsev — The average characteristics of systems of galaxies and the problem of existence of latent virial masses	76
R. A. Vardanian — The vector-meter of starlight polarization	96
V. V. Papoyan, D. M. Sedrakian, E. V. Chubarian — On the Newtonian theory of superdense configurations	101
Chronicle	113