

# ԱՍՏՂԱՅԻՐՈՒՄ ԱՏՐՕՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ 1979

ВЫПУСК 1

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С ИЗБЫТКОМ $H\alpha$ . . . . .	<i>М. А. Кизим</i>	5
БЕДНОЕ СКОПЛЕНИЕ ГАЛАКТИК, СОДЕРЖАЩЕЕ ЧЕТЫРЕ АБСОЛЮТНО ЯРКИХ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЬЯ		
	<i>М. Янчук, А. Кизим, Я. Эйзенст</i>	19
ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ И МАССЫ В ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК		
	<i>Н. А. Караченца, В. А. В. Сарджанян, Б. Циммерман</i>	25
КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. X		
	<i>Ф. В. Байер, Г. Тарн</i>	33
NGC 1275 — ПАРА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК		
	<i>А. П. Леоник, Н. П. Прохор</i>	37
ВЗРЫВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЛАКТИКЕ NGC 1275 . . . . .	<i>В. П. Прохор</i>	51
ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ОТ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА ДЛЯ СЕИФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ТИПА I		
	<i>Г. Т. Пелтров</i>	59
КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КВАЗАРОВ И МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ		
	<i>А. С. Зенцов</i>	67
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И КРАТКОВРЕМЕННАЯ ПЕРИОДИЧНОСТЬ ИК-ТАУ . . . . .	<i>Г. В. Зайцева, В. М. Аютый</i>	75
ИЗУЧЕНИЕ ПАШЕНОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И ИНФРАКРАСНОГО ТРИПЛЕТА $S\alpha$ В СПЕКТРЕ МАГИНИНОЙ ЗВЕЗДЫ $\epsilon$ С $\gamma$ I		
	<i>Н. С. Подосудина, А. Г. Щербатов, В. П. Малапущенко</i>	85
ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА И ОБРАТНЫЙ КОМПТОН-ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОНОВ НА СВЕТЕ ЗВЕЗД . . . . .	<i>В. П. Фокин</i>	97
К ВОПРОСУ О КИНЕМАТИКЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ . . . . .	<i>М. Н. Конопа, Г. С. Хромов</i>	105
О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ И МАГНЕТИЗМА ЗВЕЗД И ПЛАНЕТ		
	<i>И. П. Микин</i>	121
О ПРОИСХОЖДЕНИИ ИЗБЫТКА ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДАХ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ . . . . .	<i>Ю. К. Мельник-Алавердян</i>	129
МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД И НАКЛОННЫЙ РОТАТОР		
	<i>А. К. Аветисян</i>	135
ЗАМЫКАНИЕ ЛИНИЙ У ПРЕДЕЛА ВОДСРОДНЫХ СЕРЦЕЙ		
	<i>А. П. Курочкин, А. В. Рыжко</i>	155
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ С ВЫСОКИМ ЛУЧИСТЫМ ДАВЛЕНИЕМ. II. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ		
	<i>Г. С. Бисноватый-Козин, С. И. Ближников</i>	165
ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА РЕЛЯТИВИСТСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ МАССЫ ЭЛЕКТРОНОВ СО СКОРОСТЬЮ В СООТНОШЕНИЯХ $m \sim R$ ДЛЯ ХОЛОДНОГО СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА . . . . .	<i>Ж. П. Шарма</i>	179
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ВЫЯВЛЕНИЕ НОВЫХ СТРУКТУРНЫХ ДЕТАЛЕЙ В КОНТУРЕ ЛИНИИ $H\alpha$ В СПЕКТРЕ МАРКАРЬЯ 37 С ПРИМЕНЕНИЕМ ФУРЬЕ-АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ		
	<i>В. Н. Попов, Р. А. Саркисян, Э. Е. Хачикян</i>	189

### Խ Վ Ր Պ Պ Ե Կ Ա Ն Կ Ո Ւ Ե Ղ Ի Պ

Ա. Ի. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Կորրազիլի, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Խոլմոսյան,  
Ի. Մ. Կոպիով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Ի. Ե. Մարգարյան,  
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սուրյն  
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալիտյան (պատասխանատու քարտուղար)

### Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий,  
Я. Б. Зельдович, А. Т. Карлоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,  
Б. Е. Маркarian, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,  
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

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

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

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

«ԱՍՏՐՈՒՓԻԿԱ»-ն գիտական ճանրես է, սեր հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ ֆիզուսյունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինննատիպ ճողվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամաճուրյունների ու միշատողային միշավայրի ֆիզիկայի, աստղարայիտուրյան և առաջադակտիկական աստղագիտուրյան, ինչպես եսև աստղաֆիզիկային սոհմմանակից քնաղվառների զճող:

Հանդեսը նայատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը յուս է տեսնում աարեկան 4 անգամ, 1 ճամար, արճեկն է 1 սուրի, քամանողագիեր 4 սուրի մկ տարվա համար: Սամանողաղղրվել կաելի է «Սոյուզպեչատ»-ի քոլոր քամանմունենեում, իսկ առասանմանում «Մեճղունարողնայա կնիզա» զորճակալուրյան միջողղ: Մակվա, 200

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

### НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. I

М. А. КАЗАРЯН

Поступила 12 ноября 1978

Приведен список 136 новых галактик с UV-избытком, обнаруженных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 15 объективной призмой. 58 из них наблюдались в первичном фокусе 2,6-м телескопа Бюраканской обсерватории, а 12 — в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР в фотографических лучах. Эти наблюдения и карты Паломарского атласа использовались для морфологического описания галактик.

Приведено описание спектров 17 галактик, полученных на телескопах 6-м САО, 2,6-м Бюраканской обсерватории и 90", 107" и 200" обсерваторий США.

*Введение.* В 1958 г. В. А. Амбарцумян выступил на Сольвейской конференции с докладом «Об эволюции галактик», в котором впервые ввел представление об активности ядер галактик. Он показал, что активные процессы грандиозных масштабов (взрывы, выбросы струй и голубых образований, спокойное истечение материи, мощное радионизлучение и т. д.) происходят в ядрах и должны играть огромную роль в эволюции галактик [1].

Наблюдения показали, что излучение тех галактик, в которых происходят эти процессы, часто имеет ультрафиолетовый избыток (UV-избыток). В их спектрах обычно наблюдаются сильные эмиссионные линии H $\beta$ , [O II], [O III], [N II], [He III] и других ионов, указывающие на то, что эти явления сопровождаются образованием огромного количества ионизованной газовой составляющей в галактиках. Для лучшего понимания активных процессов, описанных в [1], целесообразно исследовать галактики с UV-избытком.

Однако в то время было известно очень малое количество галактик с UV-избытком. Среди них можно упомянуть галактики, исследованные К. Сейфертом в 1943 г. [2], и голубые галактики, обнаруженные Г. Аро на обсерватории Тонанцинтла [3]. В спектрах первой группы галактик Сей-

ферт обнаружил необычайно широкие эмиссионные линии водорода и других элементов. Ныне эти галактики и галактики, имеющие подобные спектры, называются галактиками Сейферта. В спектрах голубых галактик Арно тоже наблюдаются сильные эмиссионные линии, только они значительно уже, чем в спектрах галактик Сейферта.

Число известных галактик с UV-избытком сильно увеличилось благодаря усилиям Б. Е. Маркаряна, начавшим обзор неба на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 15 объективной призмой. Первые результаты обзора были опубликованы в 1967 г. [4]. Методика, применяемая им, подробно описана в его работах [4, 5]. До настоящего времени Б. Е. Маркаряном было обнаружено около 1100 галактик с UV-избытком.

Интерес к галактикам Маркаряна сильно возрос благодаря наблюдениям Э. Е. Хачикяна, впервые получившим спектры для многих из этих объектов на крупнейших телескопах США. Он показал, что спектры этих галактик довольно разнообразны, среди них встречаются галактики Сейферта, галактики с узкими эмиссионными линиями и т. д. и разделил их на 5 классов [6].

В начале шестидесятых годов были открыты также квазары и квазизвездные объекты, явившиеся новым подтверждением представлений В. А. Амбарцумяна. Они по существу оказались своеобразным классом галактик с особо активными ядрами. Их спектры также показывают наличие UV-избытка.

Таким образом идеи В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик, выдвинутые 20 лет тому назад, оказали сильное влияние на развитие внегалактической астрономии. На их основании сделано очень много наблюдательных и теоретических работ, результаты которых неизменно свидетельствуют об огромном значении этой активности. Здесь, пожалуй, главную роль сыграли результаты исследований галактик с UV-избытком.

В настоящей работе приводится новый список галактик, в спектрах которых был обнаружен UV-избыток.

*Наблюдательный материал.* С целью обнаружения объектов с UV-избытком с мая 1970 г. нами были начаты наблюдения на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 15 объективной призмой (дисперсия порядка 2500 Å/мм у Н.). Они продолжались до августа 1976 г. При наблюдениях использовались пластинки Kodak 103a-E, Kodak 11a-E, Kodak 11-AF и Kodak 11a-F. Снимались 87 областей, каждая из которых на небе охватывает 16 кв. градусов. Области выбирались так, чтобы галактические широты их центров были  $|b| > 20^\circ$ . Для каждой из этих областей получена одна пластинка, которую можно обработать, а для некоторых областей получены две или больше пригодных для обработки пластинок. Предельные звездные величины пластинок меняются от 16<sup>m</sup> до 18<sup>m</sup>.

Последняя величина получалась на некоторых пластинках Kodak Па-F, подогретых до наблюдения, и на некоторых свежих пластинках Kodak 103a-E и Kodak Па-E.

*Составление списка.* При просмотре пластинок нами были обнаружены несколько сотен галактик с UV-избытком. Обычно избыток имеют ядра или центральные яркие области галактик. Однако встречаются галактики, в которых избыток наблюдается только в периферических образованиях (сгущения, струи, отростки и т. д.). Такие галактики тоже были включены как галактики с UV-избытком.

В табл. 1 приводится список, который содержит сведения о 136 обнаруженных галактиках с UV-избытком.

В первом столбце этого списка помещены порядковые номера галактик, которые расположены в порядке возрастающих прямых восхождений, кроме № 1—6 и 102, у которых эта очередность нарушается. Это объясняется тем, что до составления настоящего списка эти объекты были уже известны под номерами 1—6 и 102 [7—10]. Для ясности номера этих объектов отмечены звездочками.

Результаты подробного спектрофотометрического и морфологического исследования галактик № 1—6 опубликованы в статьях [11—13].

Во втором столбце приведены номера галактик по NGC, IC и MCG [14] (IC номера отмечены звездочкой). В третьем и четвертом — координаты  $\alpha$  и  $\delta$  для эпохи 1950 г. Около 46% приведенных в списке галактик входит в каталог Б. А. Воронцова-Вельяминова [14] и Ф. Цвикки [15], поэтому  $\alpha$  и  $\delta$  для них взяты из этих работ. Координаты для остальной части галактик определялись на картах Паломарского атласа с точностью по  $\alpha$  порядка  $0^m 1$  и по  $\delta$  — порядка  $1'$ . В пятом — минимальные и максимальные угловые диаметры галактик, выраженные в секундах дуги. Когда они приблизительно равны, приводится одно число. Размеры для 58 галактик измерены на пластинках, полученных в прямом фокусе 2,6-м телескопа ЭТА Бюраканской обсерватории (оригинальный масштаб  $1 \text{ м.м} = 20''$ ) в фотографических лучах. Порядковые номера этих пластинок приведены в шестом столбце таблицы. Для галактик № 5, 27, 28, 29, 34, 35, 47, 70, 71, 72, 73 и 122 диаметры измерены на пластинках, полученных в первичном фокусе 6-м телескопа БТА САО АН СССР в фотографических лучах (оригинальный масштаб  $1 \text{ м.м} = 86$ ). Однако при определении размеров галактик № 5, 27, 28 и 34 использованы также пластинки, полученные на 2,6-м телескопе. Для остальных галактик эти величины были определены при помощи карт Паломарского атласа. В седьмом столбце — фотографические величины галактик. Они были оценены при помощи спектров. С этой целью на пластинках сравнивались яркость и распределение интенсивностей непрерывного спектра галактик с такими же характеристиками

## СПИСОК ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ. I

№	Галактика	Координаты		Размеры	№ снимка с телескопом 2.6	$m_{UV}$	Спектральный тип
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$				
1	2	3	4	5	6	7	8
1*	2-2-38	00 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> .7	-10°45'	20 × 45	650	14 <sup>m</sup> .0	sd2
2*	2-2-19	01 46.0	-12 59	20 × 30	271	15.5	ds1
3*	56	00 49.0	-13 07	25	691	16.5	ds2
4*	—	00 49.4	-13 01	30	691	16.3	s1
5*	6306	17 06.9	+60 48	8 × 46	143 <sub>a</sub>	15.6	ds1
6*	—	18 05.4	+65 54	12 × 20	751	17.0	s2
7	—	00 00.5	+34 06	8 × 14	788	17.5	d3
8	4-1-17	00 01.0	+22 55	30 × 40	794	16.2	d2
9	—	00 01.6	+33 01	4 × 8	725	17.0	s2
10	—	00 01.7	+31 46	25		16.4	d2
11	—	00 02.1	+33 13	5	725	16.4	s3
12	—	00 02.3	+33 01	5	725	16.4	s2
13	—	00 02.3	+34 30	3	789	16.9	s2
14	—	00 02.7	+32 42	13 × 16		17.2	d3
15	—	00 03.0	+32 44	11 × 13		17.2	sd3
16	4-1-20	00 03.2	+22 16	5 × 30	760	16.5	d3
17	—	00 04.7	+33 37	4 × 40	726	15.5	d2
18	5-1-46	00 08.0	+32 42	22 × 32	742	15.3	d3
19	29	00 08.0	+33 04	30 × 50	728	14.5	s2
20	—	00 09.8	-32 28	10 × 20	743	15.9	d2
21	—	00 10.6	+32 47	12 × 20	744	16.5	d3
22	—	00 15.1	+33 27	12 × 22	767	15.3	d2
23	5-2-10	00 22.4	+31 05	18 × 100		16.2	sd2
24	112	00 24.1	+31 27	15 × 45		15.2	s2
25	—	00 26.2	+31 54	10 × 25		16.2	ds3
26	6-17-2	07 20.5	+33 32	30 × 40	1076	13.7	s1
27	—	12 02.3	+76 24	10 × 12	715	17.0	d3
28	13-9-10	12 02.8	+76 24	10 × 30	715	16.5	s2
29	—	12 02.9	+76 24	8 × 12	715	17.7	s2
30	—	12 34.4	+74 11	33		16.0	s3
31	4648	12 39.7	+74 40	40 × 60		13.8	s3
32	—	14 35.4	+72 38	20	692	17.0	d2
33	—	14 37.7	+73 13	5	679	15.8	s1
34	—	14 45.7	+72 35	4 × 30	680	17.0	s1
35	—	14 54.0	+71 44	10		15.6	s2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
36	—	15 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 7	+ 70 15'	10 13"		15 <sup>m</sup> 6	sd3
37	—	15 22.9	+ 69 52	5×12		16.6	sd3
38	12—15—18	15 48.0	+ 69 37	12×15	693	15.0	s3
39	12—15—20	15 48.8	+ 69 36	8 × 40	693	15.3	s1
40	12—15—21	15 49.0	+ 69 47	20 35	693	15.3	s3
41	10—23—1	15 50.4	+ 61 14	15		15.3	sd2
42	—	15 50.5	+ 69 01	8 20		16.0	s3
43	—	15 52.1	+ 67 54	20 30		16.5	d2
44	—	15 52.1	+ 69 00	10 15		15.5	s3
45	—	15 52.1	+ 69 42	10×15	693	15.4	sd3
46	—	15 52.4	+ 68 27	7×35		16.3	sd3
47	—	15 54.1	+ 69 09	7 10		17.2	d2
48	—	15 54.3	+ 67 48	7×35		16.5	d3
49	11—19—30	15 56.1	+ 64 01	10 20	730	15.3	sd2
50	—	15 56.4	+ 64 03	5 10	730	15.0	s3
51	—	15 56.4	+ 68,31	20		15.3	d3
52	—	15 57.1	+ 79 08	10×45		15.0	sd2
53	—	15 57.8	+ 79 08	35 60		15.0	d2
54	10—23—15	15 59.1	+ 58 30	16 28		15.3	d2
55	—	16 00.2	+ 70 08	3 16	745	15.5	d2
56	—	16 01.2	+ 69 52	12 45	745	15.2	sd3
57	—	16 01.8	+ 67 39	10×25		16.3	d3
58	11—20—2	16 02.5	+ 68 20	13 46		16.0	d3
59	—	16 05.7	+ 68 57	8 15		15.8	s2
60	—	16 10.4	+ 67 58	15×30		15.1	d2
61	10—23—39	16 10.8	+ 60 17	20 28		15.3	d2
62	1210	16 13.8	+ 62 39	8 30	745	14.5	sd2
63	—	16 14.7	+ 66 55	10×30	747	16.2	d2
64	—	16 14.7	+ 68 45	10	761	15.5	sd3
65	—	16 15.6	+ 68 32	20 30	761	14.8	sd1
66	1216	16 16.0	+ 68 29	35 50	761	15.8	d3
67	6123	16 16.6	+ 62 04	13 45		14.7	sd3
68	10—23—55	16 16.3	+ 59 54	13×54		14.1	s3
69	1218	16 16.8	+ 68 20	5 40	761	15.3	d2
70	—	16 19.4	+ 68 57	20 40		15.6	d2
71	—	16 26.8	+ 78 54	15 28		14.5	s3
72	—	16 33.4	+ 64 00	5×60		15.3	s2
73	6217	16 34.9	+ 78 18	60×80		14.0	s1
74	11—20—19	16 36.0	+ 66 20	15×40	771	16.0	d3

Таблице 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
75	12-16-4	16 37 <sup>m</sup> 8	- 72 29'	20 60"	681	15 <sup>m</sup> 3	sd3
76	10-24-13	16 38.0	- 57 50	60 70		15.3	d3
77	—	16 39.1	- 69 52	5 28		15.9	e2
78	6206	16 39.3	- 58 43	28		14.5	e3
79	—	16 39.3	- 69 09	6 8		17.2	d2
80	—	16 39.5	+ 69 05	7 10		16.2	e2
81	—	16 40.0	+ 69 27	8 15		16.2	d3
82	6211	16 40.6	+ 57 52	54 67		14.3	e3
83	—	16 41.0	+ 67 20	5 8		16.5	e2
84	—	16 42.0	- 68 53	8 20		16.2	d3
85	—	16 42.5	- 70 03	10 12		16.3	sd3
86	—	16 43.3	+ 68 15	5 8		17.2	e2
87	6232	16 43.7	+ 70 44	60 85		15.8	d3
88	6236	16 45.0	+ 70 51	80 130		15.7	d3
89	—	16 45.4	- 75 45	10 55		15.5	d2
90	—	16 46.0	- 63 30	18 20		15.3	d2
91	—	16 46.1	- 69 53	12 20		16.0	d2
92	6235	16 46.7	+ 62 15	15×30		14.5	d1
93	—	16 46.8	- 69 25	3 40		16.5	sd2
94	—	16 47.0	+ 67 52	8 30		16.3	sd3
95	12-16-9	16 46.9	+ 70 26	45 120	716	15.7	d3
96	6244	16 47.3	+ 62 18	15 90		14.7	d3
97	—	16 47.6	- 69 45	10		16.2	sd2
98	6247	16 47.8	- 63 04	15 45		15.3	d3
99	12-16-10	16 47.8	- 68 54	8×14	692	16.0	e3
100	—	16 48.0	- 75 45	10 12		15.8	sd2
101	12-16-11	16 50.7	- 69 06	18 40	748	16.3	d3
102	—	18 03.6	+ 67 37	4	12	16.2	e1
103	12-16-12	16 51.1	+ 69 49	12 53		16.0	d2
104	—	16 51.6	+ 67 56	8 12	749	17.2	e2
105	12-16-12a	16 51.7	- 69 00	10 20		15.3	d1
106	—	16 55.3	+ 70 31	8 16		16.2	e2
107	—	16 55.9	- 67 21	5×8	783	16.8	e3
108	—	16 56.1	- 68 56	20 26	717	16.4	d2
109	—	16 56.1	- 69 06	6 8	717	17.3	d1
110	—	16 57.3	+ 69 09	8 10	717	17.2	sd1
111	10-24-81	16 57.7	- 59 02	30 54		15.3	sd3
112	—	16 58.2	- 67 07	20 24	774	16.5	d2
113	—	16 58.5	- 69 25	7×34	717	17.2	sd2

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
114	—	16 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup> 0	-68° 05'	10 × 30		17 <sup>m</sup> 0	d3
115	—	16 59.8	-67 10	8 × 40	774	16.0	d3
116	—	17 01.8	-61 14	16 × 20		15.4	sd2
117	—	17 05.0	-67 30	10 × 25		17.0	s3
118	—	17 05.3	-67 30	12		17.0	sd3
119	12-16-18	17 05.5	-72 28	15 × 95	781	14.0	d1
120	—	17 08.3	-75 27	30 × 60		15.3	d2
121	—	17 09.4	-70 15	4 × 27		17.2	s2
122	—	17 10.5	-69 59	9 × 18		16.4	d3
123	—	17 12.2	+69 41	10 × 20	719	17.0	sd2
124	—	17 13.7	-72 34	15		16.0	d3
125	—	17 16.8	-73 30	30 × 40		14.0	d2
126	—	17 19.3	-68 53	12 × 30	733	17.3	d3
127	—	17 19.6	-68 55	12 × 30	733	17.2	d3
128	—	17 20.0	-62 38	15		15.0	d3
129	10-25-11	17 21.3	+59 10	10 × 12		16.0	d2
130	—	17 21.8	+62 01	54 × 74		14.5	d3
131	10-25-16	17 22.1	+60 10	23 × 28		16.0	d2
132	10-25-17	17 22.2	+60 10	10 × 20		15.6	s2
133	—	17 22.3	-68 47	6 × 14		15.9	ds2
134	—	17 23.7	+58 36	10 × 25		15.5	d3
135	6376	17 24.6	+58 52	12 × 25		15.5	s1
136	10-25-26	17 24.7	-58 52	12 × 35		15.5	sd3

Примечания к списку

- 1<sup>o</sup> — Спиральная, с яркой центральной областью, размеры которой 10 × 30". В спектре наблюдаются эмиссионные линии [SII]  $\lambda$  6731, 6717, [NII]  $\lambda$  6584, 6548, H<sub>1</sub>, [OIII]  $\lambda$  5007, 4959, H<sub>2</sub> и [OII]  $\lambda$  3727. Линии бальмеровской серии водорода, начиная от H<sub>7</sub> до H<sub>15</sub>, а также линии CaII  $\lambda$  3934 видны в поглощении. Как для второй галактики, так и для галактик № 3, 4 и 6 более подробные данные приведены в [13]. Красное смещение  $z=0.0116$ , абсолютная величина  $M_{B_0} = -20^m 3$ .
- 2<sup>o</sup> — Иррегулярная, состоящая из отдельных областей и сгущений (Arp 15). В спектре наблюдаются эмиссионные линии [SII]  $\lambda$  6731, 6717, [NII]  $\lambda$  6584, 6548, H<sub>1</sub>, [OIII]  $\lambda$  5007, 4959, H<sub>2</sub>, H<sub>3</sub> и [OII]  $\lambda$  3727. Линии бальмеровской серии водорода, от H<sub>7</sub> до H<sub>15</sub>, наблюдаются в поглощении. Результаты подробного спектrophотометрического и морфологического исследования этой галактики приведены в [12]. Красное смещение  $z=0.0215$ , абсолютная величина  $M_{B_0} = -20^m 8$ .
- 3<sup>o</sup> — Сферическая, с ядром, диаметр которого 7". В спектре наблюдаются эмиссионные линии [NII]  $\lambda$  6584, H<sub>1</sub>, [OIII]  $\lambda$  5007, 4959, H<sub>2</sub> и [OII]  $\lambda$  3727. В погл-

щении наблюдаются линии бальмеровской серии водорода от  $H_1$  до  $H_{11}$ , а также линия  $CaII \lambda 3934$ . Красное смещение  $z = 0.0203$ , абсолютная величина  $M_{\text{РГ}} = -20^{\text{m}} 5$ .

- 4\* — Сферическая, с компактным ядром, диаметр которого  $3''$ . В спектрах наблюдаются эмиссионные линии  $[SII] \lambda\lambda 6731, 6717, [NII] \lambda\lambda 6584, 6548, H\alpha, [OIII] \lambda\lambda 5007, 4959, H\beta$  и  $H\gamma$ . В поглощении наблюдаются линии бальмеровской серии от  $H_1$  до  $H_{13}$ . Красное смещение  $z = 0.0419$ , абсолютная величина  $M_{\text{РГ}} = -20^{\text{m}} 9$ .
- 5\* — Иррегулярная, имеет довольно сложную структуру и состоит фактически из двух отдельных положок — восточной и западной, с яркими сгущениями и соответствующими хвостами. В спектре наблюдаются эмиссионные линии  $[SII] \lambda\lambda 6731, 6717, [NII] \lambda\lambda 6584, 6548, H\alpha, [OIII] \lambda\lambda 5007, 4959, H\beta, H\gamma$  и  $[OII] \lambda 3727$ , а также линии поглощения бальмеровской серии от  $H_1$  до  $H_{13}$  и  $CaII \lambda 3934$ .
- Результаты подробного спектрофотометрического и морфологического исследования этой галактики приведены в [11]. Красное смещение  $z = 0.0094$ , абсолютная величина  $M_{\text{РГ}} \approx -18^{\text{m}} 5$ .
- 6\* — Кольцеобразная, с центральной областью, имеющей размеры  $2 \times 4''$ . В спектре наблюдаются эмиссионные линии  $[SII] \lambda\lambda 6731, 6717, [NII] \lambda\lambda 6584, 6548$  и  $H\alpha$ . Красное смещение  $z = 0.0267$ , абсолютная величина  $M_{\text{РГ}} \approx -18^{\text{m}} 6$ .
- 7 — Эллиптическая, с однородным распределением яркости.
- 8 — Иррегулярная, с яркой центральной областью, диаметр которой  $4''$ . В галактике имеются также некоторые сгущения.
- 9 — Иррегулярная, с одним ярким сгущением, размеры которого  $2 \times 3''$ .
- 10 — Спиральная, со звездообразным ядром.
- 11 — Компактная, с диаметром  $4''$ .
- 12 — Компактная, с диаметром  $5''$ .
- 13 — Иррегулярная, состоит из двух приблизительно круглых частей диаметрами  $4''$ , расстояние между ними  $7''$ . UV-избыток принадлежит яркому компоненту. Они находятся в общем гало.
- 14 — Эллиптическая.
- 15 — Сферическая.
- 16 — Иррегулярная, с двумя круглыми сгущениями, диаметры которых примерно  $2-3''$ , расстояния между ними  $8''$ .
- 17 — Линзообразная, почти с однородным распределением яркости.
- 18 — Иррегулярная, с яркой центральной областью, размеры которой  $3 \cdot 4''$ .
- 19 — Спиральная, с ярким ядром, диаметр которого  $4''$ .
- 20 — Иррегулярная.
- 21 — Эллиптическая, с однородным распределением яркости.
- 22 — Иррегулярная, с двумя круглыми сгущениями, диаметры которых  $3$  и  $4'' 5$  соответственно.
- 23 — Эллиптическая, спектр ядра и одного сгущения имеют UV-избыток.
- 24 — Эллиптическая, с компактным ядром.
- 25 — Линзообразная.
- 26 — Иррегулярная, с яркой центральной частью и голубыми сгущениями. При получении спектра щель спектрографа была поставлена на яркую центральную область. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии  $H\beta, H\gamma, H\delta, H\epsilon, [NeIII] \lambda 3868$  и  $[OII] \lambda 3727$ . Линии водорода  $H_8-H_{13}$  находятся в поглощении. Красное смещение, определенное эмиссионными линиями,  $z = 0.0137$ , абсолютная величина  $M_{\text{РГ}} \approx -19^{\text{m}} 7$ .

- 27 — Сферическая, с яркой центральной областью, имеющей размеры  $3 \times 6''$ . В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II]  $\lambda\lambda$  6584, 6548 и H $\gamma$ . Эта галактика с галактиками № 28 и 29 составляет физическую систему. Красные смещения этих галактик мало отличаются друг от друга, их среднее значение равно 0,041. Самой яркой из них является № 28, а самой слабой № 29. Расстояние этой системы приблизительно равно 160 Мпс. Угловые расстояния между № 27 и № 28, № 27 и № 29, № 28 и № 29, измеренные на пластинке, полученной на 6-м телескопе, равны 95, 114 и 54'' соответственно. Этими величинам соответствуют линейные расстояния 74, 88 и 42 кпс. Абсолютная величина галактики № 27  $M_{UV} \approx -14^m 0$ .
- 28 — По-видимому, спиральная, с ярким ядром, диаметр которого 4''. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II]  $\lambda\lambda$  6731, 6717, [N II]  $\lambda\lambda$  6584, 6548 и H $\gamma$ . Линии слегка наклонены, что говорит о вращении галактики. Абсолютная величина  $M_{UV} \approx -20^m 0$ .
- 29 — Сферическая, с двумя компактными сгущениями. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II]  $\lambda\lambda$  6584, 6548 и H $\gamma$ . Абсолютная величина  $M_{UV} \approx -19^m 3$ .
- 30 — Сферическая, с яркой центральной частью.
- 31 — Эллиптическая, с ярким ядром. В спектре наблюдаются линии поглощения балмеровской серии водорода.
- 32 — Иррегулярная, и основном состоит из двух ярких частей.
- 33 — Компактная, диаметром 4'', почти не отличается от звезды. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959, H $\gamma$ , H $\beta$  и [O II]  $\lambda$  3727. Красное смещение  $z = 0,0385$ , абсолютная величина  $M_{UV} \approx -20^m 1$ . VII Zw 557.
- 34 — Линзообразная.
- 35 — Похожа на спиральную галактику с очень ярким ядром, диаметр которого 4''. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II]  $\lambda\lambda$  6584, 6548 и H $\gamma$ . Красное смещение  $z = 0,039$ , абсолютная величина  $M_{UV} \approx -20^m 5$ .
- 36 — Эллиптическая, с резкими границами.
- 37 — Эллиптическая.
- 38 — Сферическая, с ярким ядром, диаметр которого 4''.
- 39 — Линзообразная, с ярким ядром, диаметр которого 5''.
- 40 — Сферическая, с ярким ядром, имеющим размеры  $2 \times 4''$ .
- 41 — Спиральная.
- 42 — Линзообразная.
- 43 — Спиральная, с ярким ядром.
- 44 — Эллиптическая.
- 45 — Сферическая, с ярким ядром, диаметр которого 3''.
- 46 — Линзообразная, со звездобразным ядром.
- 47 — Компактная, диаметром 5'', вокруг нее имеется неоднородное протяженное гало.
- 48 — Линзообразная, с ярким ядром.
- 49 — Иррегулярная, с яркой центральной областью, размеры которой  $2 \times 3''$ .
- 50 — Компактная, яркая, с размерами  $4 \times 6''$ , вокруг нее имеется слабое гало.
- 51 — Сферическая.
- 52 — Спиральная, с ярким ядром.
- 53 — Линзообразная, с ярким ядром.
- 54 — Эллиптическая.
- 55 — Эллиптическая.
- 56 — Линзообразная, с яркой центральной областью, размеры которой  $2 \times 6''$ .

- 57 — Линзообразная, с яркой центральной областью.
- 58 — Линзообразная.
- 59 — Эллиптическая.
- 60 — Эллиптическая.
- 61 — Эллиптическая.
- 62 — Эллиптическая, с увеличением яркости в центре.
- 63 — Иррегулярная, на южном крае наблюдается звездообразное яркое сгущение, диаметр которого 3".
- 64 — Компактная, с диаметром 5".
- 65 — Спиральная, с ярким ядром, диаметр которого 4". Один из рукавов в южной части кончается звездообразным сгущением, имеющим диаметр 2".
- 66 — Спиральная, с компактным ядром и сгущениями. Диаметр ядра 4".
- 67 — Линзообразная.
- 68 — Линзообразная, со звездообразным ядром.
- 69 — Линзообразная, в центральной яркой части, в направлении, перпендикулярном к линзе, проходит темная полоса шириной 1".
- 70 — Спиральная, с круглым ядром и компактными сгущениями. Диаметр ядра 3".
- 71 — Иррегулярная.
- 72 — Иррегулярная, имеет вид искривленной полоски длиной 60" и шириной 5", простирается в направлении восток—запад. На ней наблюдаются три сгущения, самое яркое из них находится на западном крае и имеет размеры  $2.6 \times 3.5$ . В спектре, который охватывает красную часть, не наблюдаются линии.
- 73 — Спиральная, с очень ярким, звездообразным ядром, диаметр которого 8". От ядра отходят два слабых рукава, которые состоят из сгущений. В спектре ядра наблюдаются эмиссионные линии [SII]  $\lambda$  6731, 6717, [NII]  $\lambda$  6584, 6548, H-, [OI]  $\lambda$  6364, 6300, [OIII]  $\lambda$  5007, 4959, H<sub>2</sub>, H<sub>1</sub>, H<sub>2</sub>, H<sub>3</sub>, и [OII]  $\lambda$  3727. Наблюдаются также линии поглощения D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, NaI, CaII  $\lambda$  3968, 3934, и линии бальмеровской серии H<sub>8</sub>—H<sub>11</sub>. Линии поглощения очень широкие. Красное смещение  $z = 0.0016$ , абсолютная величина  $M_{\text{P}} \approx -16^{\text{m}}0$ .
- 74 — Спиральная, с ядром, имеющим диаметр 4".
- 75 — Спиральная, с ярким ядром и сгущениями, диаметр ядра 4".
- 76 — Спиральная, со слабыми рукавами.
- 77 — Линзообразная, с хорошо выраженным ядром.
- 78 — Сферическая, с диаметром 27", вокруг нее имеется гало.
- 79 — Компактная.
- 80 — Похожа на эллиптическую галактику.
- 81 — Сферическая, диаметром 22", вокруг нее имеется гало.
- 82 — Эллиптическая.
- 83 — Компактная, диаметром 3". Из западной части выходит отросток, размеры которого  $2 \times 5$ ".
- 84 — Эллиптическая.
- 85 — Сферическая, вокруг нее имеется слабое гало.
- 86 — Эллиптическая.
- 87 — Спиральная, с яркой центральной областью.
- 88 — Спиральная, со сгущениями.
- 89 — Линзообразная.
- 90 — Сферическая, вокруг нее имеется слабое гало.
- 91 — Эллиптическая, с размерами  $3 \times 6$ ", вокруг нее имеется слабое гало.
- 92 — Похожа на иррегулярную галактику.
- 93 — Иррегулярная со сгущениями.

- 94 — Эллиптическая.
- 95 — Иррегулярная, богата сгущениями. 7 звездообразных сгущений составляют цепочку, 5 из них находятся на одной линии, а 2 немножко отклоняются от прямой линии к юго-западу. Расстояние между ними одинакового порядка, они меняются от 1" до 9". Самое яркое сгущение имеет диаметр 3".
- 96 — Спиральная.
- 97 — Компактная.
- 98 — Эллиптическая, из юго-западного края выходит отросток.
- 99 — Компактная, диаметром 4", вокруг нее имеется слабое гало.
- 100 — Сферическая.
- 101 — Иррегулярная.
- 102 — QSO, на пластинке, полученной на 2.6-м телескопе, не отличается от звезды. В спектре наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии  $H_1 - H_2$ , запрещенные линии [O III]  $\lambda\lambda$  5007, 4959 и [Ne III]  $\lambda\lambda$  3968, 3869. В ультрафиолетовой части спектра наблюдаются линии  $Mg II \lambda$  2798. Этот объект очень похож на галактики Сейферта первого типа (Sy1), так как ширина бальмеровских линий очень велика. Например, у линии  $H_2$  она достигает 300 Å. Такая ширина вообще очень редко встречается. Запрещенные же линии, наоборот, очень узкие, они по ширине не отличаются от линии неба. Среднее значение красного смещения  $z$  равно 0,136, которому соответствует расстояние 540 Мпс. Наблюдения для UVV фотометрии этого объекта были сделаны на 40" телескопе системы Шмидта Бюранжанской обсерватории. После обработки пластинок получились следующие результаты:  $U - V = -0^m.84$ ,  $B - V = -0^m.26$  и  $V = -15^m.78$ . Абсолютная величина при значении  $V = -15^m.78$  будет  $M_V = -22^m.9$ .
- 103 — Линзообразная.
- 104 — Эллиптическая.
- 105 — Иррегулярная, от центральной части отходят два почти прямых отростка, которые составляют между собой угол примерно 60°.
- 106 — Эллиптическая.
- 107 — Эллиптическая.
- 108 — Спиральная, с перемычкой. Размеры перемычки  $4 \times 10''$ .
- 109 — Эллиптическая.
- 110 — Иррегулярная, состоит из двух частей.
- 111 — Спиральная, с яркой центральной областью.
- 112 — Сферическая, с однородным распределением яркости.
- 113 — Иррегулярная, в основном состоит из двух частей. Одна из них ярче, в ней есть компактное сгущение диаметром 3".
- 114 — Эллиптическая.
- 115 — Линзообразная с однородным распределением яркости. На северном конце галактики имеется компактное сгущение, диаметр которого 3".
- 116 — Эллиптическая.
- 117 — Эллиптическая, с ярким ядром.
- 118 — Сферическая.
- 119 — Линзообразная, с однородным распределением яркости. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [NII]  $\lambda\lambda$  6584, 6548,  $H_1$ , [OIII]  $\lambda\lambda$  5007, 4959,  $H_2$  и [OII]  $\lambda$  3727. Красное смещение  $z = 0.0037$ , абсолютная величина  $M_{UV} \approx -16^m.8$ .
- 120 — Спиральная, на краю северного рукава имеется звездообразное сгущение.
- 121 — Линзообразная, на северном краю галактики имеется звездообразное сгущение.

- 122 — Эллиптическая, в северной части галактики имеется звездообразный объект, который может быть звездой.
- 123 — Иррегулярная, с центральной яркой компактной областью, диаметр которой  $3''$ .
- 124 — Сферическая, VII Zw 698.
- 125 — Эллиптическая.
- 126 — Эллиптическая, вокруг имеется гало.
- 127 — Сферическая с центральной областью, которая имеет умеренную яркость.
- 128 — Сферическая, с резкими краями.
- 129 — Сферическая, имеются ступени.
- 130 — Спиральная, северный яркий рукав имеет UV-избыток.
- 131 — Сферическая.
- 132 — Эллиптическая.
- 133 — Иррегулярная, имеются ступени.
- 134 — Эллиптическая.
- 135 — Иррегулярная, VII Zw 712.
- 136 — Эллиптическая.

в спектрах окружающих их звезд. Фотографическая величина той звезды, у которой эти характеристики в голубой части спектра похожи на такие же характеристики галактик, принимается как звездная величина данной галактики. Фотографическая величина вышеупомянутых звезд оценивалась по картам Паломарского атласа. При этом в качестве стандартной области использовались звезды NPS. В результате приведенные звездные величины являются грубыми оценками, но в отличие от звездных величин Цвикки, являющихся интегральными величинами, они характеризуют блеск той части галактики, которая испускает ультрафиолетовый континуум.

В восьмом столбце — характер изображения спектра, данный нами в обозначениях, введенных Б. Е. Маркаряном [5]. Здесь не приводятся индексы  $m$ , так как на наших спектрах по причине низкой дисперсии 15 призмы трудно достоверно обнаружить эмиссионные линии. Исключениями являются галактики типа № 212 (данные о ней будут приведены в следующем списке), где есть очень яркая H II область, спектр которой похож на спектр планетарных туманностей. В спектре этой области отчетливо видны эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta} + N_1 - N_2$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$  и [OII]  $\lambda$  3727.

Ниже приводится краткое морфологическое описание галактик в отдельности. Для этого были использованы вышеупомянутые пластинки, полученные на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории и на 6-м телескопе САО АН СССР, а также карты Паломарского атласа. Приводятся также краткие описания спектров, полученных при помощи щелевых спектрографов с дифракционными решетками, для галактик № 1—6, 26—29, 31, 33, 35, 72, 73, 102 и 119. Спектры галактик № 1—6 и 102 получены Э. Е. Хачикяном на 90, 107 и 200<sup>м</sup> телескопах Стюардской, МакДональдской и Паломарской обсерваторий (США). Дисперсии спектрографов, при помощи которых получены эти спектры, равны 240, 230 и 190 А/мм соответ-

ственно. Спектры охватывают  $\lambda$  7800—3500 Å область. Спектры галактик № 26, 31 и 119 получены на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории при помощи спектрографа UAGS. Спектр галактики № 26 получен с дисперсией 135 Å/мм на пластинке Kodak 103a-0 и охватывает область  $\lambda$  5000—3200 Å, а № 31 и 119 получены с дисперсией 200 Å/мм, с использованием системы ОМА 078. Спектр галактики № 31 охватывает область  $\lambda$  6900—3600 Å, для № 119 — область  $\lambda$  7300—3600 Å.

Спектры № 27, 28, 29, 33, 35, 72 и 73 получены на 6-м телескопе САО АН СССР при помощи спектрографа СП 160 в сочетании с ЭОП М9ЦВ с дисперсией приблизительно 65 Å/мм. При получении спектров использованы пленки Kodak 103a-0. Спектры № 27, 28, 29, 35 и 72 охватывают область  $\lambda$  7200—5800 Å, для № 33  $\lambda$  5400—3500 Å, а для № 73  $\lambda$  7200—3700 Å соответственно.

В описании приводятся также абсолютные звездные величины некоторых галактик. При их вычислении постоянная Хаббла принималась 75 км/сек Мпс. Подробные спектрофотометрические и морфологические исследования для последних 10 галактик будут приведены в ближайшем будущем в отдельных статьях.

На рис. 1 приведены карты отождествления галактик, снятые с красных карт Паломарского атласа. Масштаб снимков 1 мм  $\approx$  25".

Автор выражает глубокую благодарность Э. Е. Хачикяну за полезную дискуссию, а Э. С. Казарян — за просмотр части пластинок и определение координат галактик. Выражаю также благодарность А. Н. Буренкову и А. И. Копылову за помощь при наблюдениях на 6-м телескопе САО АН СССР и А. С. Амирханяну — при наблюдениях на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории АН Арм. ССР.

Автор благодарен В. М. Амаляну, выполнившему большую и трудоемкую работу по получению фотоотпечатков карт — отождествления с карт Паломарского атласа.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Ереванский государственный  
университет

## THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS

M. A. KAZARIAN

The list of 136 galaxies with UV-excess, discovered by 40" Schmidt telescope of the Byurakan observatory with 1.5 objective prism, is presented. Among these galaxies 58 have been observed in the prime focus of 2.6-m telescope of the Byurakan observatory and 12 — in the prime 2—1328

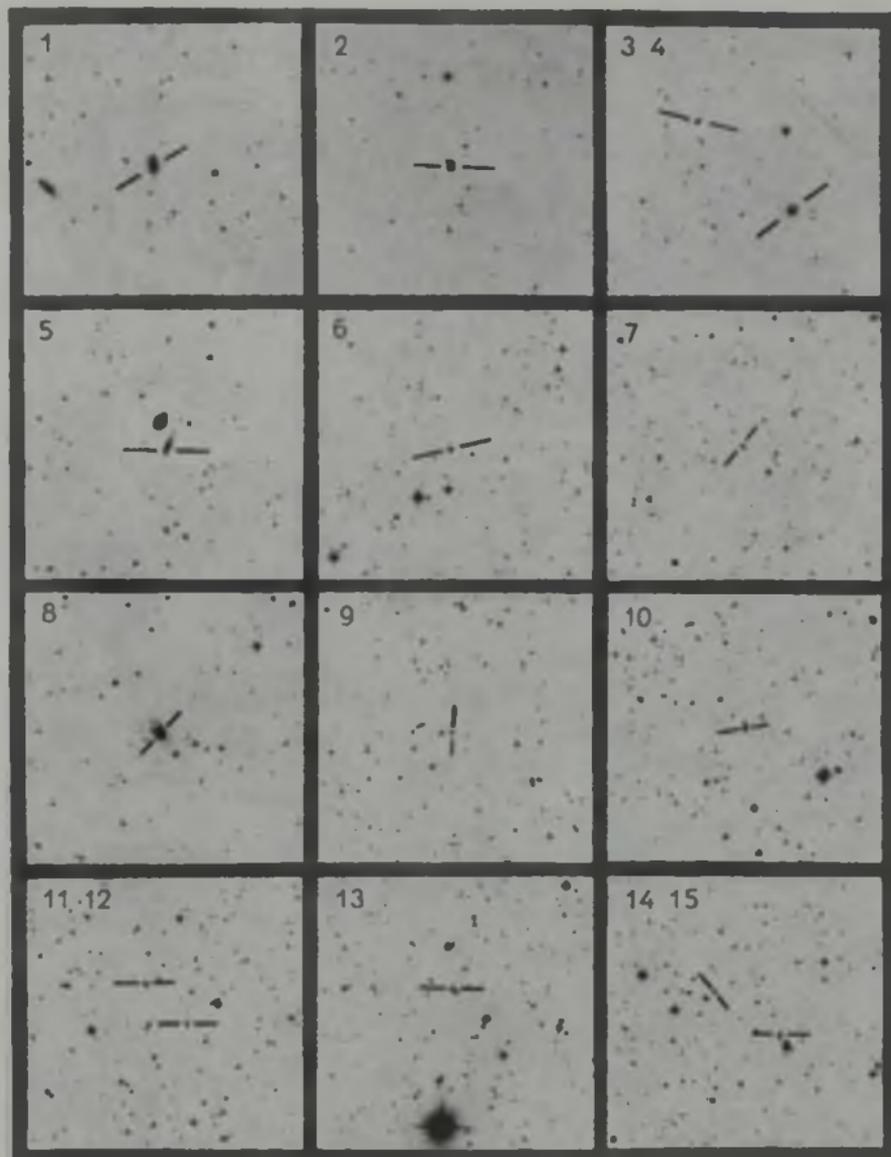
focus of the 6-m telescope of the Special Astrophysical observatory (SAO) in photographic light. These observations and the charts of POSS were used for the morphological description of galaxies.

The description of the spectra of 17 galaxies obtained with telescopes 6 m of SAO, 2.6 m of the Byurakan observatory and 90", 107" and 200" of the USA observatories is presented.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Ambartsumian, *La Structure et l'évolution de l'univers*, Editions stoops, Bruxelles, 1958.
2. C. Seyfert, *Ap. J.*, **97**, 195, 1943.
3. G. Haro, *Bol. Obs. Tonantzintla*, No. 14, 8, 1956.
4. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, **3**, 55, 1967.
5. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, **5**, 443, 1969.
6. Е. Ye. Khachikyan, *A. J.*, **73**, 891, 1968.
7. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, **10**, 478, 1974.
8. М. А. Казарян, Р. Ф. Карвелл, Э. Е. Хачикян, *Астрон. цирк.*, № 813, **2**, 1974.
9. Е. Ye. Khachikyan, D. W. Weedman, *Ap. J.*, **192**, 581, 1974.
10. Е. Ye. Khachikyan, D. W. Weedman, *Colloquium IAU*, No. 37, 411, Paris, 1977.
11. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, **13**, 415, 1977.
12. А. А. Елизарян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, **14**, 263, 1978.
13. А. А. Елизарян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, (в печати).
14. Б. А. Воронцова-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, I—IV, Изд. МГУ, М., 1962—1968.
15. F. Zwicky, B. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, I—VI, Zurich, 1961—1968.

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



16



17



18



19



20



21



22



23



24



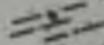
25

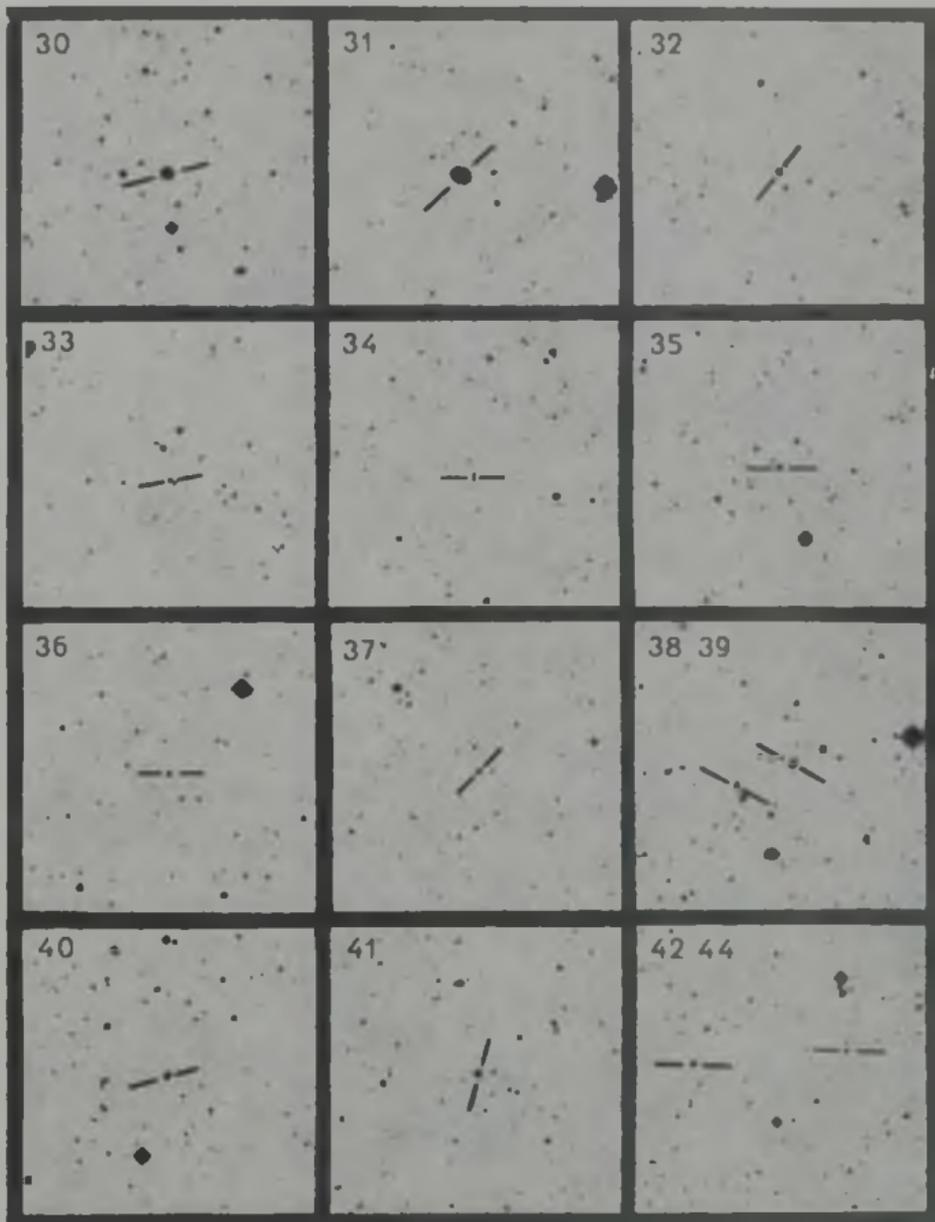


26



27 28 29





43



45



46



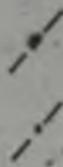
47



48



49 50



51



52



53



54

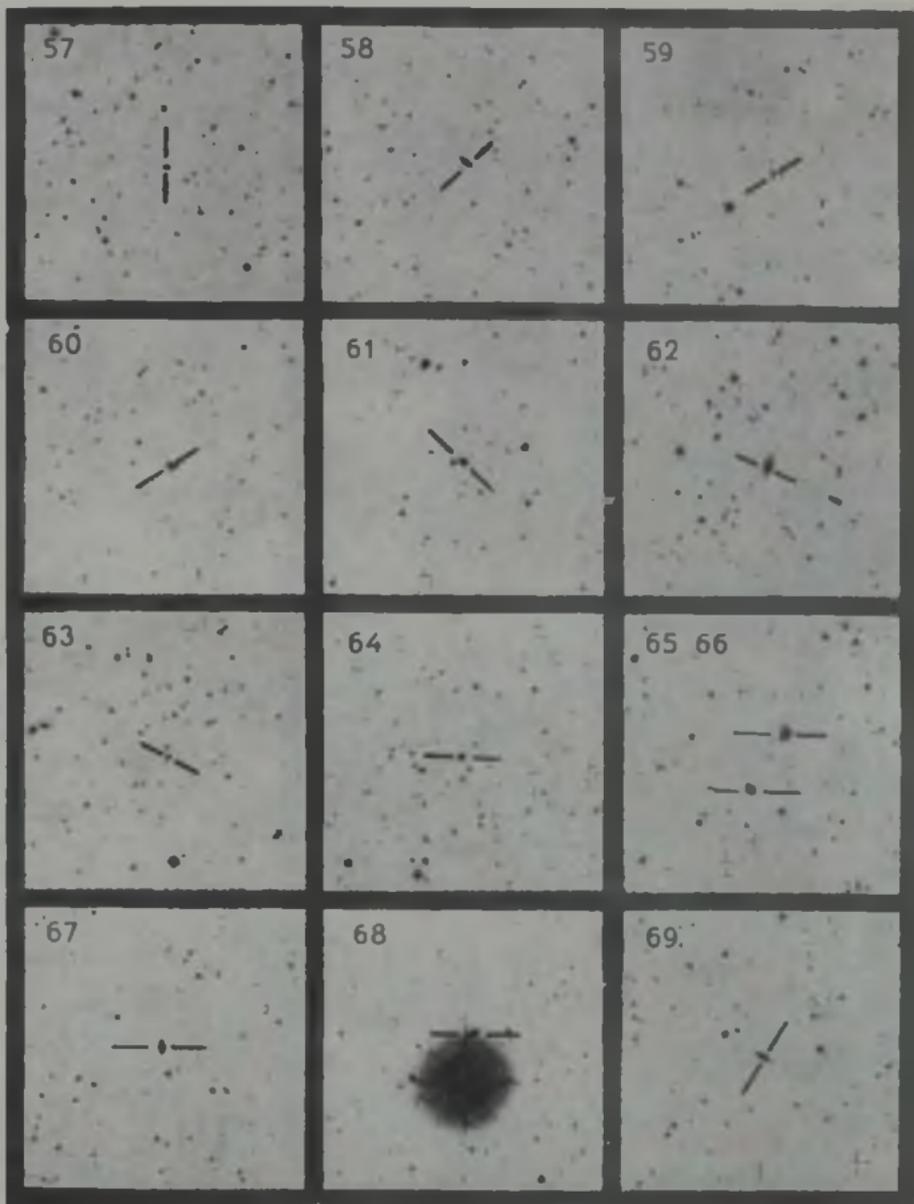


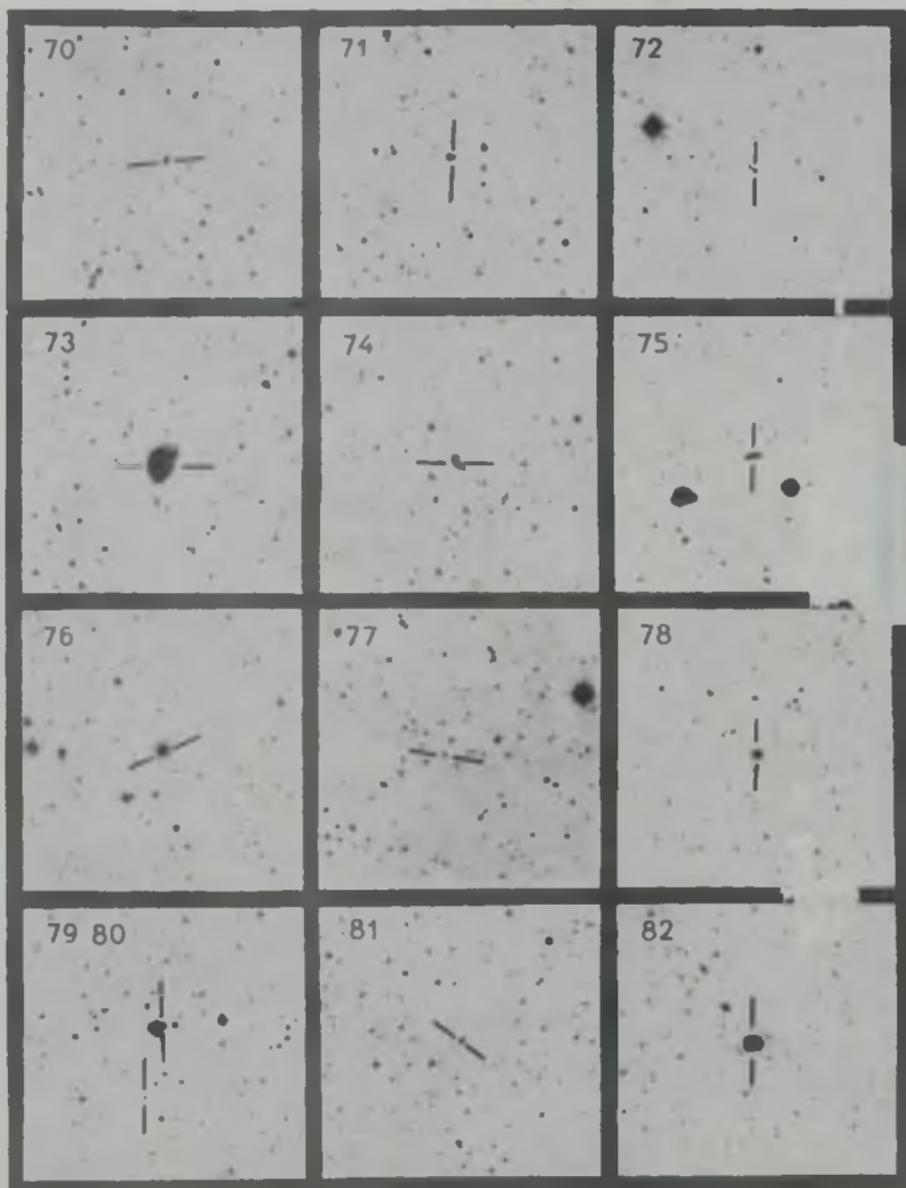
55

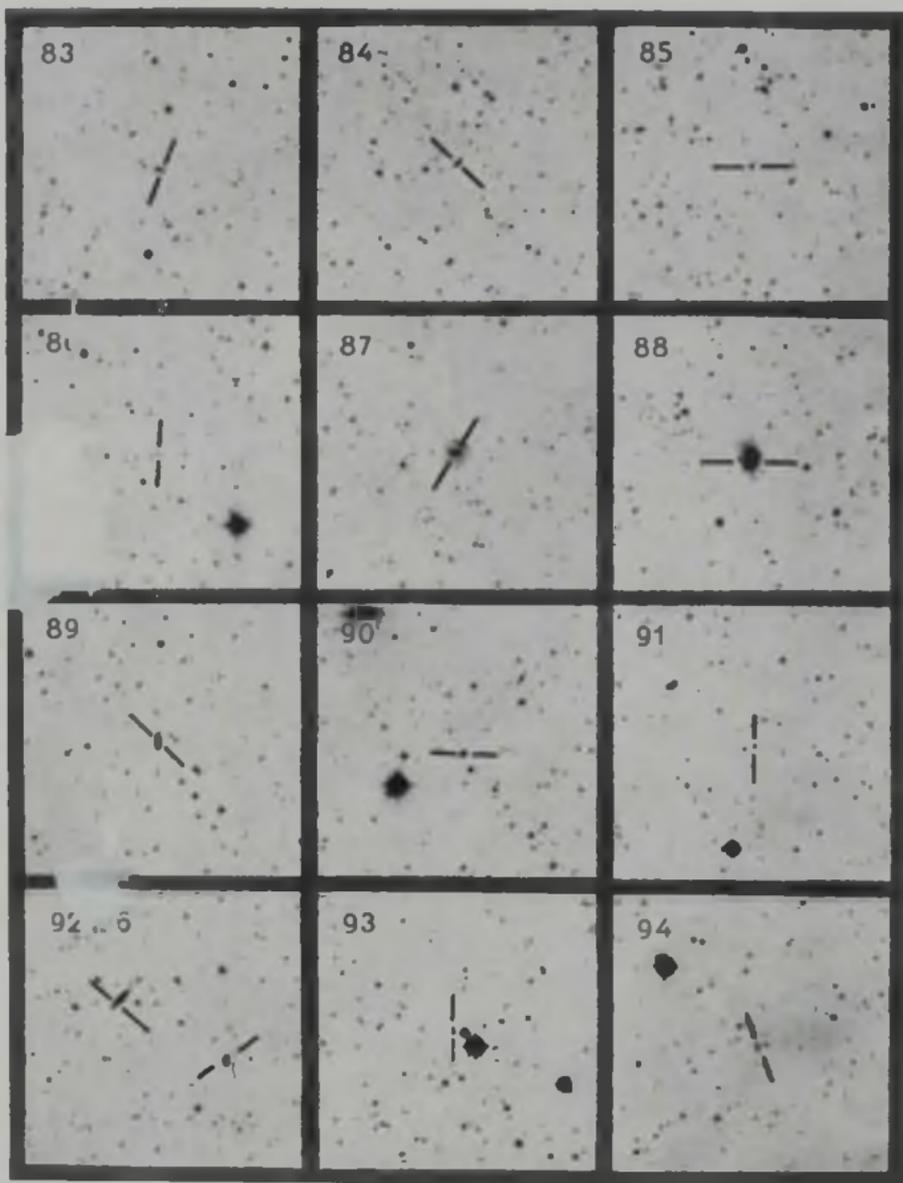


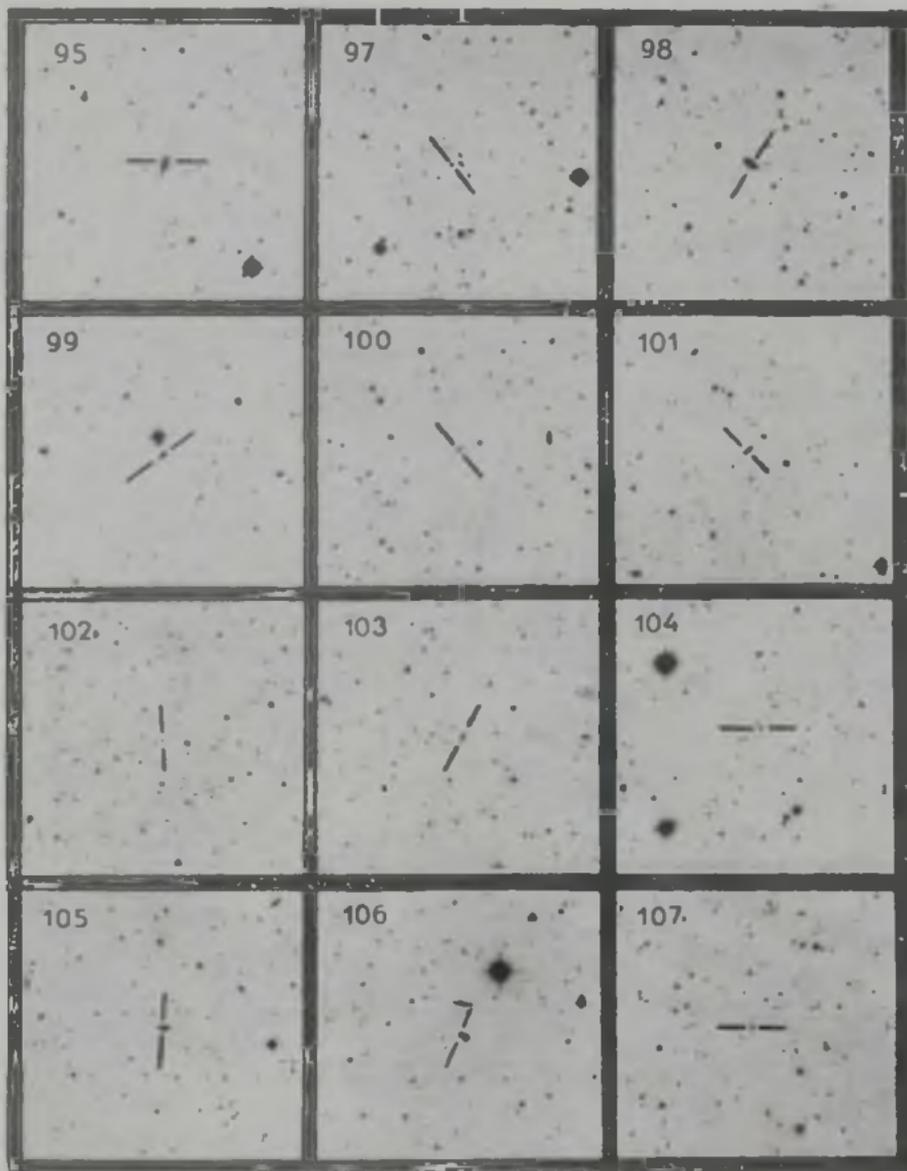
56

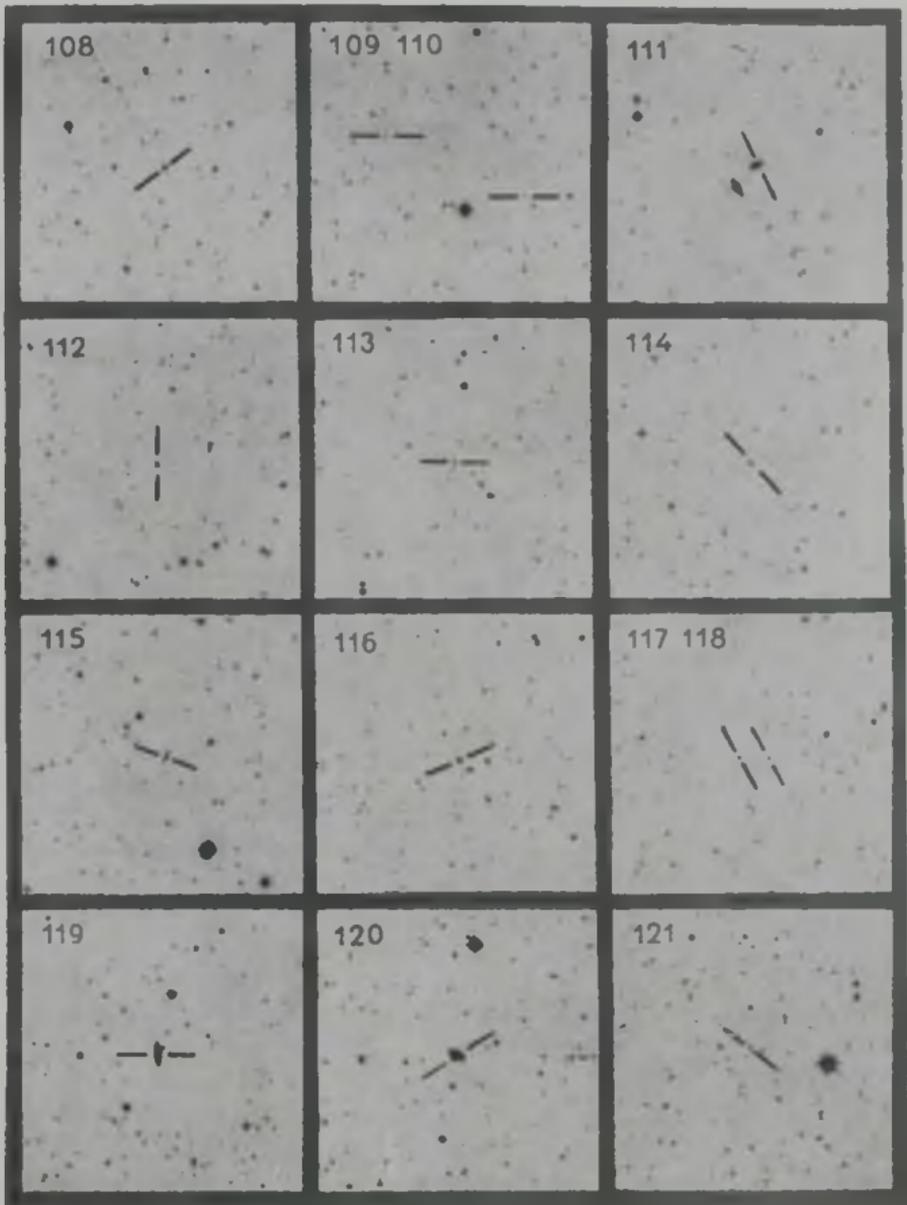


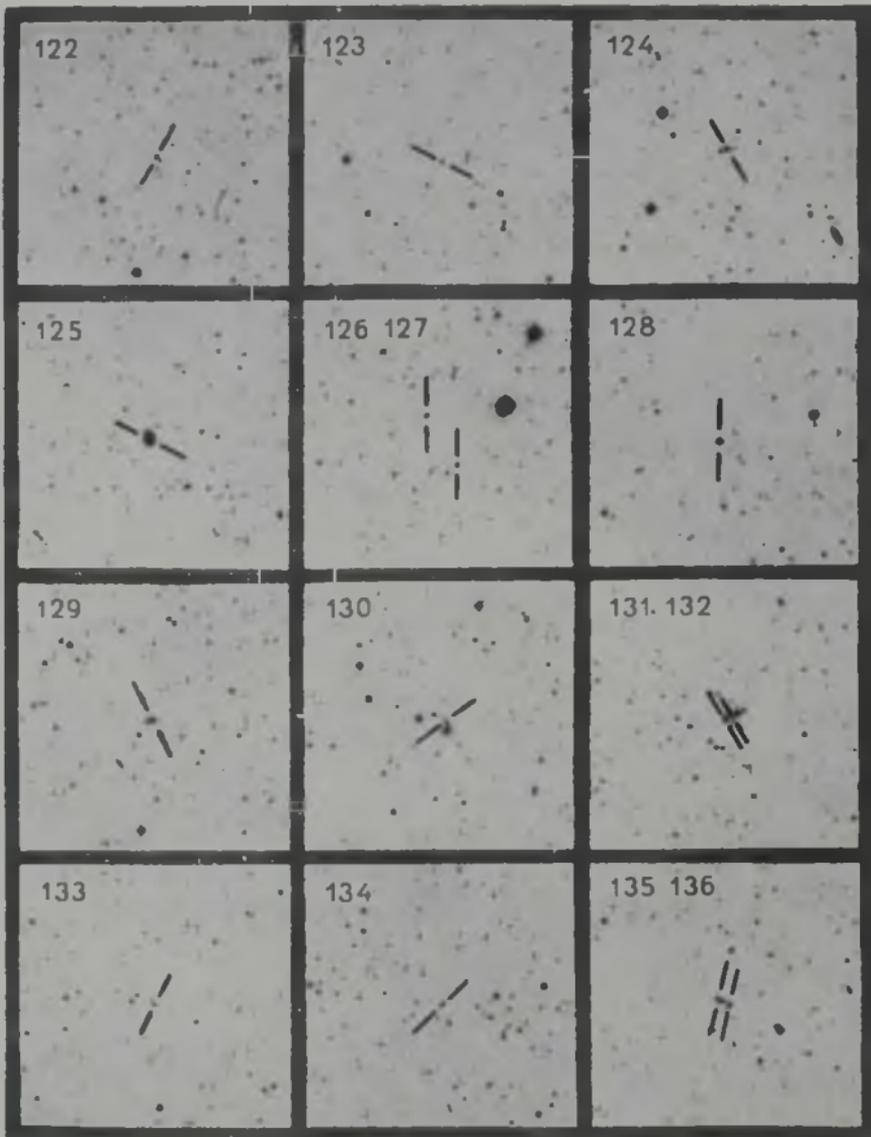












К ст. М. А. Казарина

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

### БЕДНОЕ СКОПЛЕНИЕ ГАЛАКТИК, СОДЕРЖАЩЕЕ ЧЕТЫРЕ АБСОЛЮТНО ЯРКИХ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА

М. ИЫЭВЭЭР, А. КААЗИК, Я. ЭГНАСТО

Поступила 29 ноября 1978

Обращается внимание на скопление галактик (ZwCl 1122.3+6317) с малым числом членов, но содержащее четыре абсолютно ярких ( $-20^m.9 \leq M_{\text{гг}} \leq -19^m$ ) галактики Маркаряна. На основе ранее опубликованных и заново измеренных лучевых скоростей определены характеристики скопления: средняя скорость удаления ( $v_0$ ) = 3557 км/сек, дисперсия скоростей  $(\Delta v)^2 = 219$  км/сек, отношение массы к светимости  $M/L = 84 M_{\odot}/L_{\odot}$ . Не исключено, что мы имеем дело с двумя процирующимися друг на друга группами с  $(v_0)_1 \approx 3350$  км/сек и  $(v_0)_2 \approx 3750$  км/сек.

Согласно Маркаряну [1], на каждые восемь квадратных градусов неба приходится в среднем одна галактика ярче  $17^m$  с сильным ультрафиолетовым излучением. Галактики Маркаряна часто входят в состав двойных и тройных галактик [2—5]. Караченцевы [6] обратили внимание на группу галактик, содержащую пять галактик Маркаряна. Нами при изучении пространственного распределения галактик в созвездии Большой Медведицы было найдено пространственное сгущение галактик, содержащее четыре галактики Маркаряна.

Это сгущение находится в области неба, ограниченной координатами  $11^h 04^m < \alpha < 11^h 38^m$ ,  $62^{\circ} 00' < \delta < 64^{\circ} 40'$ . В каталоге Цвикки и Герцога [7] оно выделено как рассеянное скопление галактик ZwCl 1122.3+6317 с классом расстояния „близкое“. Согласно каталогу [7], в указанной области неба находятся 33 галактики с  $13^m.1 \leq m_{\text{гг}} \leq 15^m.7$  (3.2 галактики на квадратный градус). От соседних сгущений галактик с тем же диапазоном видимых звездных величин рассматриваемое скопление отделяется областью с более низкой поверхностной плотностью таких

галактик. Так, в участке  $10^{\text{h}}50^{\text{m}} < \alpha < 11^{\text{h}}50^{\text{m}}$ ,  $61^{\circ} < \delta < 67^{\circ}$  имеется лишь 13 галактик (0.45 галактик на квадратный градус).

В табл. 1 представлены данные о ярких ( $m_{\text{рв}} < 15^{\text{m}}0$ ) галактиках и галактиках Маркаряна в области неба, занимаемой выделенным нами сгущением. Координаты и звездные величины  $m_{\text{рв}}$  приведены согласно Цвикки и Герцгогу [7], размеры и описания галактик — согласно Воронцову-Вельяминову и Красногорской [9], абсолютные светимости соответствуют постоянной Хаббла  $H = 50 \text{ км/сек/Мпс}$ , поглощение света в Галактике принималось согласно [8]. Лучевые скорости для пяти галактик взяты из каталога [8], для трех галактик (NGC 3668, Acp 293, NGC 3762) приведены новые данные, полученные нами.

Спектры для определения лучевых скоростей получены весной 1978 г. на 1.5-м рефлекторе АЭТ-12 со спектрографом UAGS в ИАФА АН ЭССР. Спектры наблюдались с многоканальным оптическим анализатором (ОМА) фирмы PARC (США), в котором светоприемником является телевизионная передающая трубка типа SIT видикон. Наблюдения проводились в диапазоне длин волн  $\lambda 4000\text{—}6200 \text{ \AA}$  с дисперсией 200  $\text{\AA}/\text{мм}$ . Источником света для получения спектра сравнения служила лампа с полым катодом. Лучевые скорости определялись из смещений линий поглощения в зеленом и желтом участках спектра (см. рис. 1). Во всех спектрах определялись положения линии  $\text{MgI } 5175, \lambda 5269 \text{ \AA}$  и  $\text{NaD}$ , в спектрах Acp 293 и NGC 3762 измерялись также положения линий  $\text{H}_\alpha$  и  $\lambda 5331 \text{ \AA}$ . Точность лучевых скоростей определялась по разбросу значений лучевых скоростей, полученных по отдельным линиям. Имеющиеся в спектрах сильные эмиссионные линии ночного неба ( $\lambda 5461, 5577, 5770, 5791, 5892$ ) использовались для контроля нуля-пункта системы скоростей.

Как показывают приведенные данные о лучевых скоростях, все до сих пор наблюдаемые галактики скопления находятся от нас примерно на одном и том же расстоянии и образуют пространственное сгущение. Судя по контрасту поверхностных плотностей, большинство галактик без лучевых скоростей из табл. 1 должны входить в это скопление, число объектов фона вероятно не больше 1—2.

Как видно из табл. 1, изучаемое скопление в основном состоит из спиральных галактик, возможными членами являются некоторые компактные E-галактики. Скопление является очень рассеянным, никаких признаков концентрации к центру не имеется. Примечательно то, что галактики Маркаряна в скоплении оказываются в числе наиболее ярких. Они в среднем на  $2^{\text{m}}$  ярче галактик Маркаряна, содержащихся в группе, изученной Караченцевыми [6]. Следует отметить, что поскольку рассматриваемое скопление находится более чем вдвое дальше, чем группа [6], и галактики с  $M_{\text{рв}} \sim -17^{\text{m}} \text{—} -18^{\text{m}}$  оказываются уже на грани полноты спектраль-

ного обозрения Маркаряна, то действительное число галактик с сильным ультрафиолетовым излучением в скоплении может быть больше четырех.

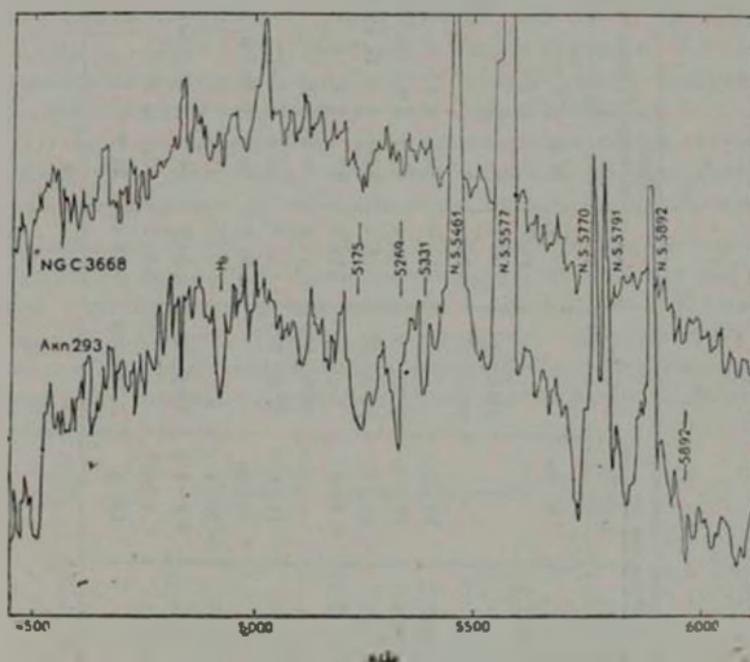


Рис. 1. SIT спектры галактик Acl 293 и NGC 3668. Интенсивности линий ночного неба  $\lambda$  5461 и 5577 Å таковы, что их центры выходят за рамки рисунка.

На основе наблюдательных данных для восьми галактик с известными лучевыми скоростями можно оценить пространственно-кинематические характеристики скопления. Оказалось, что  $\langle V_0 \rangle = 3557$  км/сек, исправленная за счет случайных ошибок наблюдений дисперсия лучевых скоростей  $\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2} = 219$  км/сек,  $\langle R \rangle = \langle R_{ij} \rangle = 1.50$  Мпс,  $\langle R^{-1} \rangle^{-1} = \langle R_{ij}^{-1} \rangle^{-1} = 0.92$  Мпс. Поскольку распределение на небе галактик скопления с известными лучевыми скоростями в общем схоже с распределением остальных возможных членов скопления, то полученные величины должны в какой-то мере характеризовать все скопление.

Принимая для массы выражение согласно [6], имеем для вириальной массы:  $M = 3G^{-1} \langle \Delta V^2 \rangle \langle R^{-1} \rangle^{-1} = 9.2 \cdot 10^{13} M_{\odot}$ . Согласно [10]

Таблица 1

ерм D (0 1)	$V_0$ (км/сек)	$M_{\text{рг}}$	Макс. диаметр (мм)	Описание
13 × 2.5		-19.6	26.9	F (s')
—		-19.7	—	E
	3367 ± 55	-19.7		
	3290 ± 45	-19		
19 × 2.5		-19.8	39.3	Fh
19 × 16	3850 ± 9	-20.4	39.3	L; Da; 2Sh
16 × 12	3750 ± 50	-21.4	33.1	L; 1s, 1Sleft-R
9.5 × 4		-19.6	19.7	F
4 × 3.5	3430 ± 120	-19.8	8.3	E
11 × 6.5	3796 ± 105	-20.3	22.8	Fh?
10 × 10		-20.3	20.7	B; Rd; 1S'd, 1lc
20 × 4		-21.2	41.4	F
9.5 × 7.5	3303 ± 55	-20.9	19.7	L; 3 scw
8.5 × 4.5		-19.9	17.6	F
13 × 4	3670 ± 100	-21.2	26.9	F

М. ПЯВЭЭР, А. КААНИК, Я. ЭГНАСТО

Галактика	Координаты		$m_{\text{в}}$	Разм
	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$		d (0.1)
	11 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 7	+62° 34'	14 <sup>m</sup> 9	—
	11 06.9	63 55	14.8	3 × 2.5
Млчкарни 165	11 15.6	63 33	14.8	—
166	11 16.5	62 45	15.5	—
	11 19.8	64 21	14.7	9 × 2
	11 22.4	64 01	14.1	4 × 4
NGC 3668	11 22.5	63 43	13.1	8.5 × 5
	11 23.9	64 25	14.9	6 × 2.5
Лкп 293	11 24.0	63 42	14.7	—
Маркарни 175	11 29.6	62 48	14.1	6 × 1
	11 29.9	62 07	14.1	—
	11 30.4	63 34	13.3	15 × 3
179	11 30.8	62 10	13.6	6 × 6
	11 33.3	62 32	14.6	6.5 × 3
NGC 3762	11 34.7	62 02	13.3	—

для времени пересечения получаем значение  $\Delta t = (3.5)^{3.2} (R / \Delta V^2)^{-1.2} = 2.9 \cdot 10^8 \text{ лет}$ . Взяв параметры функции светимости галактик по Кристенсену [11], для оценки суммарной светимости скопления получаем выражение  $L = n^* \cdot 3.6 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ , где  $n^*$  — число галактик с  $M_{\text{pe}} < -21^m$  [12]. Поскольку в нашем случае  $n^* = 3$ , для рассматриваемого скопления галактик  $L = 1.1 \cdot 10^{12} L_{\odot}$ , а для отношения массы к светимости получаем значение  $M/L = 84 M_{\odot}/L_{\odot}$ .

Полученное отношение  $M/L$  весьма типично для систем галактик, содержащих преимущественно спиральные галактики, но результат нельзя считать окончательным по двум причинам. Во-первых, используемая дисперсия скоростей  $(\Delta V^2)^{1/2}$  может иметь лишь формальный смысл, поскольку не исключено, что в действительности наблюдаются две проецирующиеся друг на друга группы галактик с  $(V_0)_1 \approx 3350 \text{ км/сек}$  и  $(V_0)_2 \approx 3750 \text{ км/сек}$  (см. рис. 2). Во-вторых, скопление имеет весьма большое время пересечения и может вообще не быть гравитационно связанным [10]. В обоих случаях вириальная оценка массы скопления потеряла бы смысл.

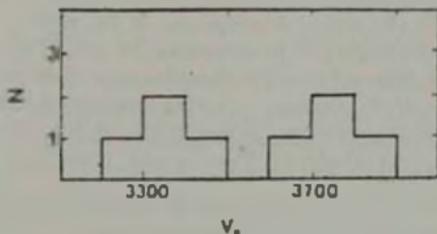


Рис. 2. Распределение лучевых скоростей галактик в скоплении ZwCl 1122.3+6317.

Чтобы более уверенно судить о динамическом состоянии рассматриваемого скопления галактик, нужны дополнительные наблюдения для определения лучевых скоростей остальных вероятных ярких членов группы. Несомненный интерес представляют точные фотометрические наблюдения для выяснения вопроса о том, встречаются ли признаки аномальности цветов у галактик скопления без ультрафиолетового избытка.

## POOR CLUSTER OF GALAXIES CONTAINING FOUR ABSOLUTELY BRIGHT MARKARIAN GALAXIES

M. JÕEVEER, A. KAASIK, J. EINASTO

The cluster of galaxies (ZwCl 1122.3 + 6317) with poor population but containing four absolutely bright ( $-20^m \leq M_{\text{pt}} \leq -19^m$ ) Markarian galaxies is considered. Three new radial velocities have been determined with a SIT based optical multichannel analyser. On the basis of 8 available redshifts the parameters of this cluster are estimated as follows: mean redshift  $\langle V_0 \rangle = 3557 \text{ km/sec}$ , velocity dispersion  $\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2} = 219 \text{ km/sec}$ , mass-to-luminosity ratio  $M/L = 84 M_{\odot}/L_{\odot}$ . There exists a possibility that the cluster consists of two separate groups of galaxies with mean redshifts  $\langle V_0 \rangle_1 \approx 3350 \text{ km/sec}$  and  $\langle V_0 \rangle_2 \approx 3750 \text{ km/sec}$ , respectively.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркариан, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
2. J. Heidmann, A. T. Kallaghlian, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
3. J. Heidmann, A. T. Kallaghlian, *Астрофизика*, 11, 229, 1975.
4. Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян, *Астрофизика*, 11, 21, 1975.
5. Г. Арт, Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреевян, *Астрофизика*, 10, 625, 1974.
6. И. Д. Караченцева, В. Е. Караченцева, *Письма АЖ*, 1, № 5, 3, 1975.
7. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, IV, California Inst. Techn., 1968.
8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. of Texas Press, 1976.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Марфалогический каталог галактик*, I, М., 1962.
10. J. R. Gott III, G. T. Wrixon, P. Wannier, *Ap. J.*, 186, 777, 1973.
11. C. G. Christensen, *A. J.*, 80, 282, 1975.
12. M. Jõeveer, J. Einasto, E. Tago, *Tartu Preprint A-1*, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

## ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ И МАССЫ 44 ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, В. А. В. САРЖЕНТ, Б. ЦИММЕРМАН

Поступила 24 октября 1978

Представлены лучевые скорости для компонентов 44 пар галактик, измеренных из 200" телескопе. Среднее отношение орбитальной массы к светимости у этих пар,  $(f_e) = 8.7 \pm 2.8 f_e$ , согласуется с нормальной величиной, получаемой по вращению галактик.

1. *Введение.* В настоящее время еще не установилось единое мнение о характерной величине массы двойных галактик, получаемой по орбитальным движениям компонентов пары. Средние отношения орбитальной массы к светимости, представленные в последних обзорах [1, 2], различаются на порядок. Поэтому является весьма актуальным дальнейшее накопление наблюдательных данных, в особенности измерение лучевых скоростей двойных галактик. В этой работе мы приводим результаты наблюдений 44 пар галактик из каталога [3].

2. *Наблюдения.* Спектральные наблюдения двойных галактик выполнялись 23—27 октября 1976 г. на цифровом 512-канальном спектрометре, установленном в кассегреновском фокусе 200" телескопа. Сканы галактик были получены в диапазоне 3700—5300 Å со спектральным разрешением около 4 Å кан.л. Одновременно осуществлялось вычитание спектра ночного неба. Цель спектрометра (0.9 × 60") ориентировалась вдоль прямого восхождения. Сканы для нескольких галактик приведены на рис. 1.

Результаты измерения лучевых скоростей представлены в табл. 1. В первой колонке указан номер двойной галактики по каталогу [3], во второй — лучевая скорость, исправленная за движение Солнца (в км/сек), и внутренняя ошибка скорости при измерении ее по разным линиям; в последней колонке приведены линии, видимые в спектре объекта. Эмиссионные линии отмечены их длиной волны в ангстремах, абсорбционные — об-

щепринятыми буквенными обозначениями. Примечания к таблице содержат указания на морфологические особенности объектов, обозначения галактик по другим каталогам и спискам, а также опубликованные оценки лучевых скоростей.

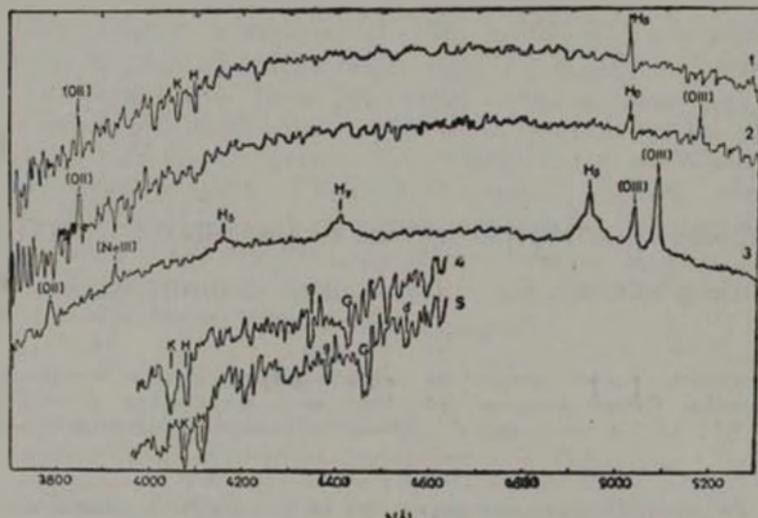


Рис. 1. Сканы пяти галактик, полученные 23—27 октября 1976 г. с 512-канальным спектрометром 200" телескопа: 1) СРГ 67а, время накопления  $T = 400$  сек. 2) СРГ 67б,  $T = 400$  сек. 3) СРГ 575а,  $T = 200$  сек. 4) СРГ 599б,  $T = 900$  сек. 5) СРГ 599а,  $T = 900$  сек. Для последних двух объектов приведены фрагменты сканов. По оси абсцисс указана длина волны в ангстремах, по оси ординат — логарифмы потока в произвольных единицах. Стрелками отмечены линии, по которым измерялась лучевая скорость.

Для 25 галактик в табл. 1, для которых имелись независимые измерения лучевых скоростей с точностью не хуже 100 км/сек, средняя разность оценок составляет  $\langle V_{\text{от}} - V_{\text{др}} \rangle = +34 \pm 20$  (км/сек). В половине случаев разность оценок не превышает средней квадратичной ошибки разности. Для нескольких объектов (например, СРГ 29) значительная разность  $\Delta V_{\text{с}}$  обусловлена наличием у галактики больших внутренних движений, когда различия в положении и ориентации щели спектрографа отражаются на величине измеряемой скорости объекта.

3. *Обсуждение результатов.* Основные характеристики исследованных пар суммированы в табл. 2. В столбцах ее указаны следующие данные: 1 — номер пары в каталоге [3], 2 — морфологические типы компонентов, 3 — тип взаимодействия между компонентами согласно классификации [3], 4 — средняя арифметическая лучевая скорость пары в км/сек, 5 — разность

ИСПРАВЛЕННЫЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ  
 ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

Таблица 1

№ СРГ	$V_0 \pm \Delta V$		Линии
1	2		3
2a	4714	73	G, H <sub>1</sub> , g, H, H, K
2b	7597	54	G, H, H, K
6a	5237	60	4861, H, K
6b	5350	50	G, H, K
9a	5342	21	5007, 4959, 4861, 3727
9b	5322	31	5007, 4959, 4861, 3727
19a	5539	7d	G, g, H, K, 3727
19b	5340	30	5007, 4959, 4861, 3727
21a	12471	50	5007, G, 4102, H, K
21b	12838	38	4861, H, H, K
25a	5954	51	d, G, H, K
25b	5504	32	G, H, K
29a	14351	187	4861, H, H, 3727
29b	14485	111	5007, 4861, 3727
29c	14946	83	G, H, K
34a	5896	20	5007, 4861, H, 3727
34b	5903	30	5007, 4861, H, 3727
38a	5349	50	G, H, K
38b	5250	45	G, H, K
43	5562	50	4861, 3727
47a	5586	41	5007, 4861, 3727
47b	5662	27	5007, 4861, H, 3727
50	4600	49	5007, 4861, H, 3727
65b	4238	40	4861, G, H
67a	10251	10	4861, H, K, 3727
67b	10296	10	5007, 4861, 3727
70a	7357	17	5007, 4861, 4340, 3727
70b	7396	30	5007, 4861, 3727
82a	9427	37	5007, 4861, 4340, 3727
82b	9291	100	H
83a	8381	88	G, H, K
83b	8723	54	5007, 4959, 4861, G, 3727
83c	8542	80	4861, 4340, 3727
93a	7418	63	d, G, H, K,
93b	7382	93	5007, 4959, 4861, G, H, K
94a	6665	32	G, H, K
94b	6824	100	G, H, K
97a	904	15	5007, 4959, 4861
97b	840	26	5007, 4959, 4861
97c	815	22	5007, 4959, 4861, 4340, H, 3727
112a	3279	15	H <sub>3</sub> , H <sub>2</sub> , G, H, H, K
112b	3304	23	H <sub>2</sub> , H <sub>1</sub> , G, H, H, K

Таблица 1 (продолжение)

1	2		3
118a	4853	35	G, H
118b	4917	20	G, H, K
119a	4981	39	5007, 4959, 4861, 4340, 3727
119b	5058	50	H, K
123a	4920	84	5007, H, H <sub>1</sub> , H, K, 3727
123b	4171	46	H, G, H, K
124a	6278	26	5007, 4861, 3727
124b	6128	15	5007, 4959, 4861, 3727
128a	4548	88	d, G, H, K
128b	4599	53	G, g, H, K
130a	6886	14	5007, 4959, 4861, 4340, 3727
130b	6883	10	4861, H, 3727
136a	9505	90	4861, G, H
136b	9789	110	4861, H, K, 3727
137a	3875	27	5007, 4959, 4861, 4340, 3727
137b	3978	20	5007, 4959, 4861, 4340, 4102, 3970, 3727
145a	6691	62	H, K
145b	6948	56	H, K
150a	4603	39	5007, d, G, H, K
150b	4765	97	H <sub>1</sub> , H, K
155a	7460	72	G, H, K
155b	7418	28	5007, 4959, 4861, 4340, 3727
160a	3028	32	4861, d, 4340, H
160b	3736	32	5007, 4861, g, K
506a	1415	27	5007, 4959, 4861, 4340, 4102, 3727
506a	1370	41	5007, H, G, 3727
506b	1272	74	5007, H, 3727
515a	6655	94	H, H <sub>1</sub> , 3727
515b	7075	56	5007, 4861, g, H, 3727
526a	3133	32	5007, 4959, 4861, 4340, K, 3727
526b	3045	64	d, G, H, K
535a	5676	65	5007, 4861, 3727
535b	5822	15	5007, 4959, 4861, 3727
538a	7734	34	5007, 4861, 4340, G, 3727
538b	7763	13	5007, 4959, 4861, 4340, H, 3727
575a	5083	42	5007, 4959, 4861, 4340, 3869, 3727
575b	5220	39	5007, 4861
579a	10008	36	4861, H, K, 3727
579b	10160	56	5007, 4959, 4861, 3727
579b'	10358	59	4861, 4340, 3727
586a	5476	93	5007, G, 3727
586b	4134	50	4861
588a	9248	49	G, H, K
588b	8415	96	G, H, K

Таблица 1 (окончание)

1	2		3
593a	5478	50	5007, 4861, 3727
593b	5466	30	4861, 4340, H, K, 3727
598a	2036	22	5007, 4959, 4861, 4340, 3727
598b	1931	13	5007, 4959, 4861, 4340, 3727
599a	11464	63	G, g, H, K
599b	8965	50	d, G, g, H, K
600a	7175	32	d, H <sub>1</sub> , G, H
600b	7153	36	5007, 4959, 4861, 3727
602a	5058	35	G, H, K
602b	4875	73	G, H, K, 3727

## Примечания к таблице

- 2a — NGC 1. Согласно [4]  $V_0 = 4701$ .
- 21b — Эмиссионные линии наклонены из-за вращения.
- 25 — IV Zw 39.
- 29 — VV 347, Agr 119. Для  $\alpha$ -компонента второй спектр получен в области пересечения северного спирального рукава со струей, направленной на эллиптический компонент; эмиссии у  $\alpha'$  расщеплены. Согласно [5]  $V_{0a} = 14668$ ,  $V_{0b} = 14569$ .
- 43 — Одиночная галактика с узлом спирального рукава к северу от ядра.
- 47 — VV 122, Agr 126.  $V_{0a} = 5472$  [4].
- 50 — Одиночная галактика со сгущением в южном рукаве.
- 65b — Ядро галактики, по-видимому, одиночной;  $\alpha$ -компонент — западное сгущение в спиральной структуре.
- 67 — V Zw 233. Содержащееся в [6] утверждение о сейфертовской природе обеих галактик ошибочно.
- 82 — Лучевая скорость, обозначенная символом (:), может содержать грубую ошибку из-за недодержки спектра.
- 83 — VV 331, Agr 118. Между компонентами имеется кольцеобразное образование [7]. Посредством «b'» обозначен узел в кольце на расстоянии  $9''$  к западу от b-компонента.
- 93 — VV 729, III Zw 55.  $V_{0b} = 7378$  [8]. По обе стороны ядра b-компонента на расстоянии  $3''$  видны компактные сгущения.
- 94a — Имеет внешний ринг. Возможно, это оптическая пара.
- 97 —  $\alpha$  — центральное тело галактики,  $\alpha'$  — южное сгущение, b — северное сгущение с проектирующейся на него звездой.
- 112 — VII Zw 6d.
- 123 — Тесная пара галактик. Большая разность скоростей не подтверждается новыми наблюдениями:  $V_{0a} = 4273$ ,  $V_{0b} = 4057$  [5].
- 128b — Согласно [9]  $V_0 = 4640$ .
- 136 — Имеет расщепленное ядро.
- 137 — VV 539. Согласно [5]  $V_{0a} = 3918$ ,  $V_{0b} = 3927$ .
- 160 —  $V_{0a} = 2986$ ,  $V_{0b} = 3760$  [5]. Оптическая пара.
- 506 — VV 89, Agr 32.  $\alpha'$  — узел в северной части «a» на  $3''$  к западу от проектирующейся звезды.

- 515b — Имеет компактное ядро.  
 526a —  $V_0 = 3127, 3205$  [4].  
 535 — VV 569. Между компонентами проектируется звезда.  
 575 — Agr 298. a — сейфертовская галактика NGC 7469. Согласно [9]  $V_{0a} = 5015$ ,  $V_{0b} = 5083$ . По данным [4]  $V_{0a} = 5053$ .  
 579 — Согласно [10]  $V_{0a} = 10193$ ,  $V_{0b} = 10255$ . «b» означает узел спирального рукава в «b».  
 58c — VV 314. Agr 46. «a» взаимодействует со слабым северо-восточным спутником. Большая разность скоростей подтверждается новыми наблюдениями:  $V_{0a} = 5542$ ,  $V_{0b} = 3994$  [5].  
 586 — 3C 465, ярчайшие члены скопления Эйбелл 2634. Согласно [11]  $V_{0a} = 9259$ ,  $V_{0b} = 8159$ . Судя по широкому профилю абсорбций «a» имеет большую массу.  
 598 — VV 255, Agr 262.  
 599 — Пара компактных галактик близких размеров и яркостей. На Паломарской карте как будто видна очень слабая общая оболочка. Большая разность скоростей весьма неожиданна, хотя и подтверждается новыми наблюдениями:  $V_{0a} = 11385$ ,  $V_{0b} = 8767$  [5].  
 600 — Широкая пара очень компактных галактик.  
 602 — VV 226, Agr 112.

лучевых скоростей компонентов и внутренняя ошибка измерения разности в км/сек, 6 — проекция расстояния между компонентами в клс при постоянной Хаббла  $H = 75$  км/сек Мпс, 7 — интегральная светимость пары в солнечных единицах с учетом галактического поглощения и К-поправки, 8 — отношение орбитальной массы к светимости в солнечных единицах, вычисленное в предположении круговых движений компонентов, 9 — несмещенная оценка отношения массы к светимости с учетом ошибки измерения разности лучевых скоростей. Отрицательные величины  $f_c$  соответствуют случаям, когда  $\Delta V^2 < \pm 2V_0$ .

Как показывает анализ, большинство пар с отношением массы к светимости  $f_c > 100 f_s$  является, по-видимому, результатом случайного соседнего расположения на небе галактик «поля» или же членов групп и скоплений. Исключая семь таких пар (№ 2, 94, 123, 160, 515, 586, 599), для остальных пар из табл. 2 имеем среднее значение отношения массы к светимости  $\langle f_c \rangle = 8.7 \pm 2.8 (f_s)$ , что хорошо согласуется с оценками, необходимыми по вращению отдельных галактик.

Отметим некоторое систематическое различие между оценками  $\langle f_c \rangle$  для пар с разным морфологическим составом компонентов:  $\langle f \rangle_{SS} = 6.7 \pm 3.5$  ( $n = 20$ ),  $\langle f \rangle_{ES} = 8.3 \pm 6.4$  ( $n = 13$ ) и  $\langle f \rangle_{EE} = 19.5 \pm 8.0$  ( $n = 4$ ).

Среди рассмотренных пар часто встречаются галактики высокой светимости, в пять и более раз превосходящие светимостью нашу Галактику. Это обстоятельство, по-видимому, не является случайным.

Таблица 2

СРГ №	Тип	Взаимод.	$V_0$ (км/сек)	$\Delta V = V_{21}$ (км/сек)	$X$ (кпс)	$L, 10^{16} L_{\odot}$	$f/f_{\odot}$	$f'_{\odot}$
2	SS	---	6156	-2883 40	45.4	8.7	3400	3396
6	SE	ATM	5294	-113 78	13.4	1.6	8.4	4.4
9	SS	ATM	5332	20 37	15.3	1.3	0.4	-0.9
19	ES	ATM	5440	199 84	11.8	5.1	7.2	5.9
21	SS	---	12654	-367 63	34.4	10.8	33.9	32.9
25	EE	ATM	5279	-450 60	2.7	2.0	21.2	20.8
29	SE	DIS	14648	-595 205	51.5	16.0	90.0	79.3
34	SS	DIS	5900	-7 36	25.6	2.4	0.04	-1.1
38	SE	---	5300	99 67	106	6.8	12.0	6.5
47	SS	ATM	5624	-76 49	9.2	3.0	1.4	0.8
67	SS	---	10274	-45 14	31.8	10.4	0.5	0.4
70	SS	LIN	7376	-39 35	9.2	2.4	0.5	0.1
82	SS	DIS	9359	136 107	13.1	5.6	3.4	1.3
83	ES	ATM	8552	-342 103	23.6	15.3	14.2	13.0
93	ES	ATM	7400	36 112	6.0	2.9	0.2	-1.8
94	SS	---	6744	-159 105	465	2.4	384	216
97	SS	LIN	860	-89 76	3.3	0.16	12.8	11.7
112	SS	---	3292	-25 27	9.7	2.7	0.2	0.0
118	ES	LIN	4890	-54 40	36.6	8.3	1.0	0.5
119	SS	LIN	5020	-77 63	11.9	4.5	1.2	0.4
123	SE	DIS	4546	749 96	6.4	1.5	188	185
124	SS	LIN	6203	150 30	9.6	2.6	6.6	6.3
128	ES	---	4574	-51 102	236	9.2	5.2	-15.8
130	ES	LIN	6884	3 17	14.1	2.7	0.0	-0.1
136	SS	LIN	9797	16 140	37.9	16.1	0.0	-3.6
137	SS	DIS	3926	-103 34	7.0	0.8	7.4	6.6
145	EE	ATM	6844	-307 84	9.6	5.0	14.9	13.8
150	SS	---	4684	-162 105	99.5	4.4	46.5	27.0
155	ES	DIS	7439	42 78	9.5	3.4	0.4	-0.9
160	SS	---	3382	-708 45	17.5	2.3	297	296
506	SS	LIN	1344	143 79	3.6	0.13	46.1	32.1
515	SS	DIS	6865	-420 109	47.4	2.4	276	257
526	SE	DIS	3089	88 71	27.7	3.3	5.1	1.8
535	SS	DIS	5749	-146 67	5.4	2.6	3.4	2.7
538	SS	LIN	7748	-29 36	37.0	12.0	0.2	-0.1
575	SS	DIS	5152	-137 58	26.4	6.7	5.8	4.8
579	ES	DIS	10084	-152 67	39.1	6.7	10.6	8.5
586	SS	DIS	4805	1342 106	50.0	4.9	1447	1439
588	EE	ATM	8832	833 108	8.6	9.7	48.5	47.7
593	SS	DIS	5472	12 58	42.2	2.1	0.2	-5.2
598	SS	ATM	1983	104 26	5.4	0.23	20.0	18.8
599	EE	ATM	10214	-2499 80	27.4	4.2	3200	3196
600	EE	---	7161	22 48	75.6	2.3	1.2	-4.7
602	ES	LIN	4966	183 81	16.8	4.0	11.2	9.0

Представленные данные не обнаруживают заметного увеличения орбитальных масс двойных галактик при переходе от тесных пар к широким, что ожидалось бы при наличии вокруг компонентов пар массивных невидимых коронок.

Следует подчеркнуть, что рассмотренная выборка двойных галактик составляет малую часть ( $\sim 7\%$ ) всего каталога [3] и не является репрезентативной. Поэтому мы ограничились только краткими выводами из данных табл. 2. Развернутое исследование полной выборки пар с учетом различных эффектов селекции критерия пары будет приведено в отдельной работе по результатам систематического измерения лучевых скоростей двойных галактик на 6-метровом телескопе.

Один из авторов (И. К.) выражает глубокую признательность дирекции обсерваторий Хэйла за оказанное ему гостеприимство и возможность наблюдать на 200" телескопе.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР,  
Обсерватории Хэйла, Калифорнийский  
технологический институт

## RADIAL VELOCITIES AND MASSES FOR 44 BINARY GALAXIES

I. D. KARACHENTSEV, W. L. W. SARGENT, BARBARA ZIMMERMANN

Radial velocities are presented for components of 44 pairs of galaxies using observations with the 200" telescope. The mean mass-to-luminosity ratio for the binaries,  $f_* = 8.7 \pm 2.8 f_{\odot}$ , agrees with a normal rotational value.

### ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Turner, Report IAU Colloq. No. 37, Paris, 1976, p. 337.
2. I. D. Karachentsev, Report IAU Symp. No. 79 "The Large Scale Structure of the Universe", 1978, p. 11.
3. И. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик северного неба; Сообщ. САО АН СССР, 7, 3, 1972.
4. V. Afanasjev, I. Karachentsev, P. Notni, Astron. Nachr., 296, 233, 1975.
5. И. Д. Караченцев (в печати).
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 377, 1975.
7. И. П. Костюк, Сообщ. САО АН СССР, 13, 45, 1975.
8. W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.
9. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, Austin, 1964.
10. G. Chincarini, H. Rood, P.A.S.P., 88, 388, 1976.
11. D. C. Jenner, Ap. J., 191, 55, 1974.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

### КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. X\*

Ф. В. БАИЕР, Г. ТИРШ

Поступила 17 сентября 1978

Приводится десятый список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением предшествующих списков [1—9]. В список вошли 15 новых объектов этого класса, найденных на картах Паломарского атласа в зоне  $+24^\circ$ . К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа и красных лучей.

Данный список является продолжением опубликованных ранее списков компактных групп компактных галактик [1—9]. В эти списки вошли 362 такие группы. Настоящий список содержит 15 новых групп этого класса, найденных на картах Паломарского атласа в зоне  $+24^\circ$ . Принятые для внесения в список критерии были уже приведены в предыдущих работах [1, 2, 10, 11].

Данные об обнаруженных 15 компактных группах компактных галактик приводятся в табл. 1. В столбцах таблицы последовательно даны: 1 — порядковый номер группы; 2 и 3 — экваториальные координаты, которые даны с точностью  $0^m 1$  для прямых восхождений и  $1'$  для склонений; число галактик, входящих в группу; 5 — размеры группы в минутах дуги; 6 — коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

\* Работа выполнена в рамках программы обмена между Бюраканской астрофизической обсерваторией АН Армянской ССР и Центральным институтом астрофизики АН ГДР.

Таблица 1

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП  
КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК X

№	Координаты		n	Диаметр	ρ
	α <sub>1950</sub>	δ <sub>1950</sub>			
363	0 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup>	+23 0'	9	1.8	0.4
364	0 18 22	22 24	7	0.8	0.6
365	1 8 34	22 37	7	1.2	0.6
366	2 9 8	21 18	6	1.4	0.5
367	8 58 48	21 54	5	1.0	0.6
368	9 12 32	21 43	5	0.6	0.8
369	9 37 52	22 44	7	1.6	0.5
370	9 47 30	23 30	8	1.1	0.6
371	11 40 53	22 11	5	0.9	0.4
372	11 44 13	24 25	6	1.4	0.5
373	12 22 50	25 46	8	2.6	0.3
374	13 13 33	21 42	5	1.3	0.4
375	13 45 9	21 24	11	2.0	0.4
376	13 54 12	23 36	8	1.9	0.5
377	14 27 52	22 36	5	0.6	0.5

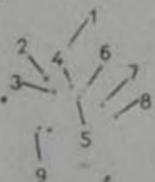
*Примечания к таблице*

- 363 — Группа со смешанным населением. Галактики № 2 и 3 не вполне компактные. Объект № 6 диффузный и голубой. Остальные объекты компактные и красные. Группа плохо изолированная, и в поле наблюдаются другие компактные галактики.
- 364 — Компактная группа компактных галактик. Объекты № 1 и 4 имеют звездное изображение. Все объекты красные. Группа хорошо изолированная.
- 365 — Группа изолированная. Объект № 6, по-видимому, спиральная галактика. № 1 и 2 имеют звездное изображение и очень красный цвет.
- 366 — Группа плохо изолированная. Объект № 1 — нейтральный. Остальные объекты компактные и красные, однако среди них могут быть звезды, проецирующиеся на область.
- 367 — Изолированная группа красных галактик. Объект № 1 — спиральная галактика. Остальные объекты — компактные.
- 368 — Все члены группы имеют красный цвет и более или менее компактные изображения.
- 369 — Все галактики, составляющие группу, красные и весьма компактные. Группа плохо изолированная и, возможно, является частью скопления.
- 370 — Плохо изолированная группа красных галактик. Объекты № 7 и 6 — диффузные, № 5 — не вполне компактная галактика. Остальные объекты — компактные. № 6 имеет звездное изображение.
- 371 — Объект № 5 слабый и диффузный. Остальные объекты — компактные. Группа компактная и довольно изолированная.

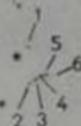
# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

Север сверху, восток слева. Масштаб 1 мм = 8."9.

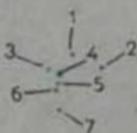
363



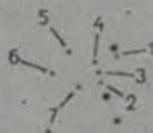
364



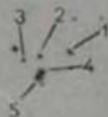
365



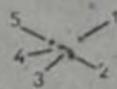
366



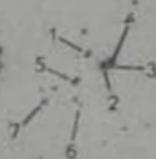
367



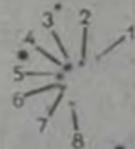
368



369



370



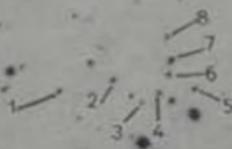
371



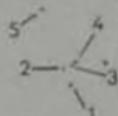
372

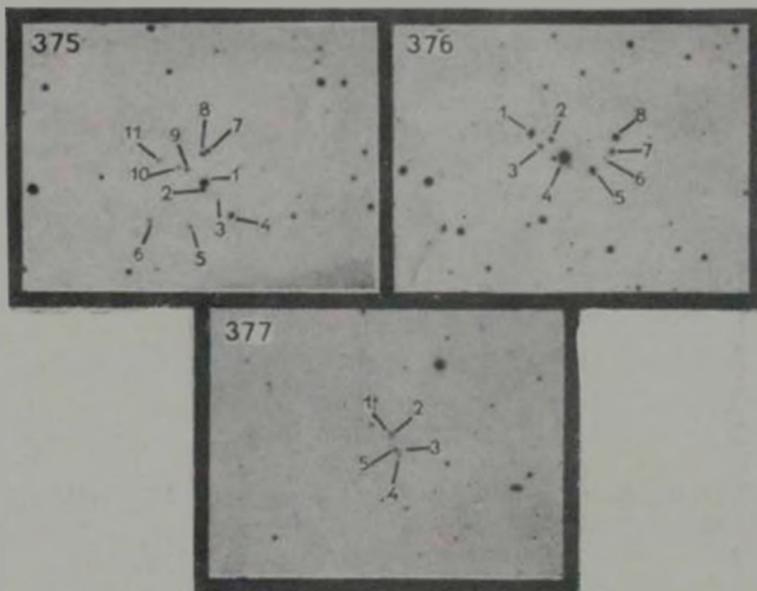


373



374





К ст. Ф. Байера, Г. Тирша

- 372 — Объект № 2 — вытянутый, № 6 — диффузный. Остальные объекты компактные. Все члены группы красные. К югу от группы наблюдается фон из слабых галактик.
- 373 — Галактики № 1 и 7 вытянутые. Остальные объекты компактные. Все галактики имеют красный цвет. Группа плохо изолированная и может оказаться частью более широкого скопления.
- 374 — Изолированная группа красных компактных галактик. Только объект № 5 — слабый и диффузный.
- 375 — Группа плохо изолированная. Галактики № 5 и 6 слабые и диффузные. Остальные объекты компактные.
- 376 — Галактики № 1 вытянутая, № 4 — имеет ореол. Остальные объекты — красные компактные галактики. Группа изолированная.
- 377 — Группа отдаленных галактик, возможно, центральная область отдаленного скопления. Все галактики красные.

Авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну, а также сотрудникам Бюраканской астрофизической обсерватории Р. К. Шахбазян и М. Б. Петросян за дискуссию при выборе объектов, вошедших в список.

Центральный институт  
астрофизики АН ГДР

## COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. X

F. W. BAIER, H. TIERSCH

The tenth list of compact groups of compact galaxies is presented. The list contains data on 15 new objects of this class. The identification charts for all of these groups are given.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 497, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 13, 1974.
3. Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 10, 327, 1974.
4. М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 471, 1974.
5. Ф. В. Байер, Г. Тирш, *Астрофизика*, 11, 221, 1975.
6. Ф. В. Байер, Г. Тирш, *Астрофизика*, 12, 7, 1976.
7. Ф. В. Байер, Г. Тирш, *Астрофизика*, 12, 409, 1976.
8. Ф. В. Байер, Г. Тирш, *Астрофизика*, 14, 279, 1978.
9. М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 14, 631, 1978.
10. В. А. Амбарцумян, Н. С. Арп, А. А. Нoug, L. V. Mirzoyan, *Astrofizika*, 11, 193, 1975.
11. H. Tiersch, *Astron. Nachr.*, 279, 301, 1976.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

## NGC 1275 — ПАРА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

А. П. МЕТИК, И. И. ПРОНИК

Поступила 16 октября 1978

Пересмотрена 14 декабря 1978

Получены новые данные, касающиеся структуры и природы peculiarной галактики NGC 1275. Исследованы спектры двух деталей и газа вблизи ядра NGC 1275 (см. рис. 1 и 2). Спектральный материал получен на спектрографе с ЭОП на 6-м телескопе. Спектр поглощения детали, расположенной к северо-востоку от ядра NGC 1275 на расстоянии примерно  $7''$ , соответствует спектру системы, имеющей лучевую скорость  $+5400$  км/сек относительно ядра NGC 1275. Эмиссионный спектр этой детали содержит линии H и O многокомпонентной структуры. Самые яркие компоненты этих линий имеют лучевые скорости порядка  $-700 + 600 + 3000$  и  $+4900$  км/сек относительно ядра NGC 1275. Сделано предположение, что исследованная деталь является ядром спиральной галактики позднего типа, которая была открыта Минковским в системе NGC 1275.

Гигантская эллиптическая галактика NGC 1275 является ядром скопления галактик в созвездии Персей и обладает большим количеством особенностей, которые делают ее загадкой природы, несмотря на непрерывный поток наблюдательной информации. Эта галактика одновременно является: 1 — ярчайшей радиогалактикой в созвездии Персей (Per A), 2 — центром области рентгеновского излучения в этом же созвездии, 3 — обладает ядром сейфертовского типа 4 — содержит две системы газа, размеры которых сравнимы с размерами галактики NGC 1275, а лучевые скорости газа и галактики отличаются на  $3000$  км/сек. Отдельно каждую из особенностей (1—3) можно найти и в других галактиках, но в NGC 1275 они наблюдаются все вместе. А четвертая особенность (она была открыта в 1957 г. Минковским [1]) — явление феноменальное. Из спектральных наблюдений Минковского следовало, что одна система газа симметрично покрывает тело галактики NGC 1275, а наиболее яркие части второй системы газа располагаются северо-западнее ядра NGC 1275 (как показано на рис. 1).

Лучевая скорость первой системы газа равна лучевой скорости галактики NGC 1275, а второй системы — больше на  $+3000$  км/сек. Высокоскоростной газ принято называть газом Минковского. Сам Минковский интерпретировал свои наблюдения как свидетельство существования двух сталкивающихся галактик. Высокоскоростной газ, по его мнению, принадлежит спиральной галактике позднего типа, которая видна почти с ребра и расположена по лучу зрения ближе к наблюдателю, чем гЕ-галактика. Спиральную галактику называют L-галактикой (Late type spiral). В сильно раздробленных кусках спиральных ветвей L-галактики Минковский наряду с излучением в линии H, наблюдал детали, светящиеся в непрерывном спектре, и клочки пыли, поглощающие свет гЕ-галактики.

Скорости обеих систем газа подробно исследованы Бербиджами [3]. Они считают, что такое распределение скоростей в системах газа можно интерпретировать в рамках гипотезы выброса газа из активного ядра галактики NGC 1275.

В. И. Проник [4], проанализировав все данные наблюдений [1] и [3], пришел к выводу, что Минковский был прав: на NGC 1275 летит галактика, богатая газом, пылью и молодыми звездами. Газ L-галактики — низковозбужденный, как в газово-звездных образованиях нашей Галактики. По степени возбуждения он не похож на светящийся газ, разлетающийся после взрыва в галактике M82.

На рис. 1 в юго-восточной части галактики NGC 1275, на периферии видна слабая петля. Лучевые скорости газа по отношению к ядру NGC 1275 в этом районе равны—570 км/сек. По мнению В. И. Проника, это место может быть областью взаимодействия двух галактик: газ, связанный с NGC 1275, движется по направлению к соседней L-галактике. Определенный градиент скорости по поверхности L-галактики позволяет заподозрить в ней следы вращательного движения [4].

Обе системы газа NGC 1275 на фотографиях, полученных Линдсом с интерференционными фильтрами в 1970 г., по структуре напоминают Крабовидную туманность [5].

Юнг, Робертс и Саслоу, наблюдавшие NGC 1275 в линии водорода на 21 см, открыли поглощение в этой линии, связанное с газом Минковского [6]. Малая дисперсия скоростей этого газа говорит о том, что он распределен в тонком слое по лучу зрения.

В последнее время явление двух систем газа изучается довольно активно. Для объяснения его и связанных с ним особенностей, наряду с гипотезой сталкивающихся галактик и гипотезой взрыва обсуждается и гипотеза случайного наложения [7—11]. Адамс [9] наблюдал спектры сгущений обеих систем газа и считает, что сгущения высокоскоростного газа связаны с горячими звездами, а низкоскоростного — нет. Последний может возбуждаться синхротронным или рентгеновским излучениями, наблюдае-

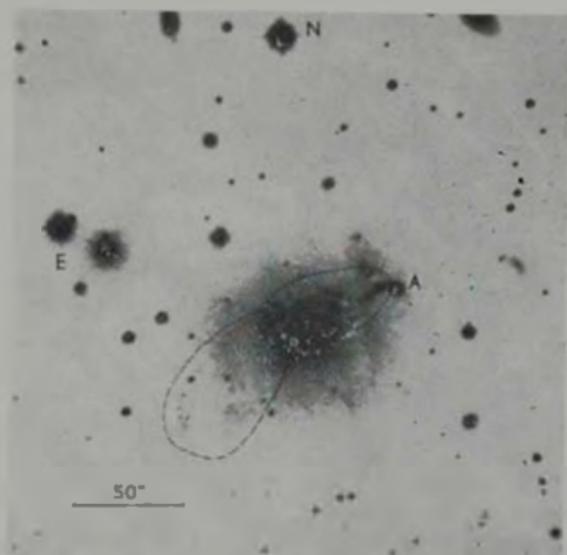


Рис. 1. Фотография галактики NGC 1275, скопированная из [2] (снимок Бааде и Минковского). Звезда А — для отождествления из [3], о — ядро NGC 1275, × — предполагаемое ядро L-галактики (см. текст). Сплошной линией очерчена область наибольшей яркости газа Минковского; пунктирной — предполагаемый район, занятый разрушенной петвью L-галактики.

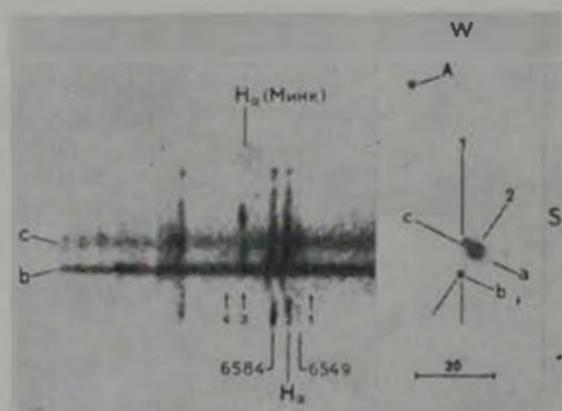


Рис. 2. Справа — копия фотографии центральной области NGC 1275, опубликованной в [3] Бербидами. А — звезда для отождествления из [3]. «а» — ядро NGC 1275, «b» и «с» — детали в центральной области NGC 1275. Прямыми № 1 и № 2 показаны положения щели во время наблюдений. Слева — спектр излучения центральной области NGC 1275, полученный при положении щели № 1. Отмечены эмиссионные линии и системе газа, связанного с NGC 1275, и газа Минковского. Стрелками 1—4 показаны положения узелков в спектре детали «b» (см. текст).

К ст. А. П. Метих, И. И. Проник

мыми в галактике NGC 1275. Адамс защищает гипотезу Минковского. Ван ден Берг [11], тщательно проанализировав данные наблюдений, пришел к выводу, что галактики E и L случайно спроектированы на луче зрения. По его мнению, слабым местом в гипотезе сталкивающихся галактик является отсутствие ядра у L-галактики. Сторонники гипотезы Минковского гегерь разделились на два лагеря: одни считают, что сталкивающиеся галактики генетически связаны [4], другие — что L-галактика является «интервенткой» [10].

Мы исследовали NGC 1275 методом многоцветной фотометрии [12] и обнаружили, что вблизи ее ядра имеется звездообразный объект, распределение энергии в спектре излучения которого не похоже на распределение энергии в спектре одиночной звезды. На рис. 2 этот объект обозначен буквой «b». Было высказано предположение, что этот объект является спутником NGC 1275. Нас еще заинтересовала голубая деталь около ядра NGC 1275, открытая Бербиджами [3] (деталь «с» на рис. 2). Согласно многоцветной фотометрии, деталь «с» имеет максимум излучения в сине-зеленой области спектра, как у звезд класса A или выброса, наблюдаемого около ядра галактики NGC 4486. Голубое образование — спутник — явление необычно для эллиптических галактик и заслуживает детального изучения. С целью подробного исследования деталей «b» и «с» были проведены специальные спектральные наблюдения.

*Наблюдательный материал* был получен В. А. Афанасьевым 12—15 января 1977 г. в прямом фокусе 6-м телескопа со спектрографом UAGS. На рис. 2 показаны положения щели спектрографа во время наблюдений. Для регистрации спектров использовался трехкаскадный ЭОП УМ-92. Рабочая дисперсия 93—98 Å/мм в области спектра 3500—7300 Å. Спектры фотографировались на эмульсии А-600. Рабочий спектральный интервал перекрывался тремя спектрограммами, полученными при разных углах поворота дифракционной решетки. Для исследования природы слабых образований вблизи ядра NGC 1275 из всего имеющегося материала было использовано 25 спектрограмм детали «b», 8 спектрограмм детали «с» и 13 спектрограмм ядра галактики «a» (рис. 2). Длительность экспозиций при положении щели № 1 и № 2 — 15—20" и 40"–15" соответственно.

12 января 1977 г. было получено также 11 спектрограмм звезды сравнения  $i$  Per (G4V,  $V - 4^m05$ ,  $B - V = +0^m71$ ,  $U - B = +0^m60$  [13]) через нейтральный фильтр с экспозициями 2–30' в разных участках спектра. 14 и 15 января С. Нензвестный вел патрульные фотоэлектрические наблюдения ядра NGC 1275 в системе UVB с диафрагмой 28" на телескопе «Цейсс-600». При этом он не обнаружил изменений яркости этого ядра, превышающих  $0^m1$  [14].

К нашему материалу мы присоединили спектр, любезно предоставленный в наше распоряжение Хербигом, который он получил на Ликской обсерватории 12 октября 1964 г. при положении щели № 2 с дисперсией 370 Å/мм на эмульсии типа 103аF в спектральном участке 5100—6900 Å.

Все выбранные спектры были измерены на регистрирующем микрофотометре с ФЭУ. Построенные регистрограммы использовались для анализа линейчатого и непрерывного спектров деталей «b» и «c». Распределение энергии в непрерывном спектре излучения деталей определялось двумя способами: 1) — по сравнению с распределением энергии в непрерывном спектре излучения ядра галактики NGC 1275 и 2) — по сравнению с распределением энергии в излучении звезды  $\gamma$  Per. Распределение энергии в спектре излучения ядра галактики NGC 1275 принято согласно определению Андерсона [15], звезды  $\gamma$  Per — по Харитонову и др. [13]. Данные Андерсона о непрерывном спектре ядра NGC 1275 относятся к 1966—1967 гг. Чтобы оценить величину возможной ошибки, которую надо ожидать из-за переменности ядра, мы воспользовались данными фотовольтрических наблюдений Лютого [16] этого ядра в системе UVV, 11 января 1977 г. Результаты определения и анализа распределения энергии в спектрах излучения деталей «b» и «c» и их линейчатого спектра приведены ниже. Расстояние до галактики NGC 1275 принято согласно определению Бербиджей 72 Mpc ( $1'' = 350$  pc) [3].

Деталь «c» имеет дугообразную форму, размер ее  $3,5 \times 1,0$  ( $1200 \times 350$  pc), находится она на расстоянии  $\sim 3''$  ( $\sim 1000$  pc) от ядра NGC 1275. Спектр детали в красной области показан на рис. 2, регистрограммы всего исследованного участка спектра — на рис. 3. Из этих рисунков следует, что деталь «c» содержит звезды ранних спектральных классов: в ультрафиолете видны линии поглощения серии Бальмера и эмиссионная линия 3727 Å [O II], линия поглощения K Ca<sup>2</sup> значительно слабее бленды H + H<sub>2</sub> (рис. 3а). Красное смещение всех этих линий в спектре детали «c» равно красному смещению галактики NGC 1275 (лучевая скорость  $\sim 5200$  км/сек). Такое же красное смещение у линий H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и H<sub>2</sub> (рис. 3б). Каждая из этих линий имеет эмиссионный компонент, наложенный на линию поглощения. Возможно, что и более высокие члены серии Бальмера в спектре детали «c» (на рис. 3а они видны в поглощении) несут следы эмиссионных компонентов.

На спектре излучения детали «c» (рис. 3б) видны две пары эмиссионных линий [O III] N<sub>1</sub> и N<sub>2</sub>. Одна пара обладает красным смещением, соответствующим лучевой скорости 5200 км/сек, а другая — 8200 км/сек. Первая излучается газом, связанным с галактикой NGC 1275, а вторая — газом Минковского. Из рис. 3в видно, что в красной области спектра излучения детали «c» нет заметных абсорбционных линий, но имеется эмиссия

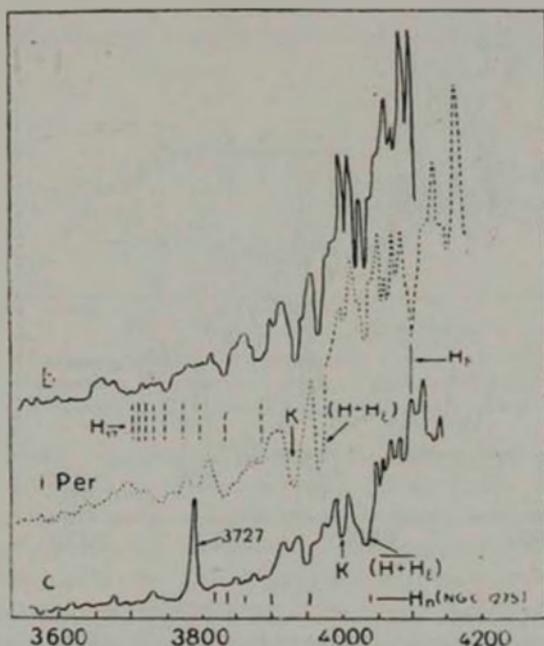


Рис. 3а. Регистрограммы спектров деталей «b» и «с». Фиолетовая область спектра. Сплошными вертикальными линиями показаны положения линий бальмеровской серии в системе, связанной с NGC 1275. Пунктиром показана регистрограмма звезды Per (G4 V). Вертикальные пунктирные прямые показывают положение бальмеровских линий в системе, связанной с наблюдателем.

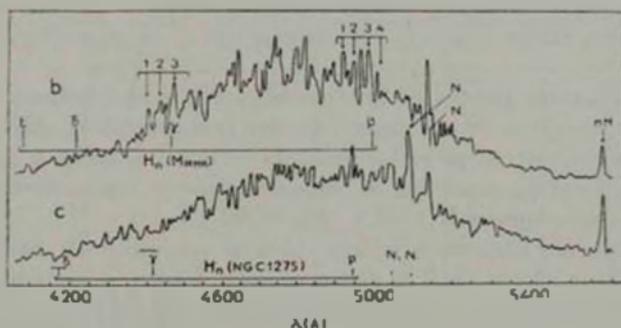


Рис. 3б. Регистрограммы спектров деталей «b» и «с». Синие-зеленая область спектра. Ряд вертикальных линий внизу соответствует положению бальмеровских линий и линий  $N_1$  и  $N_2$  [O III] в системе, связанной с NGC 1275; ряд линий вверх — то же для системы газа Минковского. Стрелки 1—4 означают то же, что на рис. 2.

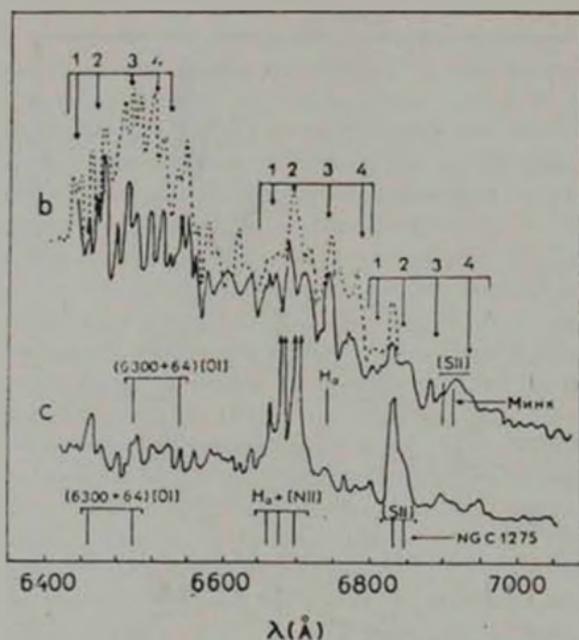


Рис. 3в. Регистрограммы спектров деталей «b» и «с». Красная область спектра. Внизу и сверху ряды вертикальных линий соответствуют положению спектральных линий в системах галактики NGC 1275 и газа Минковского. Пунктиром показана регистрограмма спектра, полученного Хербигом (см. текст). Стрелки 1—4 означают то же, что на рис. 2.

[O I] 6300+64 Å, сильная эмиссия в линиях  $H_{\alpha}$ , [N II] 6549+84 Å и [S II] 6717+31 Å. Красное смещение этих линий свидетельствует о том, что они возникают в газе, связанном с галактикой NGC 1275. На спектре детали «с» можно также заметить след эмиссии  $H_{\alpha}$ , излучаемой газом Минковского.

Таким образом, анализ спектральных линий в излучении детали «с» свидетельствует о том, что она принадлежит галактике NGC 1275 и содержит большое количество звезд ранних спектральных классов и диффузных туманностей. Спектральный тип ее, определенный по отношению интенсивностей линий поглощения К и  $H + H_{\alpha}$ , — А2.

Распределение энергии в спектре детали «с» получено двумя способами и показано на рис. 4. Как видно из рис. 4, расхождения в определениях находятся в пределах ошибок фотографического метода. Оба метода дают «горбатое» распределение энергии в непрерывном спектре излучения детали «с», характерное для сложных спектров внегалактических объектов. «Горб» в красной области спектра обусловлен звездами поздних спектральных классов, а в голубой — наличием ранних звезд. Таким образом, рас-

пределение энергии в спектре детали «с», так же, как и ее линейчатый спектр, свидетельствует о присутствии в ней скопления ранних голубых звезд.

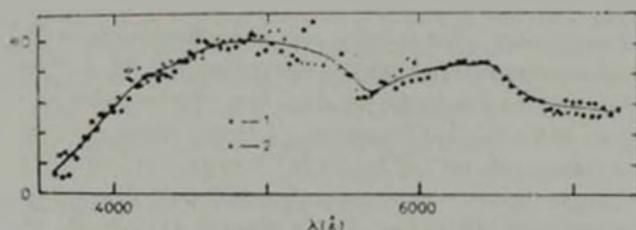


Рис. 4. Распределение энергии в непрерывном спектре детали «с», полученное по относительным измерениям; в качестве спектра сравнения использовались спектры 1) — детали «b» и ядра NGC 1275, 2) — звезды  $\epsilon$  Per.

Распределение энергии в спектрах звездных и газовых образований удобно анализировать в фотометрической системе UBV. Поэтому для детали «с» были получены показатели цвета, видимая и абсолютная звездные величины в этой системе. Показатели цвета получены по распределению энергии, приведенному на рис. 4, видимая звездная величина — по средним относительным интенсивностям детали «с» и ядра галактики в диапазоне длин волн 5400—5600 АА и величине ядра галактики, приведенной Лютым для 11 января 1977 г. [16]. При вычислении использовались также наблюдения ядра NGC 1275 в разных диафрагмах [17]. Полученные показатели цвета и звездные величины приведены в табл. 1. Здесь же для

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ДЕТАЛЕЙ «с» И «b»

Объект	V	B-V	U-B	$m_V$ [12]	$S_p$	$M_V$
Jr	18 <sup>m</sup> 0	+1 <sup>m</sup> 00	+0 <sup>m</sup> 41	17 <sup>m</sup> 8	A2	-16 <sup>m</sup> 3
«с» интегр.	18.5	+0.60 (+0.37)*	+0.90 (+0.95)*		A2	-15.8
A2 V		+0.05	+0.06			
A2 I		+0.05	-0.19			
F0 V		+0.30	+0.02			
F0 I		+0.20	+0.16			

\* — показатели цвета с учетом красного смещения.

сравнения приведены нормальные показатели цвета некоторых звезд из книги Страйжиса [18], которые использованы при обсуждении. Сравнение показателей цвета детали «с», исправленных за красное смещение, с нор-

мальными показателями цвета звезд А2 показывает, что деталь «с» состоит из звезд не только ранних, но и поздних спектральных классов. Из табл. 1 следует, что по абсолютной величине деталь «с» напоминает яркие сверхсосоунации, исследованные Саакян и Хачикяном [19].

Деталь «b» является компактным звездоподобным объектом. Красная область спектра излучения этой детали приведена на рис. 2. Регистрограммы 3-х участков спектра показаны на рис. 3а-в. Рассмотрим их последовательно, начиная с рис. 3а. Для сравнения на этом рисунке приведена регистрограмма спектра звезды  $\rho$  Peg (G4 V) и отмечено положение линий бальмеровской серии земного источника. Сопоставляя два верхних спектра на рис. 3а между собой, мы видим, что в спектре детали «b» имеются линии поглощения, положение которых совпадает с линиями  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $K\text{Ca}$ ,  $H_{\delta}$  и  $H_{\epsilon}$  земного источника. Создается впечатление, что деталь «b» является звездой нашей Галактики. Проанализируем ее спектр подробнее. Сначала мы определили спектральный класс детали «b» по эквивалентным ширинам линий поглощения  $W_{\lambda}$ . В качестве стандартных  $W_{\lambda}$  использованы эквивалентные ширины линий поглощения в спектрах звезд B9—G0, приведенные в работах Фениной [20, 21]. Имея в виду, что в нашей работе и работе Фениной использовалась разная спектральная дисперсия, мы опирались главным образом не на эквивалентные ширины, а на отношения эквивалентных ширин близких линий поглощения. В табл. 2 приведены результаты классификации. Из нее следует, что если деталь «b» является звездой нашей Галактики, то ее спектральный класс F0—F2.

Таблица 2  
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА  
ДЕТАЛИ «b» ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Критерии классификации	Спектральный класс
$\frac{W_K}{W_{H_{\beta}}} = 0.99$	F0
$\frac{W_K}{W_{H_{\gamma} + H_{\delta}}} = 0.75$	F0
$W_K = 7.0 \text{ \AA}$	F5 V или F1 II

Теперь рассмотрим сине-зеленый и красный участки спектра детали «b» на рис. 3б и 3в. Здесь мы не находим линий поглощения водорода  $H_{\beta}$  около  $\lambda$  4340 Å,  $H_{\gamma}$  около  $\lambda$  4861 Å и  $H_{\delta}$  около  $\lambda$  6563 Å, которые по интенсивности соответствовали бы линиям спектра звезды F0—F2. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения, которые могли бы быть при-

няты за  $H_2$  и  $H_1$  в спектре детали «b», с эквивалентными ширинами этих линий в спектре звезды  $i$  Per показывает, что линии поглощения в спектре детали «b» слабее соответствующих линий спектра звезды G4 V. Предполагаемая линия  $H_1$  в спектре детали «b» более чем в 2 раза слабее линии  $H_1$  в спектре  $i$  Per. В целом весь спектр детали «b» характеризуется тем, что эквивалентные ширины линий поглощения в нем уменьшаются при переходе от фиолетовой области спектра к красной. Таким образом, проведенный нами анализ спектра поглощения детали «b» показал, что в разных участках он соответствует спектрам звезд разных классов. При этом коротковолновый участок спектра похож на спектры звезд более ранних типов, а длинноволновый — более поздних. Этот факт говорит о том, что деталь «b» не является звездой нашей Галактики. Ее излучение имеет сложный спектр: в голубой области преобладает доля горячих звезд, а в красной — более холодных.

Рассмотрим теперь линии излучения в спектре детали «b», для чего вернемся к рисункам 3б и 3в. Мы видим здесь следы излучения линии  $H_1$ , а также яркие линии  $H_2$ ,  $N_1$  и  $N_2$  [O III], линию  $H_1$  — все они имеют лучевые скорости, равные скорости газа Минковского. При сопоставлении спектров излучения деталей «b» и «с» видно, что в первом ярче линии газа Минковского, а во втором — газа, связанного с NGC 1275. Этот факт наводит на мысль, что деталь «b» может быть звездным образованием, как-то связанным с газом Минковского. В пользу такого предположения говорят еще и следующие факты:

1. Поле скоростей газа, связанного с NGC 1275, размером  $14''$  ( $\sim 5000$  пс, см. рис. 2), искривлено около детали «b». В направлении на эту деталь отклонение скорости максимально и равно  $\approx +600$  км/сек. Создается впечатление, что в этом направлении система низкоскоростного газа пополняется за счет системы газа Минковского\*.

2. Линии излучения в спектре детали «b» имеют сложный контур: в каждой из линий  $H_1$ ,  $H_2$ , 6300 Å [OI] и  $H_1$  можно выделить по крайней мере 4 компонента, обозначенных цифрами 1—4 на рис. 2 и 3. Из рис. 3в хорошо видно, что эти компоненты наблюдаются как в спектре, полученном нами, так и в спектре, полученном Хербигом в 1964 г. Центры компонентов линии  $H_1$ , например, смещены относительно положения этой линии в спектре детали «с» на  $\Delta\lambda = -16$  Å,  $+14$  Å,  $+63$  Å и  $+107$  Å, что соответствует скоростям  $\sim 700$ ,  $+600$ ,  $+3000$  и  $4900$  км/сек относительно галактики NGC 1275. Точно такие же лучевые скорости имеют компоненты и других эмиссионных линий. Многокомпонентность эмиссионных линий говорит о том, что в направлении на деталь «b» имеется систе-

\* Подробное поле скоростей газа около деталей «b» и «с» будет рассмотрено в отдельной статье.

ма газовых облаков, обладающих широким диапазоном скоростей. Облако, излучающее компонент № 1, видимо, летит от NGC 1275 в сторону L-галактики (а, может быть, оно находится дальше NGC 1275 и летит на нее). Облако, излучающее компонент № 2, принадлежит системе низкоскоростного газа, но отличается от него по скорости на  $+640$  км/сек. Третье облако принадлежит газу Минковского, а четвертое имеет скорость, превышающую скорость последнего. Размер области, где наблюдается система облаков с разными скоростями около детали «b», не превышает  $3''$  ( $1000$  лс). Эту величину можно принять за ширину узкой вереницы облаков, расположенных между галактикой NGC 1275 и деталью «b».

Результаты анализа спектра детали «b» заставили нас заново пересмотреть отождествление его линий поглощения. В результате подбора величины красного смещения, при котором получилось бы разумное отождествление этих линий, мы нашли  $z = 0.0354$ , соответствующее лучевой скорости  $10\,600$  км/сек. Такая величина лучевой скорости не является неожиданной, если вспомнить, что лучевая скорость самого быстрого облака газа, имеющего положительную скорость в системе только что рассмотренной вереницы облаков, равна  $10\,100$  км/сек ( $+4900$  км/сек относительно ядра NGC 1275). Новая интерпретация линий поглощения в спектре детали «b» приведена на рис. 5. После соответствующего сдвига, линии в спектрах де-

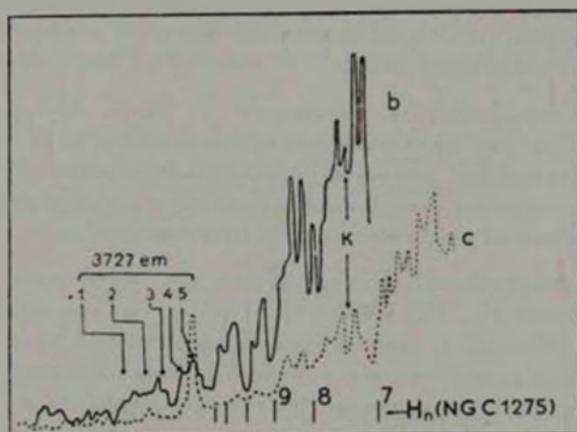


Рис. 5. Сопоставление спектров деталей «b» (при  $z = 0.0354$ ) и «с». Вертикальные прямые показывают положение линий бальмеровской серии, а стрелки—линии 3727 [O II], излучаемой: 1—4— системой облаков газа (см. текст). 5— газом, имеющим  $z = 0.0354$ .

талей «b» и «с» совпали не только по положению, но обнаружили сходство в относительных интенсивностях. Например, линия  $K \text{ Ca}^+$  оказалась слабее бленды  $\text{H} + \text{H}_\alpha$ , линия 3727 А [O II] видна в эмиссии, отношение ин-

тенсивностей подордных линий характерно для спектров внегалактических объектов, состоящих из звезд различных спектральных классов. В коротковолновой области спектра преобладает свет горячих, а в длинноволновой — холодных звезд.

Распределение энергии в непрерывном спектре детали «b», проведенном по узким участкам над линиями поглощения, показано на рис. 6, фотометрические характеристики приведены в табл. 1. Из рис. 6 видно, что оба метода определения непрерывного спектра дали одинаковый результат (точность определения — фотографическая, различие в кривых не превышает  $\pm 10\%$ ).

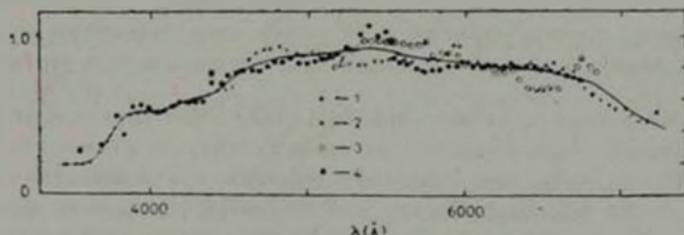


Рис. 6. Распределение энергии в непрерывном спектре детали «b» по относительным определениям; в качестве спектра сравнения использованы спектры излучения: 1, 3, 4 — ядра NGC 1275, 2 — звезды *i* Per (1, 2, 4 — по нашим спектрограммам, 3 — по спектрограмме, полученной Хербигом. Распределение энергии в спектре сравнения: 1, 3 — по [14], 2 — по [13], 4 — по [15]).

Сравнение непрерывного спектра детали «b» со спектрами звезд типа F непосредственно и по вычисленным показателям цвета, которые приведены в табл. 1, показало, что деталь не может быть звездой нашей Галактики. Таким образом, по фотометрическим характеристикам детали «b» мы получили тот же результат, что и по линейчатому спектру. По абсолютной величине деталь «b», как и «с», близка сверхассоциациям или ядрам галактик.

*Обсуждение результатов.* Полученные нами данные позволяют сделать некоторые новые заключения о строении и природе NGC 1275.

1. Предположение Минковского, что NGC 1275 — пара галактик, получает подтверждение: открытая им система газа и звезд, по-видимому, действительно является спиралью позднего типа сильно искаженной формы. Исследованная нами деталь «b» может быть ядром этой галактики. Относительная лучевая скорость ядер пары NGC 1275 составляет 5400 км/сек.

2. Пара NGC 1275 является взаимодействующей. Между членами пары располагаются газовые облака, имеющие лучевые скорости от

— 730 км/сек до + 4900 км/сек относительно E-галактики. Вереница облаков, видимо, имеет наибольший размер вдоль луча зрения: поперечный размер ее равен приблизительно 3" (или 1000 лс). Плотность и скорость газа в газовой перемычке пары NGC 1275 неравномерна в пространстве: скорости облаков на ее периферии соответствуют скоростям располагающихся там членов пары, а в середине имеют промежуточные значения.

3. Галактика NGC 1275, по-видимому, взаимодействует с L-галактикой не непосредственно через ядро, а через деталь «с». Через эту деталь, возможно, втягивается газ из газовой перемычки пары и создаются условия для его накопления и образования молодых голубых звезд. Не исключено, что часть газа от E-галактики течет в направлении L-галактики. Более определенное представление об этом может дать подробный анализ эмиссионных линий детали «b», имеющих многокомпонентную структуру.

4. Спиральная галактика пары NGC 1275 имеет пекулярную форму: ее предполагаемое ядро находится на краю вытянутого клочковатого образования. По-видимому, это результат действия приливных сил гигантской эллиптической галактики. Састры и Аллади [22] показали, что при взаимодействии двух галактик существенно разных масс возможно разрушение меньшей галактики даже при относительных скоростях в тысячи км/сек. Отсутствующая спиральная ветвь L-галактики NGC 1275 могла быть разрушена при активном взаимодействии членов пары. Возможное положение разрушенной ветви очерчено на рис. 1 прерывистой линией. В этом месте наблюдаются слабые образования клочковатой формы и упоминавшаяся ранее петля.

5. По вопросу о происхождении L-галактики существуют два мнения: а) галактики системы NGC 1275 связаны генетически [4]; б) L-галактика является «интервенткой» [10]. Как показал Ван ден Берг, предположение Рубин и др. неприемлемо, поскольку скопление галактик в Персее имеет всего одну спираль и вероятность столкновения ее с E-галактикой практически равна нулю [11].

Рассматривая физические параметры хорошо изученных пар галактик, мы обнаружили связь между разностями лучевых скоростей и показателями цвета членов пар [23]. Все исследованные нами пары разделились на три группы. На рис. 7 мы привели график для двух из них, содержащих пары галактик с разными показателями цвета. Сюда же мы нанесли данные для пары NGC 1275. Как видно из рисунка, она заняла крайнее положение на линии зависимости, соответствующей парам, у которых яркой является голубая галактика. Центральная галактика NGC 1275 — типа E и спектрального класса A [11] — вполне подходит сюда по своим характери-

стикам. Четкая зависимость, представленная на рис. 7, свидетельствует о генетической связи компонентов пар. Поэтому мы сделали предположение, что пара галактик NGC 1275 тоже связана происхождением.

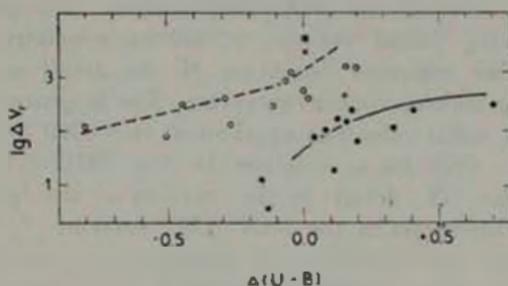


Рис. 7. Соотношение разность лучевых скоростей — разность показателей цвета для ближайших пар галактик (разность  $\Delta$  — величина яркого компонента — величина слабого). Кружки и точки — пары галактик из [23]; звездочка — пара NGC 1275 — деталь «в», крестик — NGC 1275 — газ Минковского.

Если дальнейшие исследования подтвердят это предположение, то появится возможность интерпретировать различия между двумя группами пар галактик, представленными на рис. 7. Пары, в которых яркой является голубая галактика (кружки на рис. 7), — сильно взаимодействующие или взаимодействовавшие в прошлом. В результате такого взаимодействия яркая галактика обогащается газом за счет слабого спутника и получает дополнительный материал для образования молодых голубых звезд. Пары, в которых яркой является красная галактика (точки на рис. 7), взаимодействуют слабо. Их яркий компонент эволюционирует как одиночная галактика.

Мы приносим благодарность В. А. Афанасьеву за получение спектров, В. А. Липовецкому и А. И. Шаповаловой за помощь в наблюдениях, Г. Хербигу — любезно предоставившему в наше распоряжение спектрограмму, Н. И. Меркуловой, В. Т. Жоголевой и Л. И. Филатовой за помощь в обработке и изготовлении рисунков.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## NGC 1275 IS A PAIR OF INTERACTING GALAXIES

L. P. METIK, I. I. PRONIK

New data concerning the structure and nature of peculiar galaxy NGC 1275 have been obtained. The spectra of two details and gas 4—1328

near the NGC 1275 nucleus (see fig. 1 and 2) have been investigated. Spectral material was obtained with the spectrograph and image tube on 6-m telescope. The absorption spectrum of the detail on NE side on the distance about 7" of the NGC 1275 nucleus corresponds to that of the system having radial velocity  $+5400 \text{ km/s}$  relative to the NGC 1275 nucleus. The emission spectrum of the detail contains the lines H and O, having multicomponent structure. The brightest components of these lines have radial velocities equal about to  $-700 \text{ km/s}$ ,  $+600 \text{ km/s}$ ,  $3000 \text{ km/s}$  and  $-4900 \text{ km/s}$ , relative to the NGC 1275 nucleus. It is supposed that the NE detail is the nucleus of the late spiral galaxy discovered by Minkowski in the NGC 1275 system.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Minkowski, IAU Symp. No. 4, ed. by H. C. van de Hulst, Cambridge University Press, 1957, p. 107.
2. W. Baade, R. Minkowski, Ap. J., 119, 215, 1954.
3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 142, 1351, 1965.
4. В. И. Проник, Звезды, туманности, галактики, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 246.
5. R. Lynds, Ap. J., 159, L151, 1970.
6. D. Young, M. Roberts, N. Saalaw, Ap. J., 185, 809, 1973.
7. G. A. Shields, J. B. Oke, P. A. S. P., 87, 879, 1975.
8. J. H. Oort, P. A. S. P., 88, 591, 1976.
9. T. E. Adams, P. A. S. P., 89, 488, 1977.
10. V. Rubin, W. Ford, Ch. Peterson, Ap. J., 211, 693, 1977.
11. S. van den Bergh, Liek obs. Bull., No. 765, 1977.
12. А. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 55, 188, 1976.
13. А. В. Харитонов, Е. А. Глушкова, А. Н. Князева, Н. Н. Морозова, В. Т. Ребристый, Т. В. Солодовникова, В. М. Терещенко, А. Д. Фришберг, Спектрофотометрические стандарты для наблюдения планет и комет и некоторые вопросы звездной спектрофотометрии. Алма-Ата, 1972.
14. С. Неизвестный, Астрон. цирк., № 1017, 1, 1978.
15. K. Anderson, Ap. J., 162, 743, 1970.
16. В. М. Лютый, Астрон. ж., (в печати), 1979.
17. В. М. Лютый, Кандидатская диссертация, ГАИШ, М., 1972.
18. В. Л. Струйжис, Многоцветная фотометрия звезд, Изд. Мокслас, Вильнюс, 1977, стр. 105.
19. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 11, 207, 1975.
20. Э. Н. Фенина, ПЗ, 20, 103, 1975.
21. Э. Н. Фенина, Астрономия и Астрофизика, 29, 33, 1976.
22. K. Sastry, S. M. Alladin, Astrophys. Space Sci., 46, 285, 1977.
23. А. П. Метик, И. И. Проник, Астрон. ж., 55, 249, 1978.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

### ВЗРЫВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЛАКТИКЕ NGC 1275

В. И. ПРОНИК

Поступила 2 октября 1978

Лучевые скорости газа вблизи ядра NGC 1275, полученные и опубликованные Е. М. и Дж. Р. Бербидж [1], позволяют выделить в центральной части основной галактики две системы газовых волокон или струй, свидетельствующих о существовании в прошлом в ядре NGC 1275 двух отдельных взрывов.

Системы волокон отличаются размером области, занятой волокнами, скоростью разлета волокон, направленностью взрыва и лучевой скоростью газового образования (взрывающегося тела) в момент его разлета. Различие в лучевых скоростях кинематических центров систем волокон составляет  $140 \pm 20$  км/сек.

Предполагается, что системы волокон образовались в результате взрывов двух тел, лучевые скорости которых в моменты взрывов отличались на 140 км/сек. Приводятся свидетельства существования в прошлом в NGC 1275 еще одного взрыва вне ядра, на расстоянии  $20''$  от последнего (позиционный угол центра взрыва  $\approx 60^\circ$ ).

В 1965 г. Е. М. и Дж. Р. Бербидж [1] опубликовали результаты наблюдений лучевых скоростей газа в центральной части галактики NGC 1275. Наблюдательный материал ими представлен в виде графиков, которые мы воспроизводим на рис. 1. На этих графиках для разных позиционных углов щели спектрографа приведена скорость газа по отношению к лабораторному стандарту, как функция углового расстояния от центра галактики ( $R$ ). Характерной особенностью всех графиков является линейная зависимость между лучевой скоростью газа и его угловым расстоянием от центра галактики, причем для каждого позиционного угла наблюдается несколько таких зависимостей с разным градиентом скорости в проекции на луч зрения. Это обстоятельство, а также скачки скорости вблизи ядра, наблюдаемые с изменением позиционного угла щели спектрографа (последняя всегда пересекала ядро галактики), привели авторов статьи [1] к выводу о центральном взрыве и радиальном истечении газа из ядра NGC 1275 в виде струй или вытянутых вдоль радиуса галактики волокон.

Можно полагать, что каждому из отрезков прямых, приведенных на рис. 1, соответствует отдельная струя газа.

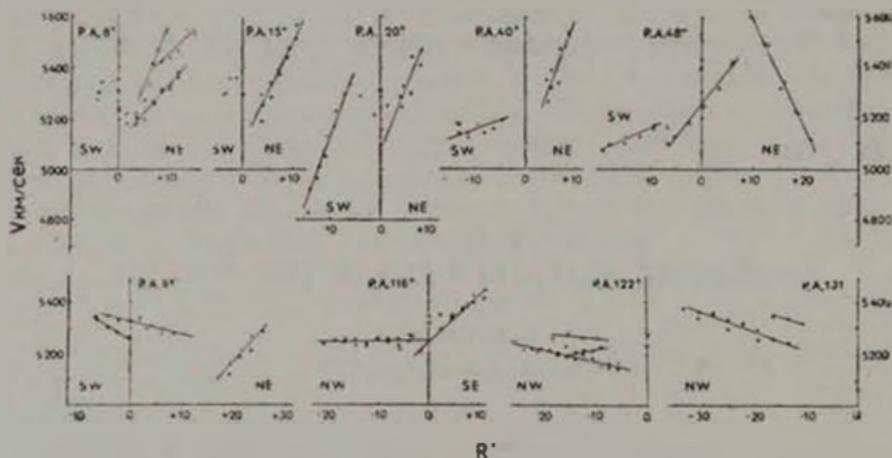


Рис. 1. Лучевые скорости газа в окрестности ядра NGC 1275 как функция углового расстояния от центра галактики для разных позиционных углов. Картина взята из [1].

Предположение о центральном взрыве в NGC 1275 нашло подтверждение в фотографии галактики, сделанной К. Линдсом [2] через узкий интерференционный фильтр, центрированный на H<sub>α</sub> линии с учетом красного смещения. На этой фотографии центральная область галактики передержана, однако вдали от ядра хорошо видны газовые волокна, вытянутые преимущественно вдоль радиуса на расстояния до 100'' и более. По своему виду фотография NGC 1275 в H<sub>α</sub> линии напоминает Крабовидную туманность, в которой, как известно, собственное движение отдельных узлов или волокон в картинной плоскости находится в строго прямолинейной зависимости от углового расстояния волокна до центра взрыва [3]. Отсюда, по аналогии с Крабовидной туманностью, можно считать, что наблюдаемые отрезки линейной зависимости на рис. 1 также являются доказательством свободного разлета газа из ядра NGC 1275. В таком случае отрезки линейной зависимости между скоростью и расстоянием на рис. 1, при их продолжении в сторону центра галактики, должны пересечь линию нулевого расстояния при одной и той же лучевой скорости. Очевидно, эта скорость есть не что иное, как скорость удаления от нас всей галактики в целом или ее ядра в момент взрыва. Однако даже при самом беглом рассмотрении графиков, изображенных на рис. 1, легко убедиться, что наблюдаемая картина разлета газа в NGC 1275 несколько сложнее.

Попытка определить лучевую скорость центра галактики путем наложения на один из графиков всех остальных графиков рис. 1 привела к вы-

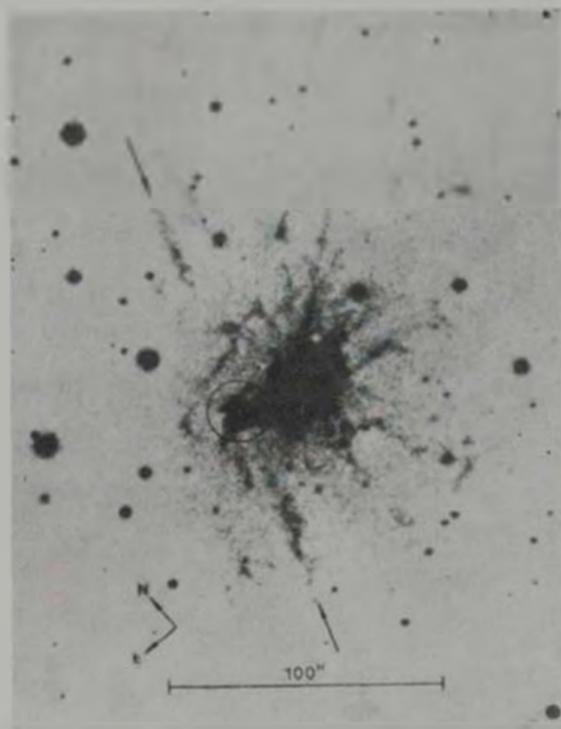


Рис. 2. Фотография NGC 1275, полученная Линдсом с узким интерференционным фильтром, центрированным на H $\alpha$  линию, с учетом красного смещения, соответствующего скорости удаления  $V_r = 5200$  км/сек. Кругом обозначена активная область вне ядра основной галактики. Стрелками отмечены волокна ("jet" и "counterjet"), расположенные радиально по отношению к указанной области.

К ст. В. И. Громика

воду о существовании по крайней мере двух дискретных значений лучевой скорости для центра галактики:  $-5255$  км/сек и  $+5110$  км/сек (см. рис. 2 и 3). Первое значение скорости получено по одиннадцати отрезкам зави-

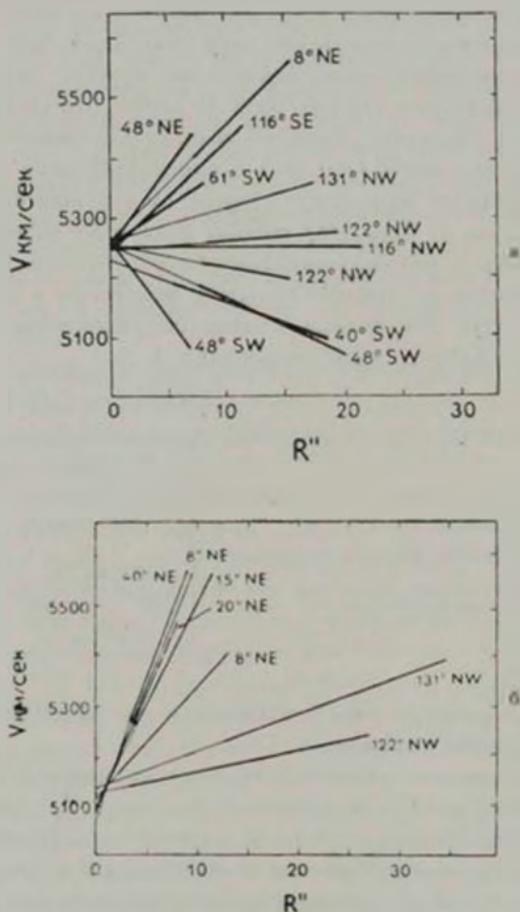


Рис. 3. Определение скорости удаления от наблюдателя газовой системы в целом (т. е. лучевой скорости кинематического центра взрыва). а) Система газа I (взрыв I) с лучевой скоростью центра взрыва  $V_c = +5255$  км/сек. Обращает на себя внимание симметрия взрыва по отношению к картинной плоскости. б) Система газа II (взрыв II) с лучевой скоростью центра  $V_c = +5110$  км/сек. Взрыв несимметричен (направленный); газ движется из центра галактики в сторону от наблюдателя.

симости «лучевая скорость — угловое расстояние», второе — по семи. Как видно из рис. 2 и 3, точность определения каждого из значений скорости

достаточно высока и различие между ними в 4—5 раз превосходит ошибку определения. Отсюда следует, что либо существовало несколько отдельных центров взрыва, либо взрывалось одно и то же тело, но его лучевая скорость в момент взрыва была разная.

Итак, в рамках принятой нами гипотезы о центральном взрыве, подавляющее большинство газовых струй или волокон принадлежит двум системам, образовавшимся в результате двух отдельных взрывов. Разделение систем стало возможным только потому, что лучевая скорость их кинематических центров разная. Из рис. 3а и 3б видно, что системы также отличаются и направленностью движений волокон (направленностью взрыва). Если в системе волокон I (рис. 3а) в одинаковой мере присутствуют волокна, движущиеся из ядра как в сторону от наблюдателя, так и к нему, то система волокон II (рис. 3б) состоит только из волокон, движущихся из ядра в сторону от наблюдателя. Кроме того, системы, вероятно, отличаются размером области, занятой газовыми волокнами и скоростью их разлета в пространстве. Эти данные, а также полученные по ним характерные времена (возраст) систем приведены в табл. 1.

Таблица 1

	Система I	Система II
Лучевая скорость центра взрыва . . . . .	— 5255 км/сек	— 5110 км/сек
Максимальная скорость разлета в проекции на луч зрения . . . . .	350 км/сек	500 км/сек
Максимальное расстояние от ядра . . . . .	20" или 6 кпс	35" или 10 кпс
Возраст системы . . . . .	$2 \cdot 10^4$ лет	$2 \cdot 10^4$ лет

Полученное время разлета близко к возрасту сферической радиокомпоненты диаметром 150 кпс [4].

Помимо указанных различий, системы возможно отличаются еще и положением своих центров в картинной плоскости. Так, из рис. 3 следует, что центр системы II смещен на 1—2" к северу или северо-востоку от ядра галактики. На это можно было бы и не обращать внимания, если бы не другие обстоятельства, выделяющие направление север—юг как какое-то особое. Так, заметная деталь — газовая дуга на расстоянии 3" от ядра огибает его с севера, сложная структура ядра в радиолучах — три компактных источника, расположенных на прямой, ориентированной по направлению север—юг [4], наконец, проекция на северную половину NGC 1275 другой галактики, вероятно спиральной или иррегулярной, движущейся в сторону NGC 1275 со скоростью 3000 км/сек. Не исключено, что центры взрывов разнесены в пространстве на весьма значительное расстояние вдоль луча зрения и проектируются друг на друга.

То обстоятельство, что подавляющее большинство отрезков прямых на рис. 1 удалось объяснить наложением картин двух центральных взрывов, делает такую интерпретацию весьма правдоподобной. Однако на рис. 1 имеются четыре весьма длинных и уверенно наблюдаемых отрезка, которые невозможно объяснить в рамках такой модели. Два из них находятся в позиционном углу  $61^\circ$  и дают для центра галактики лучевую скорость  $+4720$  км/сек и  $+5330$  км/сек, один — в позиционном углу  $48^\circ$  и пересекает линию нулевого расстояния при скорости  $+6000$  км/сек и один в позиционном углу  $20^\circ$  и пересекает ту же линию при скорости  $+5700$  км/сек. Чтобы объяснить их, мы вынуждены по аналогии с предыдущим предполагать о существовании в прошлом в ядре NGC 1275 еще нескольких взрывов с сильно отличающимися лучевыми скоростями. Нам, однако, представляется более вероятным другое объяснение, а именно предположение о существовании в прошлом в NGC 1275 активной области вне ядра — на расстоянии  $20''$  от него в северо-восточном направлении между позиционными углами  $48^\circ$  и  $61^\circ$ .

Такое предположение сразу объясняет три из оставшихся четырех отрезков на рис. 1. При этом лучевая скорость удаления активной области в момент взрыва составляла около  $5200$  км/сек, что практически совпадает со скоростью удаления всей галактики. Следует добавить, что именно в этой области галактики, где предполагается наличие второго активного центра, на фотографин, полученной Линдсом в линии  $H_\alpha$ , наблюдается скопление газа, по массе и структуре сравнимое со скоплением газа в центре галактики. Имеются также и газовые волокна, вытянутые радиально по отношению к этой области (большинство волокон вытянуты радиально по отношению к центру галактики, см. рис. 2).

Наличие в NGC 1275 следов активной области далеко от ядра галактики заставляет думать, что различие в лучевых скоростях кинематических центров газовых систем обусловлено не изменением пространственной скорости ядра при несимметричном взрыве, а тем, что два разных тела в моменты взрывов имели несколько отличающуюся лучевую скорость. В пользу этого можно привести следующее простое рассуждение. Допустим, что взрывалось одно и то же тело (ядро) и что во время первого взрыва, который оказался направленным, лучевая скорость ядра вследствие закона сохранения импульса изменилась. Из наблюдений следует, что направленным был взрыв II, потому что он привел к несимметричному выбросу газа в сторону от наблюдателя (система газовых волокон II) и произошел в момент, когда ядро имело лучевую скорость  $+5110$  км/сек. Во время этого взрыва ядро, получив импульс, направленный в сторону к наблюдателю, должно было уменьшить свою лучевую скорость, и следующий взрыв должен был произойти при меньшей лучевой скорости. Между тем, следующий

взрыв произошел при большей скорости:  $+ 5255$  км/сек. Отсюда предположение о том, что взрывалось одно и то же тело — неверно.

Попытка связать наличие активной области вне ядра и двух взрывов в ядре основной эллиптической галактики со сталкивающейся спиральной галактикой автоматически означает, что столкновение уже произошло. В то же время проекция темных глобул на светлый фон NGC 1275 и радиолиния 21 см в поглощении, смещенная на скорость  $+ 8200$  км/сек [5], говорят, что часть налетающей галактики еще находится от основной эллиптической галактики со стороны наблюдателя. Другими словами, прохождение спиральной галактики сквозь эллиптическую еще не закончено. Это позволяет независимым путем получить оценку момента взрыва. Размер спиральной галактики может достигать 30 клс, тогда время, прошедшее от начала столкновения,

$$t \leq \frac{30 \text{ клс}}{3000 \text{ км/сек}} = 3 \cdot 10^{14} \text{ сек} = 10^7 \text{ лет.}$$

Таким образом, возраст протяженного сферического радионсточника, возраст разлетающихся газовых систем и время момента столкновения совпадают.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## THE BURST PHENOMENON IN THE GALAXY NGC 1275

V. I. PRONIK

Two systems of gas filaments (streams) are evidences of the existence of two bursts in the nucleus of NGC 1275 in the past. They were found using the data on velocity field of gas in the central part of galaxy obtained by E. M. and G. R. Burbidges.

The systems are distinguished by the volume occupied by filaments, the radial velocity of kinematic center, the speed and direction of the gas outflow. Difference in radial velocities of kinematical centers of the filament systems are equal to  $140 \pm 20$  km/sec.

It is suggested that the filament systems are formed after the explosion of two separate bodies, the radial velocity of which have differed in 140 km/sec just at the moment of explosion.

Evidence of another burst in the region located 20 seconds of arc from the nucleus of NGC 1275 at P. A. 60 are given.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 142, 1351, 1965.*
2. *C. R. Lynds, Ap. J., 159, L 151, 1970.*
3. *Trimble Virginia, A. J., 73, 7, 535, 1968.*
4. *I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Wittzel, K. I. Kellerman, D. B. Shaffer, G. H. Purcell, G. W. Grove, D. L. Jones, M. H. Cohen, A. T. Moffett, J. Romney, R. T. Schiltz, R. Rinehart, Nature, 259, 17, 1976.*
5. *D. S. De Young, M. S. Roberts, W. C. Saslaw, Ap. J., 185, 809, 1973.*

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

## ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ОТ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА ДЛЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ТИПА I

Г. Т. ПЕТРОВ

Поступила 30 марта 1978

По спектрам, полученным Д. В. Видманом на телескопах обсерватории МакДональд и Кит Пик, определены эквивалентные ширины и вычислены потоки и светимости в эмиссионных линиях для 20 сейфертовских галактик I типа. Рассмотрены зависимости интенсивностей линий, а также относительной интенсивности водородных и запрещенных линий от показателя цвета и ультрафиолетовой светимости ядер.

1. *Введение.* Недавно М. А. Аракелян [1] были рассмотрены зависимости эквивалентных ширины линий  $H\alpha$  и [O III] и отношения этих линий от показателя цвета  $U-B$  для примерно 15 галактик сейфертовского типа. В [1] сделан вывод, что при поспинении сейфертовских галактик запрещенные линии в среднем ослабевают, а водородные линии усиливаются. Между тем, у галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, и те, и другие линии с поспинением заметно усиливаются.

Поскольку среди галактик, рассмотренных в [1], имеются объекты обоих типов сейфертовских галактик, то имеет смысл проверить эти результаты на материале, более однородном с точки зрения классификации сейфертовских галактик.

2. *Наблюдательный материал и результаты.* Нами использован наблюдательный материал, любезно предоставленный Д. В. Видманом. Этот материал был получен с августа 1975 г. по февраль 1976 г. на телескопах 2.1 м и 4 м обсерваторий МакДональд и Кит Пик и содержит спектры 25 сейфертовских галактик типа I по классификации Э. Е. Хачикяна и Д. В. Видмана [2], т. е. галактик с широкими водородными и узкими запрещен-

ными линиями. Для двух объектов—Маркарян 304 и 374—получены по три спектра, а для Маркарян 352 и 509 — по два спектра.

Фотоэлектрические UVV наблюдения имеются лишь для 20 из них. Данные о цветах и красных смещениях взяты из компиляции Д. В. Видмана [3].

По спектрограммам определены эквивалентные ширины линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и [O III]  $\lambda\lambda$  4959+5007. Далее, принимая, что спектральное распределение энергии ядра описывается степенным законом вида  $F_\lambda = C\lambda^{-n}$  и используя исправленный за покраснение в Галактике показатель цвета  $(B-V)_0$ , для каждой галактики по данным Т. А. Метьюза и А. Р. Сандейджа [4] был подобран показатель  $n$ . Для  $n > 2$  зависимость между  $(B-V)_0$  и  $\lambda$  экстраполирована. Аппроксимировав непрерывный спектр каждой галактики степенной функцией с соответствующим  $n$  и используя красные смещения из [3], мы вычислили потоки и светимости в линиях  $H_\alpha$  и [O III]. Потоки и светимости в  $H_\beta$  не вычислялись, так как для этого необходимо экстраполировать непрерывный спектр в область, не охватываемую UVV наблюдениями.

Все данные собраны в табл. 1, которая содержит: 1 — порядковый номер, 2 — название объекта, 3 и 4 — исправленные за покраснение света в Галактике показатели цвета, 5 — красное смещение, 6 — абсолютную звездную величину в системе U при  $H = 50 \text{ км.сек}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ , исправленную за поглощение света в Галактике, 7—9 — логарифмы эквивалентных ширин линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и [O III], 10 и 11 — логарифмы потоков в линиях  $H_\alpha$  и [O III] ( $\text{эрг см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{А}^{-1}$ ), 12 и 13 — логарифмы светимостей в линиях  $H_\alpha$  и [O III] ( $\text{эрг.сек}^{-1}$ ).

На рис. 1а, б, в представлены зависимости эквивалентных ширин линий и их отношений от показателя цвета  $(U-B)_0$ . По этим данным получается, что чем синее галактика, тем интенсивнее водородные линии — результат, который отмечают И. И. Проник [5] и М. А. Аракелян [1]. Эквивалентные ширины запрещенных линий [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007 практически не зависят от показателя цвета. Коэффициенты регрессии и корреляции для  $H_\alpha$  по нашим данным хорошо согласуются с величинами, полученными М. А. Аракеляном [1], но для [O III] они сильно отличаются. Можно поэтому предполагать, что эффект, отмеченный М. А. Аракеляном в [1], обусловлен тем, что им совместно рассматриваются сейфертовские галактики обоих типов\*.

\* Однако результат, относящийся к зависимости  $\lg W_{[\text{O III}]}$  от  $(U-B)_0$ , является несколько формальным. Дело в том, что А. Т. Коски (Ap. J., 223, 56, 1978) относит галактику Маркарян 42 ко второму типу, но с сильными линиями железа, характерными для типа 1, а Маркарян 6 — к промежуточному типу. Очевидно, например, что исключение галактики Маркарян 6 приведет к резкому изменению формального коэффициента

Таблица 1

№	Объект	(U-V) <sub>0</sub>	(B-V) <sub>0</sub>	z	M <sub>U<sub>0</sub></sub>	lg W <sub>H<sub>α</sub></sub>	lg W <sub>H<sub>β</sub></sub>	lg W <sub>[OIII]</sub>	lg F <sub>H<sub>β</sub></sub>	lg F <sub>[OIII]</sub>	lg L <sub>H<sub>β</sub></sub>	lg L <sub>[OIII]</sub>
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	Маркери 6	-0.08	0.83	0.018	-20.59	2.60	1.90	2.30	-12.22	-11.82	41.92	42.32
2	9	-0.74	0.42	0.040	-23.01	2.30	1.86	1.67	-12.35	-12.56	42.48	42.27
3	10	-0.64	0.55	0.029	-22.12	2.49	1.75	1.92	-12.48	-12.31	42.07	42.24
4	42	-0.24	0.73	0.024	-20.04	2.21	1.36	1.17	-13.68	-13.86	40.71	40.53
5	79	-0.83	0.35	0.022	-22.42	2.71	2.04	2.09	-11.94	-11.90	42.37	42.41
6	110	-0.73	0.68	0.036	-21.61	2.93	2.19	2.45	-12.38	-12.12	42.36	42.62
7	205	-1.00	0.31	0.071	-23.85	2.50	1.77	1.56	-12.71	-12.94	42.62	42.39
8	304	-0.93	0.26	0.066	-24.33	2.59	2.11	1.50	-12.13	-12.76	43.14	42.51
9	335	-0.76	0.32	0.025	-22.73	2.60	2.01	1.60	-11.90	-12.32	42.53	42.11
10	352	-0.74	0.33	0.015	-20.70	2.41	1.94	1.37	-12.36	-12.94	41.63	41.05
11	374	-0.49	0.55	0.044	-22.88	2.18	1.80	1.72	-12.45	-12.53	42.47	42.39
12	376	-0.68	0.41	0.056	-23.69	2.42	1.82	1.44	-13.17	-13.56	41.96	41.57
13	382	-0.72	0.39	0.034	-22.91	2.05	1.67	1.61	-13.11	-13.18	41.58	41.51
14	Маркери 509	-1.02	0.11	0.036	-24.80	2.79	2.15	2.08	-11.50	-11.61	43.23	43.13
15	NGC 7459	-0.78	0.46	0.017	-22.54	2.45	1.74	1.83	-11.86	-11.78	42.23	42.31
16	NGC 7603	-0.27	0.64	0.029	-22.19	2.08	1.45	1.45	-12.58	-12.57	41.97	41.98
17	I Zw 1	-0.86	0.28	0.061	-24.54	2.38	1.77	1.43	-12.21	-12.57	42.99	42.63
18	II Zw 136	-0.97	0.20	0.062	-24.69	2.62	2.16	1.76	-11.89	-12.31	43.32	42.89
19	III Zw 2	-0.76	0.44	0.090	-23.19	2.08	1.73	1.37	-13.08	-13.43	42.13	41.78
20	3C 390.3	-0.79	0.54	0.057	-23.02	2.72	2.07	2.23	-12.46	-12.30	42.68	42.84

Представляет интерес также зависимость интенсивностей линий от мощности ультрафиолетового излучения. В табл. 2 приведены коэффициенты регрессии и корреляции в зависимостях эквивалентных ширин, потоков и светимостей в линиях от показателя цвета ( $U-B$ ), и абсолютной величины  $M_U$ .

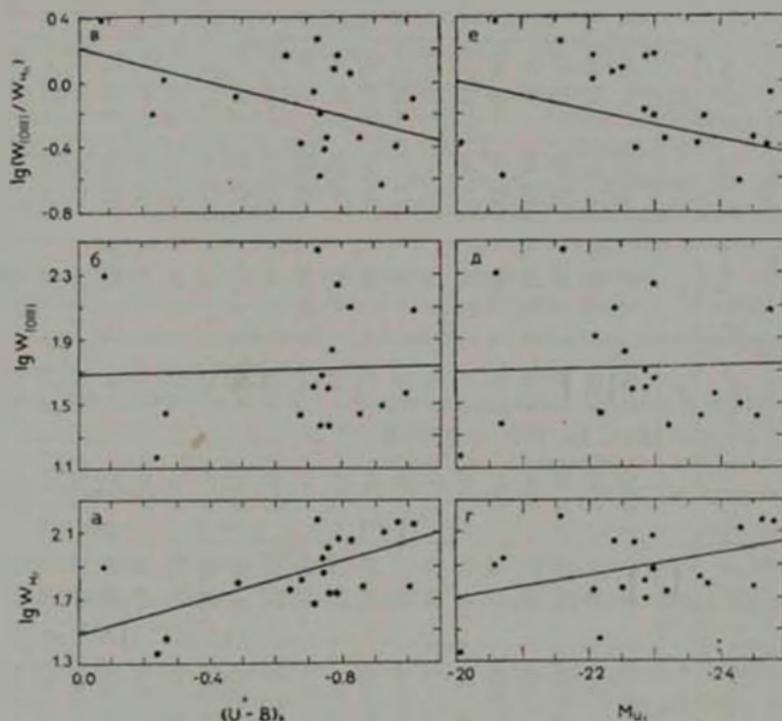


Рис. 1а, б, в — зависимости логарифма эквивалентных ширин линии  $H_{\beta}$  и  $[OIII]$  и их отношения от исправленного за покраснение света в Галактике показателя цвета  $(U-B)_0$ ; г, д, е — зависимости логарифма эквивалентных ширин линий  $H_{\beta}$  и  $[OIII]$  и их отношения от исправленной за поглощение света в Галактике абсолютной звездной величины  $M_U$  при  $H = 50 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ .

На рис. 1г, д, е показаны зависимости эквивалентных ширин линий  $H_{\beta}$  и  $[OIII]$  и их отношения от абсолютной величины  $M_U$ . Сильное сходство между рис. 1а, б, в и рис. 1г, д, е указывает на то, что наблюдаемые

регрессии. Совсем другое изменение получится, если исключить две галактики — Маргариты 42 и NGC 7603. Поэтому было бы правильно сказать, что результат неустойчив, и трудно прийти к надежному заключению о справедливости или несправедливости выводов, сделанных в [1] в отношении запрещенных линий  $[OIII]$ . Очевидно следует ждать получения более полного и достаточно однородного наблюдательного материала.

Таблица 2

x \ y	$\lg W_{H_2}$		$\lg W_{[OIII]}$		$\lg \frac{W_{[OIII]}}{W_{H_2}}$		$\lg F_{H_2}$		$\lg F_{[OIII]}$		$\lg L_{H_2}$		$\lg L_{[OIII]}$	
	a	p	a	p	a	p	a	p	a	p	a	p	a	p
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$(U-B)_0$	-0.53 ±0.17	-0.58 ±0.15	-0.03 ±0.32	-0.02 ±0.22	0.49	0.44	-0.89 ±0.41	-0.43 ±0.18	-0.39 ±0.56	-0.16 ±0.22	-1.70 ±0.42	-0.69 ±0.12	-1.20 ±0.52	-0.16 ±0.17
$M_{U_1}$	-0.06 ±0.04	-0.38 ±0.19	-0.03 ±0.07	-0.08 ±0.22	0.04	0.30	-0.14 ±0.08	-0.37 ±0.19	-0.06 ±0.11	-0.13 ±0.22	-0.38 ±0.06	-0.83 ±0.07	-0.30 ±0.08	-0.63 ±0.13

x \ y	$\lg L_{H_2}$		$\lg L_{H_2}$		$\lg L_{[OIII]}$		$\lg \frac{L_{[OIII]}}{L_{H_2}}$		$\lg L_{H_2 II}$		$M_{U_1}$	
	a	p	a	p	a	p	a	p	a	p	a	p
1	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27
$\lg L_x$	0.71 ±0.17	0.83 ±0.10	0.69 ±0.22	0.75 ±0.14	0.28 ±0.14	0.58 ±0.21	-0.41 ±0.19	-0.61 ±0.20	0.64 ±0.20	0.67 ±0.24	-2.77 ±0.55	-0.87 ±0.08

зависимости обусловлены в первую очередь мощностью ультрафиолетового излучения. В связи с этим представляет очевидный интерес сравнение полученных зависимостей с аналогичными зависимостями между светимостью в линиях и мощностью рентгеновского излучения. Соответствующие данные для десяти сейфертовских галактик типа I (включая и NGC 1275) приведены в [6]. Эти данные свидетельствуют о том, что с ростом рентгеновской светимости возрастает светимость в линиях H, [O III], He II. В табл. 2 собраны коэффициенты регрессии и корреляции в зависимостях светимостей в этих линиях от рентгеновской светимости.

3. *Обсуждение.* Полученные результаты можно суммировать так:

1. С посинением галактики (или с ростом светимости в ультрафиолете) эквивалентные ширины водородных линий, а также светимости и потоки в этих линиях увеличиваются.

2. Эквивалентные ширины линий [O III] практически не зависят от показателя цвета и от светимости в ультрафиолете. Потоки и светимости в [O III], однако, увеличиваются с посинением или с ростом светимости в ультрафиолете.

3. Отношение эквивалентных ширины линий [O III] и водородных линий уменьшается с посинением галактики и с ростом ультрафиолетовой светимости. Для галактик, не относящихся к сейфертовскому типу, как показано М. А. Аракеляном в [1], это отношение увеличивается.

Отношение потоков и светимостей в H $\gamma$  и [O III] также уменьшается с посинением.

4. С увеличением рентгеновской светимости увеличивается светимость водородных, гелиевых и запрещенных линий.

Отношение светимостей в линиях [O III] и H $\gamma$  уменьшается с увеличением рентгеновской светимости.

С увеличением рентгеновской светимости сильно возрастает ультрафиолетовая светимость.

Как заметил М. А. Аракелян в [1], возникновение излучения запрещенных линий в разных областях с повышенной электронной плотностью может объяснить различие между поведением запрещенных и водородных линий при посинении галактик. Из изложенных выше результатов следует, что:

а) Ионы O<sup>++</sup> излучают в областях, которые в различных галактиках в среднем имеют одинаковые плотности и температуры. Это утверждение может быть проверено непосредственным определением физических условий в областях, излучающих в линиях [O III]  $\lambda$ . 4959, 5007. Рассматривая

аналогичные зависимости и для других запрещенных линий, можно получить более полное представление о физических условиях в ядрах.

б) Эквивалентные ширины линий сами по себе являются не наилучшим индикатором физических условий в ядрах сейфертовских галактик. По данным табл. 2 можно заметить, что с переходом от эквивалентных ширин к светимостям в линиях описанные зависимости сильнее выражены. Особенно заметно возрастают коэффициенты регрессии и корреляции для линий [O III].

Автор благодарен Д. В. Видману за предоставленный наблюдательный материал и М. А. Аракеляну за ценные советы и замечания.

Ереванский государственный  
университет

## THE DEPENDENCE OF EMISSION LINE INTENSITIES OF SEYFERT GALAXIES OF TYPE 1 UPON COLOUR INDEX

G. T. PETROV

By the use of the spectra obtained by D. W. Weedman with telescopes of McDonald and Kitt Peak Observatories the equivalent widths of emission lines are obtained and their fluxes and luminosities are computed for 20 Seyfert galaxies of type 1. The dependence of line intensities and relative intensities of hydrogen and forbidden lines upon colour index and ultraviolet luminosities of nuclei are considered.

### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян *Астрофизика*, 13, 427, 1977.
2. E. Y. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.
3. D. W. Weedman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 69, 1977.
4. Th. A. Mathews, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 138, 30, 1963.
5. И. И. Проник, *Астрон. ж.*, 49, 768, 1972.
6. M. Elvis, T. Maccaro, A. S. Wilson, M. J. Ward, M. V. Penston, R. A. E. Fosbury, G. C. Perola, preprint, 1977.
7. G. Neugebauer, E. Becltn, J. B. Oke, L. Searle, *Ap. J.*, 205, 29, 1976.
8. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 151, 807, 1968.
9. D. E. Osterbrock, *Ap. J.*, 203, 329, 1976.
10. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips, *Ap. J.*, 206, 838, 1976.
11. G. A. Shields, J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 176, 75, 1972.
12. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 171, 5, 1972.
13. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.164.4

## КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КВАЗАРОВ И МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ

А. С. ЗЕНЦОВА

Поступила 5 июля 1977

Пересмотрена 14 октября 1978

Характер космологической эволюции квазаров накладывает полезные ограничения на модели источника энергии. Предложен метод сравнения наблюдаемой космологической эволюции квазаров с их эволюцией в модели аккрецирующей черной дыры. Рассматриваются различные модификации модели аккреции на черную дыру. Предлагаемый метод может быть использован для проверки и других моделей квазаров.

В последнее время все чаще высказывается предположение о том, что первопричиной наблюдаемой активности квазаров и радиогалактик является наличие в центральных областях этих объектов сверхмассивных черных дыр [1, 2]. В связи с этим представляется весьма важным рассмотрение модели квазара как сверхмассивной черной дыры в свете имеющихся наблюдательных данных. В данной заметке предложен метод сравнения наблюдаемой космологической эволюции квазаров с их эволюцией в модели аккрецирующей черной дыры. Этот метод состоит в следующем. Исследование функции распределения квазаров по видимой звездной величине полезно для характеристики эволюции объектов в недалеком прошлом и, в частности, позволяет определить параметр  $k$ , характеризующий эволюцию объектов (см. (3)). С другой стороны, этот параметр может быть определен из теории в предположении, что источником энергии квазаров является аккреция вещества на сколлапсировавшие объекты. В рамках концепции сверхмассивной черной дыры были предложены следующие модели квазаров:

а) черная дыра, находящаяся в ядре галактики некоторого типа, излучающая за счет аккреции на нее межзвездного газа галактики [1];

б) одиночное сколлапсировавшее тело в межгалактической среде [3];  
 в) черная дыра в звездном скоплении, на которую происходит аккреция газа звезд, разрушенных приливными силами дыры [4].

В предлагаемой работе показано, что гипотезы а) и б) о природе квазаров встречаются с серьезными трудностями при интерпретации космологической эволюции квазаров.

1. Эволюция квазаров. Число объектов, дающих поток излучения от  $S$  до  $S + dS$ , равно [5]

$$dN = AS^{-1/2} dS \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\bar{S}}{S} (z - 2\bar{z} - 2\bar{k})} \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\bar{S}$  — поток от источника мощностью  $\bar{L}$  на расстоянии  $c/H_0$  в евклидовом пространстве.

$$\bar{S} = \frac{\bar{L}}{4\pi (c/H_0)^2},$$

$H_0$  — постоянная Хаббла,  $A$  — некоторая постоянная,  $\bar{L}$  и  $\bar{k}$  — средневзвешенные по распределению величины, определяемые с помощью формул

$$\bar{L} = \frac{\int_0^{\infty} W(L, 0) L^3 dL}{\int_0^{\infty} W(L, 0) L^{1/2} dL}. \quad (2)$$

$$\bar{k} = \frac{\int_0^{\infty} W(L, 0) \frac{dL}{dt} L dL}{H_0 \int_0^{\infty} W(L, 0) L^2 dL}. \quad (3)$$

$W(L, t)$  — функция распределения объектов по светимостям. При выводе соотношения (1) принято, что время  $t$  отсчитывается от настоящего момента, так что в момент испускания излучения объектом, имеющим красное смещение  $z$ ,  $t = -z/H_0(1+z)$  и проведено разложение функции  $W(L, t)$  в ряд по малому для достаточно близких объектов ( $z \ll 2$ ) параметру  $t$ , поэтому в (2) и (3) под знаком интеграла входит функция распределения по

светимостям  $W(L, 0)$  для настоящего момента,  $t = 0$ . В формуле (1)  $\alpha = 4$ , если эволюционный эффект источников сводится исключительно к изменению их абсолютной величины. Детальный анализ Шмидта [6] показал, что для квазаров, скорее всего, имеет место эволюция не светимости, а пространственной плотности объектов в единице сопутствующего объема. Эта эволюция происходит по закону  $\bar{\zeta}(z) \propto (1+z)^p$  при  $z \leq z_{max}$ , где  $p \approx 6$ ,  $z_{max} = 2+3$ , причем она одинакова как в оптическом, так и в радиодиапазоне. При указанном характере эволюции квазаров  $\alpha = 10$ . Величина  $\bar{k}$  характеризует изменение светимости объектов, для частного случая одинаковых, синхронно эволюционирующих источников светимости  $L_0$  она равна  $\bar{k} = k = H_0^{-1} \left. \frac{d \ln L_0}{dt} \right|_{t=0}$ .

В формуле (1)  $\zeta = 3 - n$ , если спектральный поток можно приближенно аппроксимировать степенной функцией частоты  $I^2 \propto \nu^p$ . По данным Оке и др. [7] для квазаров в оптическом диапазоне среднее значение  $p$  равно  $-1.0$ .

Выражение (1) удобно для обработки наблюдений. Практически надо взять из наблюдений величину  $\bar{\zeta}$ :

$$\bar{\zeta} = S^{5.2} \frac{dN}{dS},$$

тогда из (1) следует, что

$$\bar{\zeta} = A \left( 1 + C \sqrt{\frac{\bar{S}}{S}} \right),$$

где  $C = 10 - 2\bar{\zeta} - 2\bar{k}$ . В результате обработки наблюдательных данных может быть найдена функция  $f(S) = C \sqrt{\frac{\bar{S}}{S}}$ . По определению

$\bar{S} \leq S$ , поэтому получим для  $C$  следующую оценку:

$$C \geq \max f(S).$$

Поскольку излучение сверхмассивных черных дыр ожидается максимальным в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах, то для проверки обсуждаемой здесь гипотезы следует использовать результаты подсчетов квазаров в оптическом диапазоне. В работе [8] получена зависимость  $N(m)$  для квазаров в функции видимой звездной величины в виде  $\lg N(m) = am + \text{const}$ , где  $a = 0.69 \pm 0.04$ . Используя этот результат, с помощью описанного выше метода мы нашли, что  $C \geq 5.2$  и  $\bar{k} \leq -1.6$  (при  $p = -1.0$ ). Эта оценка слабо зависит от значения  $a$ . В частном случае оди-

наковых, синхронно эволюционирующих источников  $k = -2$  соответствует закону изменения светимости

$$L(t) = L(t_0) \exp [2H_0 (t_0 - t)], \quad (4)$$

где  $t$  отсчитывается от момента бесконечной плотности вещества и  $t < t_0$ .

Предполагая, что источником энергии квазаров является аккреция вещества на сверхмассивные черные дыры, определим  $k$  для объекта светимости  $L$ . Такой метод проверки моделей квазаров, основанный на расчете эволюции светимости отдельного источника с характерным значением  $L$ , представляется обоснованным, поскольку, согласно (4), изменение светимости квазаров происходит по медленной космологической шкале времени. Отметим, что другие авторы, исследовавшие результаты подсчетов квазаров, также приходят к выводу о том, что характерное время эволюции их светимости (определяемой формулой (2)) порядка космологического (см., например, [9]).

Для того, чтобы найти  $k$  из теории и сравнить его с эмпирическим значением  $\bar{k}$ , необходимо знать, как изменяется со временем спектральный поток на частоте наблюдений  $S(t)$ . Теория аккреции позволяет определить надежно лишь изменение интегрального потока  $S_I(t)$ . В первом приближении будем считать, что  $S(t) \propto S_I(t)$ .

2. *Черная дыра в центре галактики, находящейся на ранней стадии формирования.* Сэндидж [10] и Кристиан [11] показали, что феномен квазара происходит в ядрах массивных эллиптических галактик типа cD. Никаким фундаментальным принципам, а также наблюдательным данным не противоречит представление о квазарах как сверхмассивных черных дырах в центральных областях таких галактик.

Как изменялась светимость такого объекта в недалеком прошлом, в эпоху, соответствующую малым  $z$ ? В рассматриваемой модели газ, аккрецирующий на коллапсар, обладает относительно последнего значительным моментом вращения, в результате чего вокруг него образуется газовый диск. Поток массы на черную дыру  $M$  зависит от плотности  $\rho(R)$  и температуры  $T(R)$  газа на внешней границе диска с радиусом  $R$ , где скорость вращения близка к кеплеровской скорости, а также от массы вещества  $M(R)$ , заключенной внутри сферы радиуса  $R$ . Изменение  $\rho(R)$  со временем обусловлено убылью массы газа вследствие конденсации его в звезды. Поскольку рассматривается эпоха, соответствующая малым  $z$ , когда относительная доля вновь образующихся звезд мала, будем считать, что  $dT(R)/dt \approx 0$ . Как показано ниже,  $M(R) \approx \text{const}$ .

Для определения  $k$  воспользуемся результатами расчетов эволюции галактик [12, 13]. В упомянутых расчетах принято, что вначале ( $t = 0$ )

протогалактика представляет собой гравитационно связанное газовое облако с массой  $M_g = 5 \cdot 10^{11} M_\odot$ , в дальнейшем оно фрагментирует на звезды; найдено, в частности, как меняется масса газа в галактике  $M_{gas}$ , и светимость ее звездной компоненты в процессе эволюции. Расчетыведены до момента  $t = 1.2 \cdot 10^{10}$  лет, когда  $M_{gas} = (10^{-1} - 10^{-4}) M_g$  для моделей галактик различных типов. В стандартной модели дисковой аккреции [14] показано (см. формулу (2.19) в [14]), что вблизи внешней границы диска  $M = \dot{r}^2 (R)$ . Учитывая последнее соотношение и принимая  $\dot{r}(R) = M_{gas}$ , получим на основании данных [12]:  $k = -0.5$  и  $C = 3.0$  для эллиптических галактик, независимо от их подкласса (более поздняя работа [13] дает те же значения  $k$  и  $C$ ). Как показано в [12] и [13], скорость поступления газа при его истечении из проэволюционировавших звезд в галактиках типа E пренебрежимо мала по сравнению с убылью газа при конденсации последнего в звезды вплоть до эпохи  $z = 0$ . При малых  $z$  изменение светимости звездной компоненты эллиптических галактик пренебрежимо мало по сравнению с падением светимости черной дыры при аккреции. Таким образом, закон эволюции источника в модели квазара как сверхмассивной черной дыры в центре эллиптической галактики отличен от закона эволюции квазаров, найденного из функции распределения по видимым звездным величинам.

Принимая закон эволюции (4), получим, что изменение  $M(R)$  при аккреции вещества за период от  $z=2$  до  $z=0$  при  $L = 10^{45}$  эрг/сек

$$\Delta M(R) = 5 \cdot 10^7 M_\odot$$

мало по сравнению с  $M(R) \geq M$ , если масса черной дыры  $M \geq 10^8 M_\odot$ . Поскольку масса квазара оценивается  $M = (10^8 - 10^{10}) M_\odot$ , то приближение  $M(R) \approx \text{const}$  можно считать оправданным.

3. Черная дыра в межгалактической среде. Реалистическая теория аккреции межгалактического газа на сверхмассивные сколлапсировавшие объекты построена в работе [15]. Если масса коллапсара

$$M > M_0 = 10^{10} \gamma_1^{-1} \left( \frac{\rho_0}{10^{-26} \text{ г/см}^3} \right)^{-1} \left( \frac{T_0}{10^4 \text{ К}} \right)^{3/2} M_\odot,$$

то устанавливается критический режим аккреции с потоком массы  $\dot{M}_c = 2 \cdot 10^{10} (M M_\odot)^{1/2}$  /сек и светимостью  $L_c = 10^{46} M M_\odot$  эрг/сек, где  $\rho_0$  и  $T_0$  — плотность и температура газа вблизи критического радиуса

$$R_c \approx 3 \cdot 10^{13} \frac{M}{M_\odot} \left( \frac{T_0}{10^4 \text{ К}} \right)^{-1} \text{ см},$$

а  $\gamma_1$  — к.п.д. переработки гравитационной энергии. В этом случае эволюция

источника происходит только из-за увеличения массы черной дыры при аккреции и

$$k = \frac{M}{H_0 M} = 400$$

при  $H_0 = 75 \text{ км/сек Мпс}$ . Если  $M < M_*$ , то реализуется докритический режим аккреции с потоком массы

$$\dot{M} = \frac{10^{28}}{c^2} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left( \frac{\rho_\infty}{10^{-28} \text{ г/см}^3} \right) \left( \frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}} \right)^{-3.2} \text{ г/сек} \quad (5)$$

и светимостью  $L = \tau c^2 \dot{M}$ . Плотность газа падает вследствие космологического расширения, соответствующий закон имеет вид

$$\frac{d\rho_\infty}{dt} = -3H_0 \rho_\infty. \quad (6)$$

Изменение светимости обусловлено главным образом ростом массы коллапсара при аккреции (как следует из дальнейшего,  $M$  возрастает на несколько порядков) и лишь в значительно меньшей степени — изменением температуры газа, поэтому примем, что  $dT_\infty/dt = 0$ . Принимая  $\rho_\infty = 10^{-28} \text{ г/см}^3$  и  $T_\infty = 10^4 \text{ К}$ , получим из (5) и (6)

$$k = \frac{2M}{H_0 M} - 3 = 4 \cdot 10^{-9} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) - 3, \quad (7)$$

откуда следует, что  $k > 1$  при  $M > 10^8 M_\odot$ . С другой стороны,  $k$  и  $M$  можно выразить через  $L$ :

$$k = \frac{2L}{c^2 H_0 M} - 3 = 10^9 \tau^{-1} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{-1} \left( \frac{L}{10^{46} \text{ эрг/сек}} \right) - 3. \quad (8)$$

Из (8) находим, что  $k > 1$  при  $M < 10^8 M_\odot$ , если  $L = (10^{44} - 10^{42}) \text{ эрг/сек}$  ( $\tau = 0.06 - 0.4$ ). Таким образом, светимость и модели квазара как одиночной черной дыры возрастает в процессе эволюции; напротив, светимость квазара убывает, поэтому эта модель является неудовлетворительной.

В последнее время предложена модель квазара, в которой источником энергии является аккреция газа сверхмассивной черной дырой, захваченного ею при приливном разрушении окружающих звезд [4, 16]. Вопрос об эволюции такого гипотетического источника до сих пор не рассматривался. Это обстоятельство осложняет проверку гипотезы в) с помощью предложенной методики. Подробный анализ модели [4] и исследование ее эволюционных свойств будут даны в отдельной работе.

Отметим, что рассматриваемый здесь метод может быть использован для проверки других моделей квазаров.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе: АН СССР

## COSMOLOGICAL EVOLUTION OF QUASARS AND ENERGY SOURCE MODELS

A. S. ZENTSOVA

The character of the cosmological evolution of quasars gives useful restrictions to the models of energy source. A method of comparison of the observational cosmological evolution of quasars and their evolution in the model of accreting black hole is proposed. The different modifications of the model for accretion by the black hole is considered. The proposed method may be used to verify other models of quasars.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Lynden-Bell*, *Nature*, 223, 690, 1969.
2. *L. M. Ozernoy*, *Proc. I Europ. Astron. Meeting*, 3, 65, 1974.
3. *M. Ryon*, *Ap. J.*, 177, L 79, 1972.
4. *T. Hills*, *Nature*, 254, 295, 1975.
5. *Я. Б. Зельдович, Н. Д. Новиков*, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
6. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 162, 371, 1970.
7. *J. Oke, G. Neugebauer, E. Becklin*, *Ap. J.*, 159, 341, 1970.
8. *R. Bergamini, A. Braccetti, G. Colla*, *Astron. Astrophys.*, 23, 195, 1973.
9. *G. Mathes*, *Astron. Astrophys.*, 53, 15, 1976.
10. *A. Sandage*, in "Vatican Study Week on Nuclei of Galaxies", Dordrecht, 271, 1971.
11. *J. Kristian*, *Ap. J.*, 179, L 61, 1973.
12. *B. Tinsley*, *Ap. J.*, 151, 547, 1968.
13. *R. Larson*, *M. N.*, 173, 671, 1976.
14. *V. I. Shakura, R. A. Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, 24, 337, 1973.
15. *Г. С. Бисноватый-Козан, А. А. Рузмайкин*, *Препринт ИПМ*, № 63, 1974.
16. *P. Young, G. Shields, J. Wheeler*, *Ap. J.*, 212, 367, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.341.3

### ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И КРАТКО- ВРЕМЕННАЯ ПЕРИОДИЧНОСТЬ RR ТАУ

Г. В. ЗАПЦЕВА, В. М. ЛУТЫН

Поступила 17 октября 1978

Приведены фотоэлектрические (BV), фотографические  $B_{\text{ph}}$  и инфракрасные RJNF наблюдения переменной В-звезды RR Тау, находящейся в 8' от временного рентгеновского источника A0535+26. Полная амплитуда переменности звезды в 1967—78 гг. достигает  $4^m$ . Изменения показателей цвета значительны ( $0.3-0^m 6$ ), но не коррелируют с блеском, хотя в среднем в максимуме блеска звезда несколько более голубая. Фотометрия в фильтре U с временным разрешением 10 сек показала наличие быстрой порядка минуты, переменности звезды с амплитудой  $\sim 10$ . В быстрой переменности присутствует периодическая составляющая с амплитудой  $2^m$  и  $P = 47$  сек, близким к одной из гармоник (46 сек) рентгеновского пульсара.

**1. Введение** Неправильная переменная RR Тау расположена в маленьком темном облаке [1]. В непосредственной близости от звезды имеется яркая туманность сложной формы и переменной яркости [2]. В [2] же отмечается пекулярность спектра RR Тау: сильная K-линия и несколько слабых металлических линий соответствуют A2 или немного более позднему подклассу, а слабые линии HeI—B8—B9. Эмиссия присутствует в H $\alpha$  и H $\beta$ , и, скорее всего, RR Тау — поздняя В-звезда с оболочкой. Структура водородных линий переменна [2], причем эта переменность не коррелирует даже со значительными изменениями яркости.

Амплитуда изменений блеска RR Тау достигает  $4^m$  (от  $10$  до  $14^m$ ) [3]. Как визуальные наблюдения Кэмпбела [3], так и фотоэлектрические Росингера и Венцели [4] показывают флуктуации блеска звезды с характерным временем от нескольких дней до нескольких лет. Иногда наблюдаются минимумы продолжительностью десятки дней. На отдельных отрезках времени у звезды отмечается цикличность порядка 2 и 210 дней [3].

Переменная RR Тау находится в  $8'$  от временного рентгеновского источника A0535 + 26. Такое положение, а также совпадение по времени вспышки звезды в ноябре 1975 г. со вспышкой рентгеновского источника позволяло рассматривать RR Тау в качестве возможного кандидата для отождествления с A0535 + 26\*.

В 1975—78 гг. мы проводили фотометрическое исследование RR Тау, на основе фотоэлектрических UVB, фотографических и инфракрасных наблюдений, а также быстрой (разрешение 10 сек) фотометрии в фильтре U.

2. UVB-наблюдения. В табл. 1 приведены фотоэлектрические наблюдения RR Тау, полученные нами на 60-см телескопе Крымской станции ГАИШ в 1975—78 гг., а также единичные наблюдения 1967 и 1969 гг. (48-см телескоп). Кривая блеска (B-величины) показана на рис. 1. Точками обозначены фотоэлектрические наблюдения авторов, крестиками — фотографические наблюдения, полученные Горанским на 40-см астрографе в системе, близкой к  $V_{118}$ .

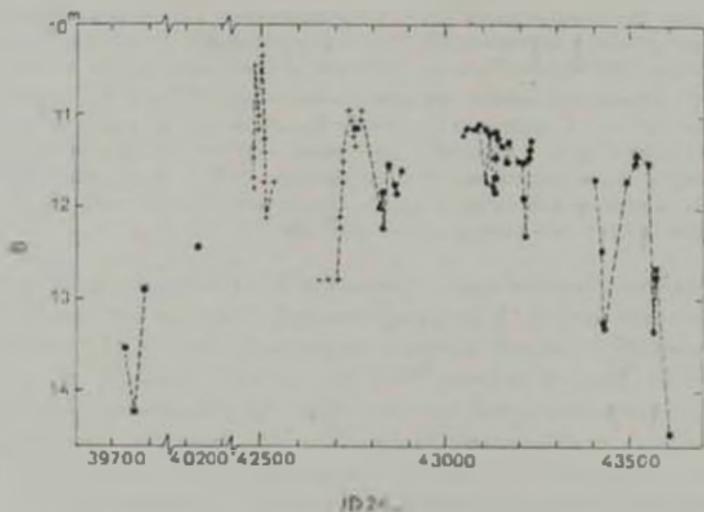


Рис. 1. Кривая блеска RR Тау в 1967—78 гг.; точки — фотоэлектрические, крестик — фотографические наблюдения.

По нашим наблюдениям максимальная амплитуда изменений блеска звезды в фильтре V превышает  $3^m$ , при этом изменения показателей цвета  $B-V$  и  $U-V$  достигают  $0^m3$  и  $0^m6$  соответственно. Четкой зависимости

\* Первыми обратили внимание на близость RR Тау и A0535+26 П. Н. Холопов и В. П. Горанский.

Таблица 1

JD	V	B-V	U-B	JD	V	B-V	U-B
2439739.556	12 <sup>m</sup> 76	-0 <sup>m</sup> 77	-0 <sup>m</sup> 27	2443150.230	10 <sup>m</sup> 88	-0 <sup>m</sup> 45	0 <sup>m</sup> 38
766.517	13.63	+0.56	+0.35	164.271	11.05	-0.46	0.34
793.554	12.20	+0.68	+0.74	165.265	10.82	-0.44	+0.38
40236.472	11.82	+0.61	+0.14	199.314	10.95	-0.52	+0.37
42760.393	10.72	+0.42	-0.31	212.285	11.00	-0.48	-0.40
826.330	11.46	+0.55	+0.41	214.298	11.20	-0.71	-0.31
827.316	11.29	+0.53	+0.44	216.298	11.73	+0.56	-0.43
829.318	11.60	+0.62	+0.39	226.258	10.95	-0.49	+0.45
845.212	11.00	+0.53	+0.38	230.267	10.86	-0.48	-0.35
871.243	11.18	+0.54	+0.44	232.265	10.79	-0.47	-0.36
872.253	11.27	+0.57	+0.42	405.574	11.18	-0.46	0.47
873.262	11.02	+0.54	+0.40	423.455	11.55	-0.58	-0.47
43049.546	10.78	+0.11	+0.44	425.507	12.66	+0.58	-0.41
057.462	10.71	+0.42	+0.33	439.481	12.71	-0.55	-0.41
079.558	10.68	-0.45	+0.33	.491	12.79	-0.56	-0.35
082.364	10.66	+0.43	+0.30	496.418	11.20	-0.46	-0.43
110.410	11.17	+0.54	+0.42	521.435	10.98	+0.50	+0.37
112.569	10.73	+0.43	-0.33	522.460	10.93	-0.46	-0.33
113.493	10.75	+0.45	+0.36	551.223	10.99	-0.48	+0.42
129.405	11.24	+0.50	+0.37	570.324	12.68	-0.62	+0.38
130.267	11.27	+0.50	-0.29	571.243	12.10	+0.60	-0.50
131.274	11.18	+0.50	+0.40	.317	12.09	-0.64	0.52
133.304	10.94	+0.50	-0.41	572.270	11.99	+0.66	-0.52
141.278	10.72	-0.44	-0.32	606.252	13.94	-0.54	-0.28
142.339	10.78	+0.44	+0.39				

между изменениями блеска и показателей цвета нет, хотя в среднем в максимуме блеска показатели цвета меньше. За пять лет (1967 и 1975—78) наблюдались четыре минимума с амплитудой 2—3<sup>m</sup>. Наиболее глубокие минимумы зарегистрированы в 1967 г. и 1978 г. Эти минимумы имеют почти одинаковую глубину во всех фильтрах UVV. Вне минимумов наблюдаются флуктуации меньшей амплитуды. Можно отметить также падение средней яркости RR Tau на 1<sup>m</sup> с 1975 г. по 1978 г. и увеличение показателей цвета при этом примерно на 0<sup>m</sup>1. Полная амплитуда изменения блеска звезды (включая и фотографические наблюдения) составляет около 4<sup>m</sup>.

3. ИК-фотометрия. 28/29 января 1978 г. на 125-см телескопе с помощью ИК-фотометра В. И. Шенаврн провел по нашей просьбе RJIK-фо-

тометрию RR Тау и HDE 245770 (эта звезда в настоящее время отождествляется с A0535 + 26). Результаты измерений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Звезда	V	R	J	H	K
RR Тау	11 <sup>m</sup> 92	11 <sup>m</sup> 23	9 <sup>m</sup> 3-0 <sup>m</sup> 3	8 <sup>m</sup> 52-0 <sup>m</sup> 14	7 <sup>m</sup> 28-0 <sup>m</sup> 18
HDE 245770	8.87	8.13	7.37 ± .04	7.14 ± .07	6.67 ± .10

Используя абсолютную калибровку Джонсона [5] и внося поправку за межзвездное поглощение по закону  $e^{-A}$ , можно сравнить потоки от RR Тау и нормальной звезды спектрального класса В8. Такое сравнение показывает, что RR Тау обладает значительным инфракрасным избытком — 2<sup>m</sup>5 на 2.2 мкм. Фотометрия RR Тау в более далекой ИК-области от 3.5 до 18 мкм проведена Козим [6] в октябре 1971 г.— январе 1972 г. К сожалению, отсутствуют одновременные измерения в ближней инфракрасной и видимой областях спектра, но величина RR Тау на 3.5 мкм (5<sup>m</sup>9) согласуется с величиной в К (2.2 мкм), подтверждая наличие ИК-избытка.

4. *Покраснение и оптическая светимость RR Тау.* В табл. 3 приведены максимальные и минимальные значения блеска и показателей цвета звезды по нашим UVV-наблюдениям.

Таблица 3

	V	B-V	U-V
max	10 <sup>m</sup> 7	+0 <sup>m</sup> 4	+0 <sup>m</sup> 3
min I	13.8	-0.55	-0.3
min II	12.0-12.8	+0.65-+0.75	+0.50-+0.75

Показатели цвета RR Тау как в максимуме, так и в минимуме („min I“) блеска согласуются с ее спектральным классом В8—А2 при покраснении  $E_{B-V} = 0<sup>m</sup>5$ , то есть  $A_V = 1<sup>m</sup>5$  (см. рис. 2). Это значение избытка цвета и поглощения согласуется с определением Хербига [2] по звезде BD + 26<sup>h</sup>887, расположенной в 3' от RR Тау на краю того же самого темного облака, что и RR Тау. Очень вероятно, что обе звезды находятся на одном и том же расстоянии. Модуль расстояния для BD + 26<sup>h</sup>887 равен 9<sup>m</sup>5. Следовательно, абсолютная величина переменной в максимуме блеска  $M_V = -0<sup>m</sup>3$ . Отсюда оптическая светимость в максимуме  $L_V \sim 4 \cdot 10^{33}$  эрг/сек.

Обратим внимание на то, что максимальные показатели цвета наблюдались не при минимальном блеске („min II“ в табл. 3). Самый большой ультрафиолетовый избыток звезда имела также не при максимальном блеске:  $U - B = +0^m14$  при  $V = 11^m82$ . Положение RR Тау на двухцветной диаграмме (рис. 2) при экстремальных значениях показателей цвета уже не соответствует ее спектральному классу при  $E_{B-V} = 0^m5$ . И, наконец, максимальное значение  $B - V = +0^m7$  наблюдалось до глубоких минимумов на нисходящей ветви, а  $U - B = +0^m75$  на восходящей ветви (см. табл. 1). Правда, такое значение  $U - B$  наблюдалось только один раз, в 1967 г., а после минимума 1978 г. наблюдений нет (заканчивался сезон видимости).

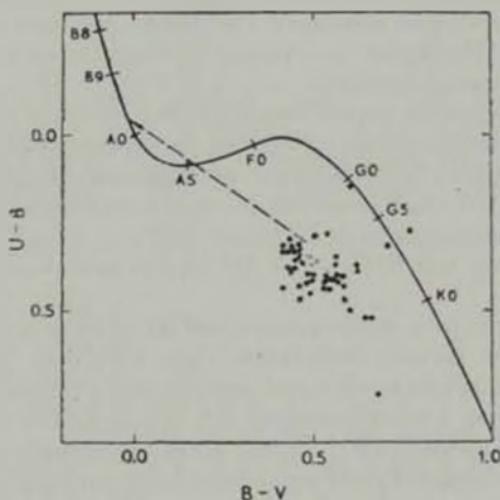


Рис. 2. Положение RR Тау на двухцветной диаграмме при разном блеске. Стрелка указывает положение звезды в максимуме блеска при учете покраснения.

5. *Фотометрия с временным разрешением 10 секунд.* Поскольку наш интерес к RR Тау был обусловлен, в частности, ее близостью к рентгеновскому источнику A0535 + 26, который является пульсаром с периодом 104 сек [7], мы проводили также быструю фотометрию звезды с временным разрешением 10.1 сек. Было получено три ряда таких наблюдений: 7/8 марта 1976 г., 2/3 апреля 1976 г. и 4/5 марта 1978 г., а также один ряд наблюдений звезды сравнения BD + 26°887 — 7/8 марта 1976 г. Наблюдения проводились в фильтре U, продолжительность каждого ряда 2500, 2200, 1500 и 1300 сек соответственно. Затем наблюдения анализировались на машине БЭСМ-4М по программе поиска периодов Курочкина [8].

Прежде всего отметим, что у звезды наблюдается быстрая (порядка минуты) переменность с амплитудой до 13%. Такая амплитуда наблюдается все три ночи. Наблюдаемые флуктуации блеска звезды сравнения составляют 6—7% при точности измерений 1.5—2% по статистике квантов. При количестве измерений 120—150 число отклонений от среднего, превышающих  $\pm 3\sigma$ , составляет для переменной от 6 до 24 в разные ночи, а для звезды сравнения ни одно измерение не выходит за пределы  $\pm 3\sigma$  от среднего.

Периодограммы для всех рядов наблюдений RR Таи показаны на рис. 3. По горизонтальной оси отложена частота, точнее, величина  $10000/P$ , где  $P$  выражено в секундах, по вертикальной оси — функция  $K(P)$ . Чем больше величина  $K(P)$ , тем более вероятен период. На верхнем рисунке приведена периодограмма для ряда 4/5 марта 1978 г., полученная непосредственно по наблюдаемым значениям. На нижних рисунках исключен низкочастотный тренд. Как видно, это несколько увеличило значение  $K(P)$ , но не повлияло на величины периодов.

Наиболее интересна дата 4/5 марта 1978 г., когда в быстрой переменности RR Таи присутствовал с большой достоверностью период 47 сек. В порядке убывания  $K(P)$  периоды располагались следующим образом: 47, 104, 97.5 и 32.5 сек, причем два последние периода кратны. Близкие к этим периодам наблюдались и 7/8 марта 1976 г. — 44 и 99 сек и два других — 87 и 167 сек при  $K(P) > 10$ . 2/3 апреля выделяются периоды 54 и 208 сек.

Для контроля были проанализированы на периодичность наблюдения звезды сравнения (продолжительность ряда 1300 сек). Хотя амплитуда флуктуаций звезды сравнения вдвое меньше, чем у переменной, на периодограмме есть пик, соответствующий  $P = 77$  сек ( $K(P) = 11.6$ ). Можно считать, что либо звезда BD + 26 887 сама показывает микропеременность, либо флуктуации блеска этой звезды обусловлены земной атмосферой (наблюдения проводились в ультрафиолетовой области спектра). В последнем случае следует считать, что амплитуда собственной микропеременности RR Таи составляет 6—7%.

Интересной особенностью является то, что все наблюдавшиеся 4/5 марта 1978 г. периоды RR Таи не являются независимыми и связаны друг с другом соотношением типа  $1/P, \pm 1/P, = 1/P$ . Такковы периоды 104, 47 и 32.5 сек, а 97.5 и 32.5 являются кратными. Кстати, рентгеновский пульсар A0535+26 кроме основного периода 104 сек имеет и сопряженные периоды 46 и 83 сек [7]. Эти периоды также связаны соотношением  $1/104 + 1/83 = 1/46$ . Периоды, наблюдавшиеся у RR Таи в другие даты, также не являются независимыми: 44 и 87 сек, во-первых, кратны, во-вторых, так же, как и 47 и 104 сек близки к периодам рентгеновского пульсара. Период 167 сек является удвоенным 83 сек. Период 208 сек, наблюдавший-

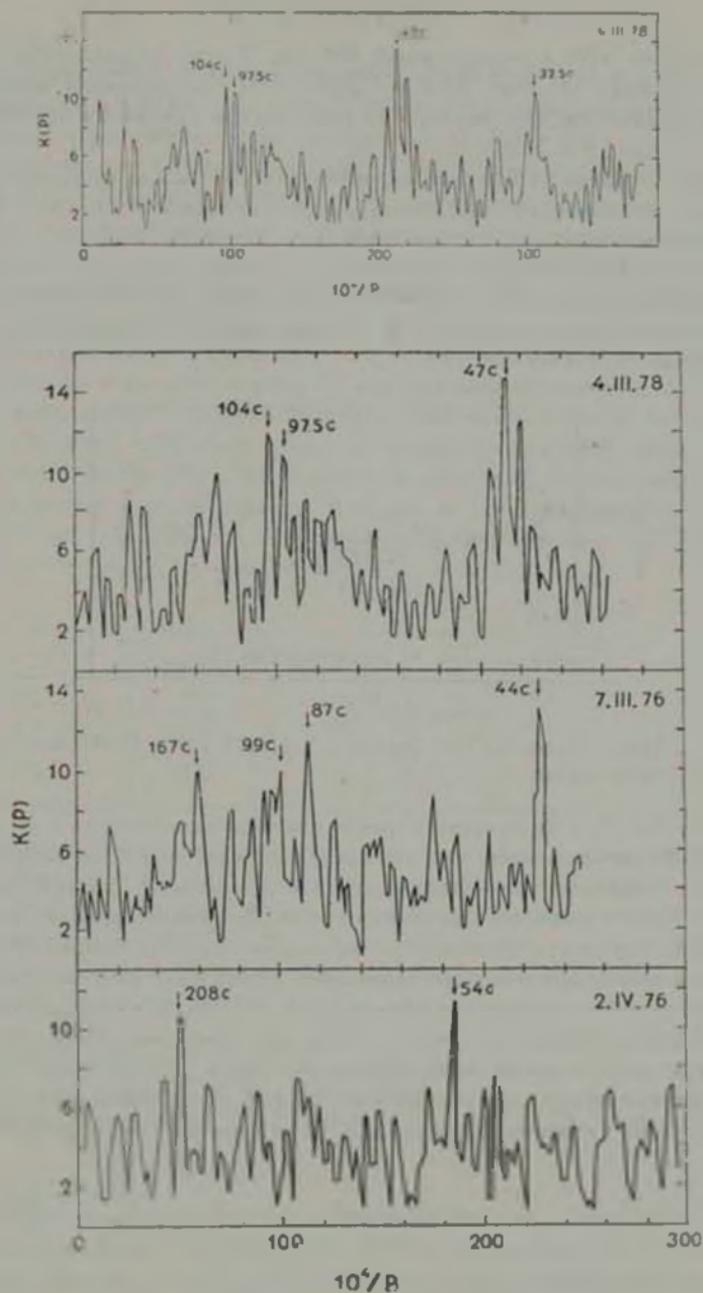


Рис. 3. Периодограммы RR Тау (см. текст).

ся 2/3 апреля 1976 г. — удвоенный 104 сек. Также не является независимым период 54 сек:  $1.54 + 1/208 = 1.325$  — последний наблюдался 4/5 марта. Заметим, что «период» 77 сек у звезды сравнения никак не связан с периодами RR Тави.

Таким образом, в быстрой переменности RR Тави присутствует периодическая составляющая с периодом, равным пульсарному периоду временного рентгеновского источника A0535 — 26, если считать истинным  $P = 104$  сек. Наибольшую достоверность имеет период 47 сек. Кривая блеска с этим периодом  $P = 47.04$  сек показана на рис. 4. Амплитуда средней кривой блеска составляет 2%. Полная амплитуда переменности, как уже отмечалось, составляет 13%.

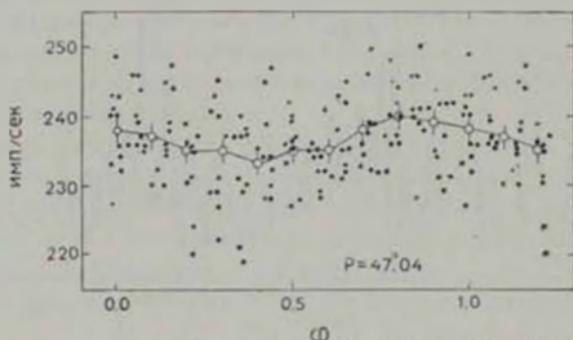


Рис. 4 Кривая блеска RR Тави (фильтр U)  $4.111.78$  с  $P = 47.04$  сек; открытые кружки — средняя кривая.

Если RR Тави не связана с рентгеновским источником, а ее связь с A0535 + 26 маловероятна, так как звезда находится в  $8'$  от источника — далеко за пределами прямоугольника ошибок координат, то наличие у нее периода 104 сек само по себе удивительно. Возможно, правда, что здесь проявилось случайное совпадение: истинным является период 47 сек, а остальные проявляются как его гармоники. Совпадение же с рентгеновским периодом можно объяснить близостью  $P = 47$  сек к одной из гармоник рентгеновского. Однако следует отметить еще одно совпадение — наибольшая вероятность наличия периода была 4/5 марта 1978 г., в дату, ближайшую к рентгеновской вспышке (2.5 месяца). В дату, наиболее далекую от рентгеновской вспышки, 2/3 апреля 1976 г., вообще отсутствовал период 44—47 сек.

6. *Обсуждение. Выводы.* Фотометрическое исследование эмиссионной звезды RR Тави, проведенное в 1967—78 гг., дало следующие результаты. Блеск звезды меняется с амплитудой до  $0^m.5$  за дни и десятки дней и до  $4^m$  за несколько лет. Такое поведение звезды было известно и раньше по

фотографическим наблюдениям. Показатели цвета меняются в значительных пределах ( $0.3 \div 0^m6$ ), но прямой связи с изменениями блеска нет, хотя в среднем в максимуме блеска звезда более голубая.

В максимуме блеска показатели цвета звезды соответствуют ее спектральному классу В8 с  $E_{B-V} = 0^m5$ , что согласуется с данными Херби-га [2]. ИК-фотометрия показала, что звезда имеет значительный инфракрасный избыток.

Наиболее интересным является обнаружение быстрой переменности звезды с довольно большой амплитудой — 10—13% — и возможным наличием периодической составляющей с амплитудой 2%. По-видимому, основным периодом является период 47 сек, который совпадает с одной из гармоник периода рентгеновского пульсара (напомним, что RR Тау находится в 8' от A0535 + 26, т. е. далеко за пределами прямоугольника ошибок координат A0535 + 26). Амплитуда периодической составляющей тем больше, чем ближе наблюдения по времени к рентгеновской вспышке (табл. 4). И третья особенность — совпадение двух вспышек RR Тау и A0535 + 26, в ноябре 1975 г. и декабре 1977 г.

Таблица 4

Дата	$K_{\text{свн}} (P)$	Удаленность от рентген. вспышки
4 5 III.78	15.0	2.5 месяца
7 8 III.76	13.7	4 "
2/3 I .76	12.6	5 "

Для окончательного выяснения вопроса о наличии периодичности в быстрой переменности RR Тау необходимы дальнейшие наблюдения с временным разрешением не хуже 10 сек, в частности, непосредственно после рентгеновской вспышки A0535 + 26. Однако, независимо от того, окажется RR Тау связанной с рентгеновским источником или нет, существование такого короткого периода у звезды само по себе представляет большой интерес.

Авторы благодарны Н. Е. Курочкину за проведение расчетов по программе поиска периодов, В. П. Горанскому за предоставление результатов фотографических наблюдений и В. И. Шенаерину за проведение ИК-наблюдений.

## THE PHOTOMETRIC STUDY AND A SHORT-TIME PERIODICITY OF RR TAU

G. V. ZAYTSEVA, V. M. LYUTY

The results of photoelectric UVB, photographic  $B_{\text{H}}$  and infrared RJK observations of the variable Be-star RR Tau are given. The star is located near ( $8''$ ) the transient X-ray source A0535+26. The full amplitude of the variability in 1967-78 reached  $4''$ . Considerable variability of color indices was observed ( $0^{\text{m}}3-0^{\text{m}}6$ ), but there is no correlation between color and brightness variability. The photometry (filter U) with a time resolution 10 seconds shows the variation in the star brightness with an amplitude  $\sim 10^{\text{a}}_{11}$  and a time-scale of the order of a minute. There is the periodic component in a rapid variability of the star with  $P = 47$  s and amplitude  $2^{\text{o}}_0$ . This period is nearly consistent with the one (46 s) of the X-ray pulsar.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. Hoffmeister, *Astron. Nachr.*, 278, 24, 1949.
2. G. H. Herbig, *Ap. J.*, Suppl. ser., 4, 337, 1960.
3. L. Campbell, *Popular Astronomy*, 45, 153, 1937.
4. S. Rosstger, W. Wenzel, *Astron. Nachr.*, 293, 47, 1974.
5. H. L. Johnson, *Comm. Lunar and Planetary Lab.*, 3, 79, 1955.
6. M. Cohen, *M. N.*, 161, 105, 1973.
7. F. D. Rosenberg, C. J. Eyles, G. K. Skinner, A. P. Willmore, *Nature*, 256, 628, 1975.
8. Н. Е. Кушечкин, *Переменные звезды*, 19, 117, 1973.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.842

## ИЗУЧЕНИЕ ПАШЕНОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И ИНФРАКРАСНОГО ТРИПЛЕТА $\text{Ca II}$ В СПЕКТРЕ МАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ $\beta$ Cr B. 1

Н. С. ПОЛОСУХИНА, А. Г. ЩЕРБАКОВ, В. П. МАЛАНУШЕНКО

Поступила 10 августа 1978

Пересмотрена 9 ноября 1978

Исследовалось поведение водородных линий  $R_{12}$ ,  $R_{11}$  и триплета  $\text{Ca II}$  по 39 спектрограммам магнитной звезды  $\beta$  Cr B, полученным в области спектра  $\lambda$  6410—8300 Å. Анализ эквивалентных ширин и контуров водородных линий показал четкую корреляцию их изменений с магнитным полем звезды. Наблюдаемые уширения контуров водородных линий в фазах повышенной активности звезды свидетельствуют о значительных изменениях физических условий.

Долгое время считалось, что известная магнитная звезда  $\beta$  Cr B ( $F0_p$ ) не является спектрально-переменной, хотя относительно фотометрической переменности и переменности магнитного поля не было сомнений.

По-видимому, эффект переменности терялся из-за сильного блендирования линий в видимой области спектра. При переходе же в длинноволновую часть спектра появилась возможность оценить переменность интенсивностей линий ряда элементов:  $\text{Eu}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $\text{Li}$ ,  $\text{Fe}$  и др., свободных от бленд, и это было сделано [1]. Наряду с заметной переменностью указанных выше линий была обнаружена также переменность водородной линии  $H_\alpha$  [2], причем изменения эквивалентных ширин указанных выше линий коррелировали с изменениями блеска, магнитного поля и свидетельствовали о значительных неоднородностях атмосферы, по-видимому, связанных с неоднородностями магнитного поля  $\beta$  Cr B. Было установлено [1] наличие двух областей на поверхности, где усилена концентрация  $\text{Eu}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $\text{Li}$  и др. элементов. Обнаружение заметной переменности линии  $H_\alpha$  явилось началом изучения поведения водородных линий в спектре этой звезды. Нам представлялось интересным и важным проследить поведение других водо-

родных линий, в особенности пашеновских линий, которые образуются в более высоких слоях атмосферы звезды.

Первая часть настоящей работы содержит анализ изменений контуров и эквивалентных шириин водородных линий пашеновской серии  $P_{12}$ — $P_{14}$  и триплета  $\text{Ca II}$  с периодом вращения звезды.

1. Наблюдения  $\beta$  Cr В в диапазоне ( $\lambda$  8400—8800 Å) проводились на 50" рефлекторе КрАО с помощью спектрографа с инфракрасным ЭОП типа ФКТ 1А (S1). Всего было получено 39 спектрограмм с дисперсией 48 Å/мм, с экспозициями 4—5 мин, в период с 18.12.76 по 30.7.77. Спектральное разрешение составляло около 1 Å. Результаты приведены на рис. 1, где каждая спектрограмма представляет собой результат усреднения 2—3 спектрограмм, отличающихся по фазе менее, чем на 0.1 P (в случае фазы 0.33 усреднялось 5 спектрограмм). На рисунке хорошо видно, что спектр звезды, полученный в разные фазы, заметно отличается. Особенно велико это различие в фазах 0.2 и 0.33 (плотности негативов практически одинаковы). Следует отметить наличие переменных деталей.

2. Отождествление деталей проводилось следующим образом.

1) Первоначально определялось положение деталей в спектре с использованием грубой дисперсионной кривой, построенной по линиям водорода для каждой спектрограммы. 2) Значения полученных длин волны деталей наносились на рис. 2, по оси абсцисс, а по оси ординат откладывались значения  $n_i/N$ , где  $N$  — полное число спектрограмм, а  $n_i$  — число спектрограмм, где имеется данная деталь. Реальными считались детали, которые присутствуют на большинстве спектрограмм, то есть  $n_i/N \geq 0.5$ . 3) Используя списки линий [3, 4], мы провели предварительное отождествление деталей, отдавая предпочтение линиям элементов, которые наиболее вероятны в спектре этой звезды и встречаются в других спектральных областях.

3. Поведение линий  $P_{12}$ ,  $P_{11}$ . В исследуемой области водородными линиями, свободными от бленд с линиями  $\text{Ca II}$ , являются линии  $P_{12}$ ,  $P_{11}$ . В табл. 1 приведены значения эквивалентных шириин всех наблюдаемых водородных линий и их средние квадратичные ошибки. На рис. 3 можно видеть изменения относительных интенсивностей  $W_i/W_j$  линий  $P_{12}$  и  $P_{11}$  с учетом и без учета блендирования другими линиями. Закономерность в изменениях сохраняется независимо от учета блендирования, меняется лишь амплитуда.

4. Выделение триплета  $\text{Ca II}$ . Аномальное усиление линий  $P_{13}$ ,  $P_{15}$ ,  $P_1$  вызвано блендированием их триплетом  $\text{Ca II}$  ( $\lambda$  8498, 8542, 8662 Å). Так как линии кальция составляют физические бленды с линиями водорода, то выделение их из бленд представляет довольно сложную задачу [5]. Мы

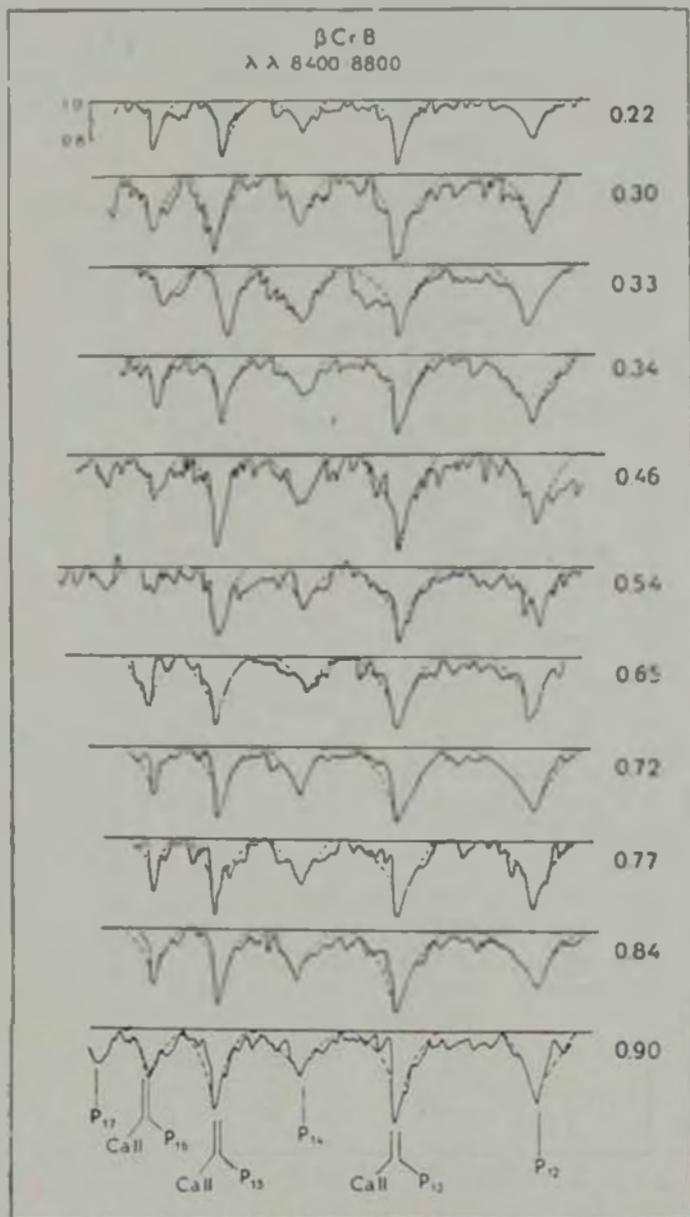


Рис. 1. Регистрограммы спектра  $\beta$  Cr B (в интенсивности) для нескольких фаз.



пытались решить эту задачу следующим приближенным способом: зависимость  $W_i$  от  $n$  (номера линии) для линий  $P_{12}$ ,  $P_{14}$  и  $P_{17}$  практически прямолинейна (табл. 1). Интерполированием можно определить значения  $W_i$  для  $P_{13}$ ,  $P_{15}$ ,  $P_{16}$ , а следовательно и  $W_i$  всех трех линий Ca II.

Таблица 1  
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ПАШЕНОВСКОЙ СЕРИИ ВОДОРОДА  $\beta$  Cr B

Оболн.	$\lambda$	$W_i$ (A)	$W_i$ (A)	$\lambda_{H\beta}$ ( $^{\circ}$ )
1	2	3	4	5
$P_{12}$ 8750.5	0.22	3.93	3.76	12
	0.30	6.24	5.38	9
	0.33	7.20	6.47	8
	0.345	8.00	8.46	5.5
	0.46	8.13	7.29	7
	0.54	6.64	5.54	9
	0.65	6.18	5.67	8.5
	0.72	7.78	8.46	5.5
	0.77	6.83	7.03	7
	0.845	6.65	6.58	7.5
	0.90	6.23	5.99	8.5
ср.зн.	6.91	6.73	2.5	
$P_{13}$ - Ca II 8665.0 8662.2	0.22	4.45	4.39	10.5
	0.30	8.90	8.71	5.5
	0.33	9.60	6.95	7
	0.345	7.50	7.30	7
	0.46	10.25	10.02	5
	0.54	8.96	9.22	5
	0.65	7.15	7.48	6.5
	0.72	6.98	8.01	6
	0.77	7.60	7.81	6
	0.845	8.50	9.92	5
	0.90	7.61	7.38	6.5
ср.зн.	7.05	7.78	2	
$P_{14}$ 8598.4	0.22	3.30	2.29	15.5
	0.30	4.89	3.80	12
	0.33	8.03	7.34 (3.80)	7
	0.345	4.90	4.00	11.5
	0.46	5.95	4.76	10
	0.54	5.16	4.18	11

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
	0.65	4.45	3.24	13
	0.72	4.70	3.84	12
	0.77	5.87	4.54	10.5
	0.84 <sup>а</sup>	5.45	5.14	9.5
	0.90	5.62	5.27	9
	средн.	5.07	4.84	3.4
P <sub>13</sub> С <sub>011</sub>	0.22	2.73	3.34	13
8545.4	0.30	5.32	5.76	8.5
8542.1	0.33	5.27	5.20	9.5
	0.345	5.50	5.42	9
	0.46	5.45	5.65	9
	0.54	7.30	5.19	9.5
	0.65	5.90	6.12	8
	0.72	5.60	5.17	9.5
	0.77	6.11	6.60	7.5
	0.845	5.75	5.81	9.5
	0.90	6.15	6.88	7.5
	средн.	6.10	6.28	3
P <sub>14</sub> С <sub>011</sub>	0.22	2.83	2.29	16
8502.5	0.30	4.31	4.04	11.5
8498.1	0.33	3.36	3.71	12
	0.345	3.06	2.81	14
	0.46	2.83	3.57	12.5
	0.54	2.59	3.79	11.5
	0.65	2.36	4.02	11.5
	0.72	2.45	3.19	13.5
	0.77	1.8 <sup>а</sup>	2.77	14
	0.845	2.84	4.35	11
	0.90	3.58	3.92	12
	средн.	2.81	3.04	4
P <sub>11</sub>	0.22		0.60	
8467.3	0.30		1.40	
	0.33		0.70	
	0.345		1.10	
	0.46		0.95	
	0.54		0.75	
	0.65		0.70	
	0.72		0.60	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
P <sub>10</sub> 8437.9	0.77		0.70	
	0.845		1.00	
	0.90		1.40	
	среди.		0.90	
	0.22		0.60	
	0.30		0.70	
	0.33		0.50	
	0.345		0.30	
	0.46		0.75	
	0.54		0.70	
	0.65		0.80	
	0.72		0.44	
	0.77		0.55	
	0.845		0.70	
0.50		1.00		
среди.		0.63		

1 — Обозначение и положение водородных линий пашеновской серии.

2 — Фаза наименьшей магнитного поля звезды.

3 — Эквивалентная ширина водородной линии со всеми blendирующими линиями.

4 — Эквивалентная ширина водородной линии без blend (жигтуры обозначены пунктирной линией на рис. 1).

5 —  $\sigma_{\lambda}$  — взята из [5].

Следует отметить, что получаемые таким образом значения эквивалентных ширин линий кальция представляют собой нижние границы, поскольку рассматриваемые blendы попадают не на прямолинейную часть кривой роста, а в область, определяемую затуханием излучения.

Отношение эквивалентных ширин линий водорода, blendированных линиями кальция, к  $W$  неблендированных линий P<sub>12</sub>, P<sub>13</sub> дает общий вклад всех линий кальция в blendы.

Получаемый указанным образом вклад кальция в водородные blendы представляют количественно значения параметров B', A', A (см. табл. 2)

$$A = \frac{W_{P_{12}} + W_{P_{13}} + W_{P_{14}}}{W_{P_{12}}}$$

$$A' = \frac{W_{P_{12}} + W_{P_{13}} + W_{P_{14}}}{W_{P_{14}}}$$

$$B = \frac{1.3(W_{P_{12}} + W_{P_{13}} + W_{P_{14}})}{1.2(W_{P_{12}} - W_{P_{14}})}$$

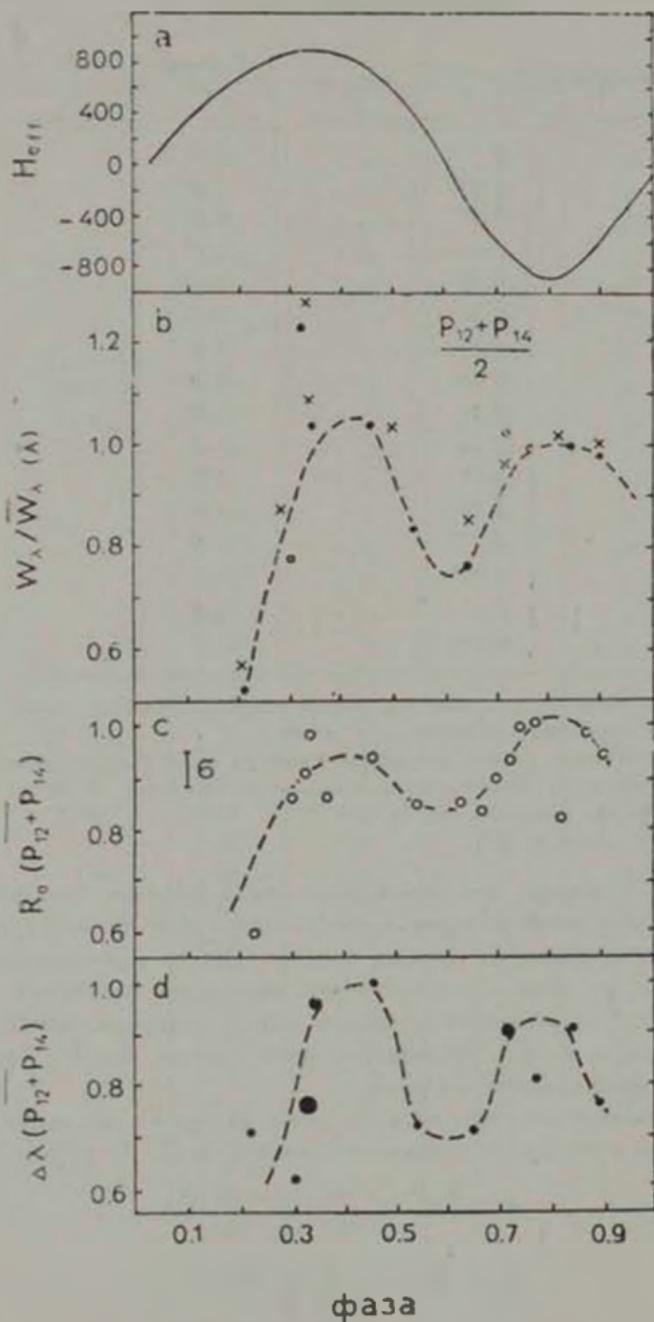


Рис. 3. Изменение б)  $W_\lambda/W_\lambda(\lambda)$ , в)  $R_0$  (центральная интенсивность), д)  $\Delta\lambda$  (полуширина) линий  $P_{12}, P_{14}$  с изменением а) магнитного поля  $H_{eff}$ . ● — без блед., × — с бледами.

$$W, \text{ Ca II} = W, P_{14} = 1/2 (W, P_{12} + W, P_{14}).$$

Оказалось, что  $W, \text{ Ca II}$  линий  $\text{Ca II}$  меняются в противофазе с магнитным полем.

Таблица 2

ТРИПЛЕТ  $\text{Ca II}$  (8662.17 Å, 8542.14 Å, 8498.06 Å)

Фаза	$A$	$\pm A$ (%)	$A'$	$\pm A'$ (%)	$B$	$\pm B$ (%)	$W, \text{ Ca II}, \text{ Å}$ 8662.17 Å	$\pm W, \text{ Ca II}$ (%)
0.22	4.38	31.0	2.67	10.5	1.10	4.5	1.37	14
0.30	4.88	16.0	3.44	6.5	1.34	2.5	4.12	10
0.33	4.75	3.0	2.46	3.9	1.03	1.5	1.62	9
0.345	3.88	5.5	1.84	2.5	0.83	1.5	1.07	9.5
0.46	4.04	4.0	2.70	3.3	1.05	1.5	4.00	8
0.54	4.37	12.5	3.28	6.0	1.25	2.0	4.36	9
0.65	5.44	6.5	3.11	3.0	1.32	2.5	3.02	10
0.72	4.26	14.5	1.93	2.4	0.89	1.5	1.96	9
0.77	3.78	9.5	2.44	3.3	0.99	1.5	2.02	9
0.845	3.91	8.0	3.05	4.0	1.14	1.5	4.06	8
0.90	4.45	6.6	3.04	5.0	1.08	1.5	1.75	9

5. В результате проведенного анализа спектрограмм  $\beta$  Cr B была получена следующая картина изменений водородных линий пашеновской серии и инфракрасного триплета  $\text{Ca II}$ . Изменение относительных интенсивностей линий водорода коррелирует с изменением магнитного поля звезды (рис. 3), причем максимум кривой изменения линий водорода соответствуют экстремальным значениям магнитного поля [1]. Имеются изменения контуров водородных линий, причем на изменения контуров самих водородных линий накладываются изменения блендирующих деталей. Не исключено, что в спектре  $\beta$  Cr B существует переменность, нерегулярная, то есть не связанная с вращением звезды. На рис. 4а приведено сравнение спектра  $\beta$  Cr B в фазе 0.33 с интервалом времени около полугода. Каждый спектр является результатом усреднения 3—5 спектрограмм. Не трудно заметить, что линии  $P_{14}$  и  $P_{12}$  в спектре за 30.7.77 отягощены блендами, которые отсутствуют в спектре за 24.01.77 г. Эти бленды отождествляются с линиями, соответствующими низким потенциалам возбуждения, с линиями металлов, редкоземельных элементов, а, возможно, также с линиями CN (см. рис. 2). Из рис. 4б можно видеть, что появление этих абсорбционных деталей, возможно, сопровождается появлением эмиссии в линии O I,  $\lambda$  8446 Å, эквивалентная ширина которой достигает 2 Å (разрешима  $W_{\text{линия}} \approx 0.100 \text{ Å}$ ). Однако еще недостаточно наблюдательного материала, чтобы с уверенностью говорить об эмиссии в линии O I, а также о временной шкале подобной переменности.

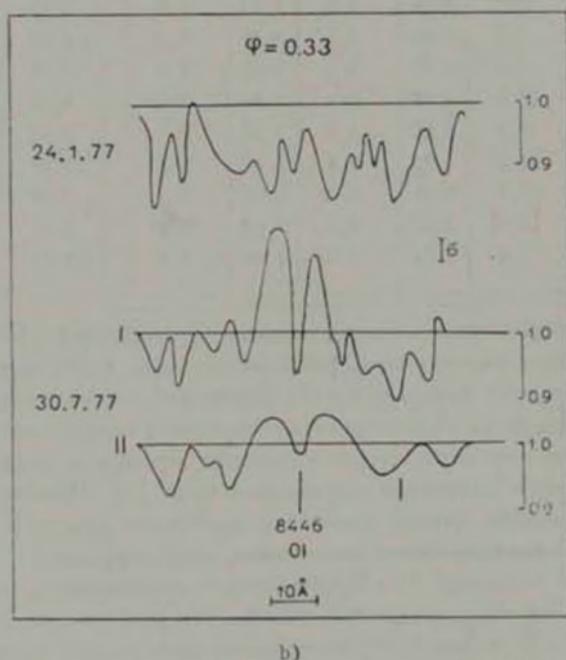
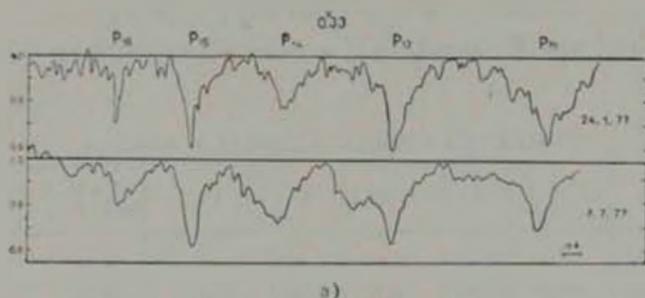


Рис. 4. Сравнение спектра  $\beta$  Cr V в фазе 0.33 для дат 24.1.77 и 30.7.77

Существенным образом меняет картину переменности водородных линий только блескирование линиями триплета Ca II, ибо интенсивные линии Ca II меняются в противофазе с водородными линиями. Амплитуда изменений  $W$  водородных линий (свободных от бленд Ca II)  $P_{12}$ ,  $P_{16} \approx 40\%$  ( $\sigma \approx 10\%$ ). Для H. [2] были получены оценки амплитуды изменений  $W \approx 25\%$  ( $\sigma \approx 10\%$ ). Амплитуда изменений  $W$  линий Ca II  $\approx 50\%$  ( $\sigma \approx 15\%$ ). На рис. 3, где приведены изменения  $P_{12}$ ,  $P_{16}$  центральных интенсивностей и полуширин линий, можно заметить, что в

областях экстремальных значений магнитного поля линии водорода более широкие и более глубокие.

Физические условия атмосферы  $\beta$  Cr B, приводящие к такой переменности водородные линии и инфракрасный триплет Ca II, будут рассмотрены во второй части работы.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## THE INVESTIGATION OF PASCHEN HYDROGEN LINES AND THE INFRARED Ca II TRIPLET IN THE SPECTRUM OF THE MAGNETIC STAR $\beta$ Cr B

N. S. POLOSUKHINA, A. G. SCHERBAKOV, V. P. MALANUSHENKO

The behavior of hydrogen  $P_{12a}$ ,  $P_{11}$  lines and Ca II triplet on 39 spectrograms of the magnetic star  $\beta$  Cr B in the region 8400–8800 Å has been investigated. The analysis of equivalent widths and profiles of hydrogen lines showed distinct correlation with variation of magnetic field of the star. Observed widenings of the profiles of hydrogen lines in phases of higher activity of the star indicate noticeable changes of physical parameters of the atmosphere.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Полосухина, Изв. КрАО, 54, 120, 1976.
2. Ю. В. Глазюлевский, К. И. Козлова, Н. С. Полосухина, Письма АИЖ, № 3, 1978.
3. C. E. Moore, A Multiplet Table of Astrophys. Interest., Revised Edition, Pt. 1–2, Washington, 1959.
4. C. E. Moore, M. C. J. Minnaert, J. Houtgast, The Solar spectrum 2935 Å to 8760 Å, Washington, 1966.
5. А. Г. Щербаков, В. Д. Бычков, Э. А. Витриченко, Изв. КрАО, 58, 81, 1978.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 524.1

### ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА И ОБРАТНЫЙ КОМПТОН-ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОНОВ НА СВЕТЕ ЗВЕЗД

В П. ФОМИН

Поступила 26 июня 1978

На установке для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней обнаружено понижение интенсивности потока космических лучей с энергией  $\sim 10^{12}$  эв в интервале галактических широт  $|b^{\text{II}}| \leq 1.5^\circ$ . Средняя амплитуда эффекта составляет величину  $(-0.7 \pm 0.2)\%$  от фона космических лучей. Достоверность результата наблюдений оценивается в  $(1 - 10^{-5})$ . Существование эффекта понижения подтверждается анализом результатов наблюдений других авторов. Предлагается гипотеза, в которой наблюдаемый эффект связан с галактическими гамма-квантами, образующимися в результате обратного комптон-эффекта высокоэнергичных электронов на свете звезд. При этом предполагается, что плотность фотонов, из-за поглощения пылью, вблизи экватора ниже чем на краю галактического диска. Численные расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами при условии, что плотность электронов в диске и разность в плотности фотонов между областями, лежащими на краю диска и на экваторе, в несколько раз выше, чем для окрестности Солнца.

Начиная с 1969 г., в Крыму, на установке для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней, ведутся наблюдения с целью поиска источников  $\gamma$ -квантов с энергией  $\sim 10^{12}$  эв. Наряду с пульсарам, остатками сверхновых и другими типами объектов к возможным источникам была отнесена галактическая плоскость. К настоящему времени накоплен большой статистический материал для восьми областей сканирования галактического экватора. Предварительные результаты обработки наблюдательного материала опубликованы в [1]. Они свидетельствуют о понижении интенсивности счета черенковских вспышек в направлении галактического экватора, в интервале галактических широт  $|b^{\text{II}}| \leq 1.5^\circ$ . По уточненным данным среднее значение амплитуды эффекта понижения для всех областей сканирования составляет величину  $(-0.7 \pm 0.2)\%$  от фона

7-1328

космических лучей. Отметим, что отрицательные значения амплитуд эффектов, хотя и с меньшей статистической точностью, практически наблюдаются для всех восьми областей. Статистическая достоверность эффекта понижения интенсивности счета черенковских вспышек вблизи экватора очень велика и равна ( $1-10^{-6}$ ).

В [1] был проведен специальный анализ, который показал, что такое поведение интенсивности счета черенковских вспышек не может быть объяснено аппаратурными эффектами и, по-видимому, связано с космическими лучами.

Ранее неоднократно различными группами авторов на установках подобного типа проводились наблюдения за объектами, находящимися в окрестности галактического экватора. Так как эти наблюдения проводились методом сканирования, то в этом случае амплитуда эффекта для объекта дается относительно области, находящейся вне галактического экватора. В связи с этим нами были просмотрены все доступные нам данные других авторов. В результате удалось выявить семь областей сканирования галактического экватора. Из семи случаев в шести авторы дают отрицательные значения амплитуд эффектов. И хотя в каждом отдельном случае статистическая надежность эффекта невелика, его общая по всем этим данным достоверность существования составляет величину ( $1-6 \cdot 10^{-6}$ ). Это является убедительным подтверждением полученного нами результата.

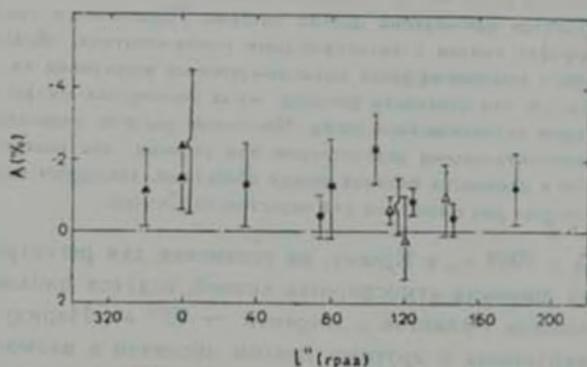


Рис. 1. Распределение амплитуд эффектов по галактической долготе.

● — КрАО, ○ — [2], — [3], ▲ — [4].

С целью выяснения зависимости амплитуды эффекта понижения от галактической долготы было построено соответствующее распределение (рис. 1). В это распределение вошли как наши данные, так и данные других авторов. Из его рассмотрения, ввиду больших ошибок измерений, нам представляется невозможным установить здесь какую-либо зависимость

амплитуды эффекта от галактической долготы. Хотя, возможно, имеется некоторая тенденция к возрастанию амплитуды эффекта при приближении к галактическому центру. С другой стороны, так как эффект понижения наблюдается в узком диапазоне галактических широт и практически во всех направлениях по галактической долготе, можно предположить, что он связан с гамма-квантами сверхвысоких энергий. В этом случае для объяснения эффекта понижения можно предложить два основных варианта:

- 1) Гамма-кванты имеют метагалактическое происхождение и наблюдается их эффект поглощения в галактическом диске.
- 2) Источники гамма-квантов имеют специфическое распределение относительно галактической плоскости.

Оценки, проведенные при разумных значениях плотности межзвездного вещества, магнитного поля и электромагнитного теплового излучения, исключают первый вариант. Повтому нам представляется более привлекательным второй вариант.

Действительно, можно предположить, что гамма-кванты сверхвысоких энергий образуются в галактическом диске в результате обратного комптоновского рассеяния высокоэнергичных электронов на тепловом излучении звезд. В этом случае для объяснения природы эффекта понижения интенсивности гамма-квантов в направлении на галактический экватор достаточно, чтобы средняя по лучу зрения плотность фотонов в этом направлении была ниже, чем в соседних направлениях. В принципе, такое явление возможно, если имеется эффективное поглощение света звезд межзвездной пылью, которая, как известно, сильно концентрируется к галактической плоскости.

На основании результатов наблюдений в гамма-диапазоне можно оценить разность средних по лучу зрения энергетических плотностей фотонов между направлением с  $b^{\text{II}} = 5^\circ$ , где эффект понижения интенсивности счета черенковских вспышек уже практически отсутствует, и направлением на галактический экватор. Такие расчеты, с использованием klein-нишиновского сечения взаимодействия электронов с тепловыми фотонами, были проведены. При этом за величину эффекта понижения интенсивности потока гамма-квантов было взято значение  $(-0.7)\%$  от фона космических лучей, что для энергии  $10^{12}$  эв соответствует абсолютному значению дефицита потока гамма-квантов в интервале  $(0.6 \div 3.0) \cdot 10^{-8}$  кв/см<sup>2</sup>сек стер. Здесь неточность в определении абсолютного значения понижения потока гамма-квантов является результатом неопределенности энергетического порога установки для регистрации широких атмосферных ливней, инициируемых гамма-квантами и фоном космических лучей.

В этих расчетах плотность электронов в диске была взята в 4 и 8 раз больше, чем локальная плотность. Такой выбор плотности электронов объясняется последними данными, которые имеются по этому вопросу в

литературе [5]. Они получены при изучении спектра гамма-квантов в области  $E > 35$  Мэв. Результаты расчетов для различных плотностей электронов и двух крайних значений дефицита потока гамма-квантов даны в табл. 1. В этой таблице эффективная плотность электронов в диске выражена в единицах локальной плотности. Из рассмотрения табл. 1 можно заключить, что разность средних по лучу зрения энергетических плотностей фотонов между двумя выбранными направлениями ( $b'' = 5^\circ$  и  $b'' = 0^\circ$ ) очень сильно зависит как от значения дефицита потока гамма-квантов, так и от эффективной плотности электронов в диске. Эта разность лежит в диапазоне  $0,6 - 6$  эв/см<sup>2</sup>.

Таблица 1

Дефицит потока кв см <sup>2</sup> сек стер	Плотность элект- тронов, $n_e/n_{rel}$	Разность в плотности фотонов, эв/см <sup>2</sup>
$3 \cdot 10^{-3}$	4	6
	8	3
$0,6 \cdot 10^{-3}$	4	1,2
	8	0,6

Для того, чтобы представить, при каких условиях может возникнуть такая разность между средними по лучу зрения плотностями фотонов и двух заданных направлениях, были проведены расчеты для некоторой упрощенной модели Галактики. В этой модели радиальное распределение звезд и пыли относительно галактического центра не учитывалось, а их распределение относительно галактической плоскости принималось в известном барометрическом приближении:

$$n_i(h) = n_i(0) \exp \left\{ -\frac{|h|}{\beta_i} \right\}; \quad \rho(h) = \rho(0) \exp \left\{ -\frac{|h|}{\beta_\rho} \right\}.$$

Здесь индекс  $i$  означает определенный спектральный класс звезд,  $n_i(h)$  и  $\rho(h)$  — концентрация звезд  $i$ -го спектрального класса и пыли на расстоянии  $h$  от галактической плоскости соответственно,  $\beta_i$  и  $\beta_\rho$  — некоторые параметры, определяющие ширину распределения звезд и пыли относительно галактической плоскости соответственно.

Естественно, такая модель является существенным упрощением общей картины и поэтому окончательные результаты расчетов не могут претендовать на большую точность отображения реальной картины распределения света звезд в галактическом диске. Вообще здесь необходимо отметить, что в подобных расчетах необходимо использовать некоторые эффективные для всей галактики в целом значения параметров распределений звезд и пыли, которые известны к настоящему времени недостаточно полно. Особенно это касается звезд типа красных гигантов, дающих существен-

ный вклад в общую энергетическую плотность фотонов в диске. Поэтому все расчеты были проведены для нескольких вариантов, в которых значения параметров распределений красных гигантов и пыли менялись по отношению к их локальным значениям в достаточно широких пределах. Это было сделано еще и для того, чтобы посмотреть, насколько сильно влияют изменения этих параметров на плотность фотонов в диске.

Среднее поглощение света в окрестности Солнца в направлении полюса Галактики для видимого диапазона принималось равным 0.485 звездной величины [6].

В табл. 2 приведены результаты расчетов для трех различных вариантов. В первом варианте значения параметров распределений звезд и пыли были взяты такими, какими они наблюдаются в окрестности Солнца. Во втором — увеличено в 3 раза значение плотности пыли и увеличен параметр, характеризующий ширину в распределении красных гигантов с 300 пс до 400 пс. И, наконец, в третьем варианте дополнительно к изменениям второго варианта увеличено в 3 раза значение функции светимости для красных гигантов.

Таблица 2

Вариант	Пыль	Параметры распределения кр. гигантов		Разность в плотности фотонов
	$\rho, \rho_0$	$z$ (пс)	$n_1, n_0$	$\text{в/см}^2$
1	1	300	1	0.2
2	3	400	1	0.7
3	3	400	3	2.0

Из рассмотрения табл. 2 хорошо видно, что разность между средними по лучу зрения энергетическими плотностями фотонов в двух направлениях с  $h'' = 5^\circ$  и  $b'' = 0^\circ$  очень сильно зависит как от плотности пыли, так и от значений параметра распределений для красных гигантов. Отсюда же можно сделать вывод, что при некотором предположении относительно этих параметров для всей галактики в целом возможно существование такой разности в плотности фотонов между двумя направлениями, которая обеспечит наблюдаемый эффект понижения интенсивности потока гамма-квантов в области галактического экватора.

И, наконец, на рис. 2 приведена расчетная зависимость ожидаемого эффекта понижения интенсивности счета черенковских вспышек от галактической широты. Эта кривая соответствует случаю, когда параметр  $\rho_1$  для красных гигантов равен 400 пс. Отметим, что изменение функции светимости для красных гигантов ( $n_1$ ) практически не отражается на ширине области понижения. На этом же рисунке приведена усредненная по всем об-

ластям сканирования экспериментальная зависимость интенсивности счета черенковских вспышек от галактической широты. Из сравнения расчетной и экспериментальной зависимостей, по-видимому, можно говорить об удовлетворительном их согласии. Полуширина на полувысоте расчетной кривой практически совпадает с экспериментальным значением —  $1.5^\circ$ .

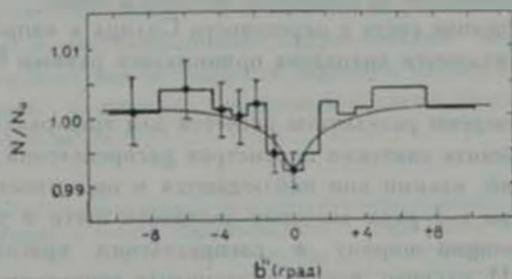


Рис. 2. Экспериментальная и расчетная зависимости амплитуды эффекта от галактической широты.

Таким образом, предложенная гипотеза о природе эффекта понижения интенсивности черенковских вспышек в направлении на галактический экватор может быть принята в предположении, что плотность электронов и разность между энергетическими плотностями тепловых фотонов для областей, лежащих на краю галактического диска и в области экватора, в несколько раз выше, чем для окрестности Солнца.

В заключение автор благодарит А. А. Степаняна и Б. М. Владимирского за ряд полезных обсуждений.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## GALACTIC DISK GAMMA-RAYS AND INVERSE COMPTON SCATTERING OF THE HIGH ENERGY ELECTRONS ON STARLIGHT

V. P. FOMIN

The decrease of intensity of the  $\sim 10^{12}$  eV cosmic-rays at galactic latitudes  $|b^{II}| < 1.5$  was found the installation for detecting Cherenkov flashes from cosmic-ray air showers. Average amplitude of the effect is equal to  $(-0.7 \pm 0.2)\%$  of the cosmic-ray background with  $10^{-1}$  level of confidence. The reality of the effect is confirmed by observations of other authors.

A suggestion is made that the lack of the cosmic-rays intensity is connected with galactic gamma-rays produced by Inverse Compton process of the high-energy electrons on starlight. If we take into account an absorption of the starlight photons by dust it may be shown that the photon density is reduced near the galactic plane as compared with that in external parts of the disk. The calculations agree well with experimental results if we assume that both the mean electron density of the disk and the difference of the photon densities between external and internal regions are by several times higher than those values for the solar neighbourhood.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 В П Фолин. Изв КрАО, 30, 35, 1976
- 2 А Е Чудakov, В А Дадиким, В И Зацепин, Н М Нестерова, Тр. ФИАН, 26, 118, 1964
- 3 Т С Weekes, Н G Fasto, Н F Helmken, Е O'Mongain, G H Rieke, Ap. J., 174, 165, 1972.
- 4 F E Grindlay, Н F Helmken, R H Brown, J. Davis, L R. Allen, Ap. J., 201, 82, 1975
- 5 А W Strong, А W Wolfendale, К Bennett, R. D. Willis, M N., 182, 751, 1978
- 6 Б Н Фесенко Астрон. ж., 32, 287, 1975.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 524.5+524.54—32+524.6

### К ВОПРОСУ О КИНЕМАТИКЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М. Н. КИОСА, Г. С. ХРОМОВ

Поступила 15 июня 1978

Пересмотрена 5 сентября 1978

Рассмотрен классический метод определения компонент движения Солнца относительно центра галактической системы планетарных туманностей с известными лучевыми скоростями. Показано, что метод устойчив по отношению к случайным ошибкам лучевых скоростей. Низкая точность в определении координат вектора и скорости движения Солнца объясняется недостаточным числом объектов с измеренными лучевыми скоростями. Наиболее надежными кинематическими характеристиками для планетарных туманностей являются величины  $|V_r|$  и  $\tau_p$ .

Показано, что планетарные туманности плохо подчиняются закону дифференциального галактического вращения с круговыми орбитами. Это объясняется вытянутостью их галактических орбит.

Рассмотрен метод определения статистического параллакса планетарных туманностей. Показано, что наиболее надежным является параллакс, рассчитанный по  $\tau$ -компонентам собственных движений. Признаков разделения галактических планетарных туманностей на подсистемы с различными кинематическими свойствами не обнаружено.

**Введение.** Кинематические свойства объектов того или иного класса интересны по меньшей мере с двух точек зрения. Прежде всего, с их помощью можно уточнить принадлежность изучаемых объектов к той или иной галактической подсистеме. Во-вторых, кинематические данные необходимы для вывода статистического параллакса, с помощью которого, в свою очередь, можно осуществить калибровку «астрофизических» шкал расстояний.

Как это отметил в свое время В. А. Амбарцумян, в космогоническом смысле пространственно-кинематические характеристики галактических объектов значительно надежнее астрофизических характеристик, ибо шкала времени их изменения существенно длиннее.

Методы изучения кинематики галактических объектов развиты в классических работах первой трети нашего столетия и, в своих основных чертах, мало изменились. Однако применение ЭВМ позволяет глубже исследовать вопрос о надежности получаемых с их помощью результатов. В настоящей работе это будет сделано на примере планетарных туманностей.

*Об определении апекса и скорости движения Солнца по лучевым скоростям планетарных туманностей.* Эмпирической основой для изучения кинематики галактических объектов являются их лучевые скорости и собственные движения. Данные о лучевых скоростях сравнительно доступны и точнее, поэтому именно они чаще всего используются для определения координат апекса движения Солнца. Кроме того, с их помощью можно получить и скорость этого движения.

В каталоге [1] собраны лучевые скорости 348 планетарных туманностей. Для большинства из них имеется по одному измерению; для меньшего числа есть две и более независимых оценок. Это позволяет составить представление об абсолютной точности лучевых скоростей.

Сравнение результатов разных авторов показывает, что вероятная относительная погрешность одного измерения лучевой скорости планетарных туманностей составляет  $\pm 38\%$ ; относительная погрешность двух измерений равна  $\pm 27\%$ . Очевидно, что ошибки носят случайный характер и что характерная точность существующих данных о лучевых скоростях планетарных туманностей — невелика.

Возможно, что этот вывод относится только к лучевым скоростям планетарных туманностей и обусловлен сложной формой их спектральных линий, запутанной внутренней структурой этих объектов. Кроме того, скорость расширения туманностей, определяемая по линиям разных концов, оказывается различной. Наложение обих эффектов вполне может дать ошибки в измерении лучевой скорости порядка 10—20 км/сек. Это обстоятельство следует помнить, оперируя лучевыми скоростями планетарных туманностей.

Процедура определения координат апекса и скорости движения Солнца по лучевым скоростям объектов некоторой группы — общеизвестна (см., например, учебники [2, 3]). Она сводится к решению методом наименьших квадратов системы уравнений вида

$$X \cos l \cos b - Y \sin l \cos b - Z \sin b + V_i = V_i, \quad (1)$$

где  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  — компоненты относительной скорости Солнца по осям прямоугольной системы галактических координат. При решении предполагается, что  $\sum V_i = 0$  и минимизируется величина  $\sum (V_i)^2$ .

Наблюдаемые лучевые скорости  $V_r$  348 планетарных туманностей брались из каталога [1]; в тех случаях, когда для одного и того же объекта имелось несколько оценок  $V_r$ , мы осредняли их с равными весами. Произведения тригонометрических функций галактических координат  $l''$  и  $b''$  также взяты из [1].

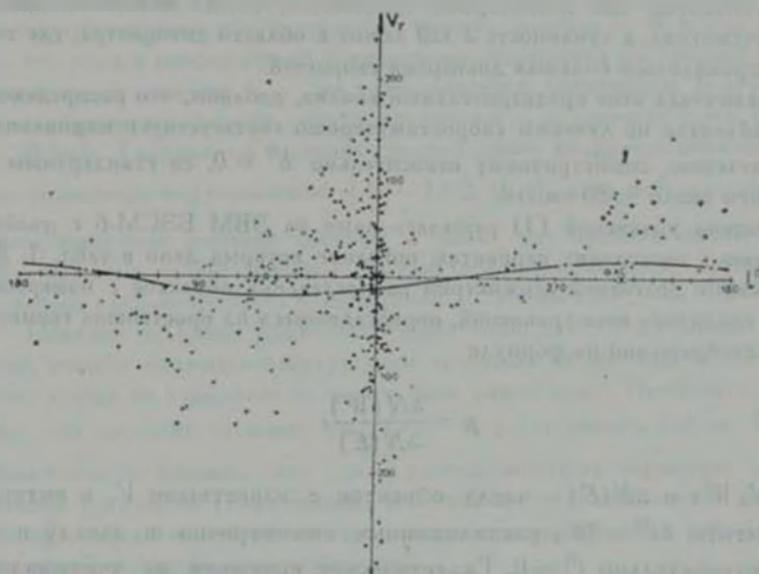


Рис. 1. Распределение наблюдаемых лучевых скоростей 348 планетарных туманностей  $V_r$  в зависимости от галактической долготы объекта  $l''$ . Сплошной линией показано теоретическое распределение лучевых скоростей объектов с теми же координатами, точно соответствующее стандартному апексу  $L'' = 57$ ,  $B'' = 22$ ,  $V_0 = 19.7$  км/сек.

На рис. 1 приведен график, иллюстрирующий распределение планетарных туманностей с известными  $V_r$  по галактической долготе  $l''$ . Дефицит точек в области  $350^\circ > l'' > 180^\circ$  отражает худшую изученность планетарных туманностей южного неба. В равной степени, центральное сгущение точек отражает не только реальную концентрацию туманностей в направлении на галактический центр, но и то, что в этой области неба проводились специальные обзоры лучевых скоростей рассматриваемых объектов.

Распределение точек на графике рис. 1, за пределами его центральной области, в первом приближении напоминает картину, возникающую вследствие параллактического смещения лучевых скоростей из-за движения Солнца к области долгот  $l'' \approx 90^\circ$ . Специальный анализ показал отсутствие четкой связи между дисперсией  $V_r$  и галактической шириной  $\delta''$  планетарных туманностей.

«Отскакивающие» точки на рис. 1 — объекты с аномально большими лучевыми скоростями вдали от направления на галактический центр — туманности H 4—1 и J 320. Мы не склонны придавать их существованию принципиального значения. Действительно, в обоих случаях имеется по одному неподтвержденному измерению  $V_r$ . Кроме того, в столь сложном классе объектов, как планетарные туманности, всегда возможно присутствие «чужаков», а туманность J 320 лежит в области антицентра, где тоже может проявляться большая дисперсия скоростей.

Заканчивая этот предварительный анализ, добавим, что распределение числа объектов по лучевым скоростям хорошо соответствует нормальному распределению, симметричному относительно  $b'' = 0$ , со стандартным отклонением около  $\pm 80$  км/сек.

Система уравнений (1) решалась нами на ЭВМ БЭСМ-6 с двойной точностью в нескольких вариантах, описание которых дано в табл. 1. Для компенсации долготной асимметрии распределения объектов с измеренными  $V_r$ , вводились веса уравнений, определявшиеся из простейших геометрических соображений по формуле

$$p = \frac{\Delta N(W)}{\Delta N(E)}, \quad (2)$$

где  $\Delta N(W)$  и  $\Delta N(E)$  — числа объектов с известными  $V_r$  в интервалах долготы  $\Delta l'' = 10^\circ$ , расположенных симметрично к западу и востоку относительно  $l'' = 0$ . Галактическое вращение не учитывалось, так как исследуемые объекты распределены по всем галактическим долготам (см., например, [2]).

Рассматривая табл. 1, можно сделать несколько очевидных выводов:

- компоненты галактической скорости Солнца определяются с невысокой внутренней точностью;
- придание больших весов объектам из области  $360^\circ > l'' > 180^\circ$ , как это и можно было ожидать, приближает апекс к направлению на галактический центр;
- учет центрального сгущения объектов сильно понижает скорость Солнца  $V_{\odot}$  и оказывает значительное влияние на галактическую широту апекса;
- исключение 12 объектов с очень большими лучевыми скоростями слабо сказывается на положении апекса, но заметно влияет на  $V_{\odot}$ , уменьшая ее почти вдвое;
- важные кинематические параметры — средняя величина модуля перкулярной скорости планетарных туманностей по Z-координате  $\langle |V_z| \rangle$  и дисперсия этих скоростей  $\sigma_z$  подвержены лишь незначительным абсолютным изменениям, хотя и чувствительны к су-

ществованию объектов с аномально большими скоростями в высоких галактических широтах.

Как это уже отмечалось, компоненты галактического движения Солнца определяются путем решения системы (1) методом наименьших квадратов со значительными погрешностями. Эти погрешности мало говорят, однако, об абсолютной точности получаемых в итоге величин  $L$ ,  $B$  и  $V$ , тем более, что строго рассчитать их стандартные отклонения по средним квадратическим отклонениям  $\sigma_{x,y,z}$  не представляется возможным. В этой связи целесообразно исследовать общую устойчивость решения системы (1).

В табл. 1 приведены значения средней суммы квадратов невязок условных уравнений, получаемых из (1) —  $1/n \sum (V_i)^2$  для всех рассматривавшихся вариантов решения системы, а также для математической модели, когда каждому из 348 объектов придавалось произвольное значение  $V_i$  из набора случайных чисел с дисперсией  $(83)^2$  (км/сек)<sup>2</sup>.

Невязки условных уравнений, образуемых из (1), по своему физическому смыслу являются peculiarными лучевыми скоростями объектов. Поэтому сумма их квадратов не может быть равна нулю. Примечательно, однако, что значения величины  $1/n \sum (V_i)^2$  для случайного набора  $V_i$  лишь незначительно больше, чем для рассматриваемых вариантов исходной системы уравнений. По-видимому, это означает, что компоненты движения Солнца определяются по лучевым скоростям планетарных туманностей с невысокой статистической точностью.

Исследуя устойчивость решения системы (1), мы налагали на множество  $V_i$  случайную ошибку с дисперсией  $(10)^2$  (км/сек)<sup>2</sup>. Результат этого эксперимента приведен в табл. 2. Очевидно, что решение весьма устойчиво к случайным ошибкам лучевых скоростей, по крайней мере до тех пор, пока средняя амплитуда вводимой ошибки не приближается к среднему значению лучевой скорости для заданного множества  $V_i$ . В пределе, при случайном наборе лучевых скоростей, величины  $L$ ,  $B$  и  $V$  приобретают произвольные значения.

Таким образом, расчет координат апекса и скорости Солнца по лучевым скоростям планетарных туманностей слабо зависит от вероятных случайных ошибок измерений  $V_i$ . Его точность определяется всей совокупностью величины  $(l, b, V_i)$  рассматриваемого множества объектов. Очевидно, что для повышения точности необходимо иметь как можно больше объектов с измеренными или просто оцененными с невысокой точностью лучевыми скоростями. Измерения лучевых скоростей планетарных туманностей, таким образом, продолжают оставаться актуальной задачей. Аналогичные выводы, по-видимому, справедливы и для любых других галактических объектов.

Таблица 1

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ.  
ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ ПО ИХ ЛУЧЕВЫМ СКОРОСТЯМ

№	Описание варианта исходной системы уравнений (1)	$X = \pm X$	$Y = \pm Y$	$Z = \pm Z$	$L''$	$B''$	$V_z$	$( V_z )$	$\sigma_z$	$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (V_i)^2$
		км/сек						км/сек		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	348 объектов без весов P	-4.4 - 5.4	26.3 - 8.1	9.7 - 21.8	99	+20	28.4	6.0	12.9 - 11.1	6.6 · 10 <sup>3</sup>
2	348 объектов с весами P	2.4 - 5.1	22.7 - 7.4	9.8 - 21.0	81	23	24.8	—	—	7.2 · 10 <sup>3</sup>
3	154 объекта без весов P; исключена центральная часть 330 $r'' < 30$	-7.1 - 7.6	38.5 - 5.7	23.3 - 16.3	100	31	45.4	5.6	14.2 - -10.6	2.8 · 10 <sup>3</sup>
4	То же с весами P	5.8 - 6.5	33.6 - 5.1	18.4 - 16.4	80	28	38.7	—	—	3.2 · 10 <sup>3</sup>
5	142 объекта без весов P; исключена центральная часть 330 $r'' < 30$ и 12 объектов с $ V_z  > 100$ км/сек	-2.9 - 5.7	29.7 - 4.1	15.1 - 12.1	96	27	33.4	4.7	8.3	1.5 · 10 <sup>3</sup>
6	То же, с весами P	7.0 - 5.1	27.6 - 4.1	10.6 - 12.7	76	+20	30.4	4.6	8.2	1.9 · 10 <sup>3</sup>
7	348 объектов без весов P, с теми же координатами, но со случайно распределенными $V_z$ со станд. откл. = 83 км/сек	13.6 - 9.1	0.7 - 14.5	11.2 - 37.9	3	72	43.4	—	28.0	2.0 · 10 <sup>3</sup>

## Примечания к таблице 1

- 1 — Порядковый номер.
- 2 — Описание варианта исходной системы уравнений типа (1), используемой для вычисления кинематических характеристик. Объяснение параметра  $P$  — см. в тексте.
- 3) — Компоненты движения Солнца относительно центра системы планетарных туманностей со средними квадратичными ошибками. Направление осей прямоугольной системы:  $X \rightarrow (l^{II} = 0^\circ, b^{II} = 0^\circ)$ ,  $Y \rightarrow (l^{II} = 40^\circ, b^{II} = 0^\circ)$ ,  $Z \rightarrow (b^{II} = 90^\circ)$ .
- 4) — Соответствующие координаты апекса и скорости движения Солнца, определяемые по формулам:
- 5) —  $\lg L = \frac{Y}{X}$ ;  $\lg B = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}}$ ;  $V_{\odot} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ .
- 6) — Средняя абсолютная невулярная скорость планетарных туманностей по оси  $Z$  —  $|V_z^*|$ .
- 7) — Дисперсия скоростей планетарных туманностей по оси  $Z$ . Меньшее из двух значений в вариантах 1 и 3 получено после исключения высокоширотного быстрого объекта Н 4-1.
- 8) — Средняя сумма квадратов невязок уравнения (1), они же — невулярные лучевые скорости  $V_r$ .

Таблица 2

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (1) ПО ОТНОШЕНИЮ К СЛУЧАЙНЫМ ОШИБКАМ  $V_r$  СО СТАНДАРТНЫМ ОТКЛОНЕНИЕМ  
= 10 км/сек

№ варианта по табл. 1	Ошибка не введена			Ошибка введена		
	$L^{II}$	$B^{II}$	$V_r$ (км/сек)	$L^{II}$	$B^{II}$	$V_r$ (км/сек)
1	99	+20	28.4	98	23	28.9
2	84	+23	24.8	83	+26	25.4
3	100	+11	45.4	99	32	45.6
4	80	-28	38.7	79	28	34.1
5	96	-27	33.4	93	27	33.9
6	76	+20	30.4	74	20	31.1

Согласно нашим расчетам, можно принять, что апекс движения Солнца относительно центроида системы планетарных туманностей лежит в эллиптической области с центром  $L = 89^\circ$ ,  $B = +25^\circ$  и полуосями  $\Delta L = 12^\circ$  и  $\Delta B = 6^\circ$ . Скорость Солнца относительно центроида системы планетарных туманностей явно превышает ее стандартное значение 19.7 км/сек и, видимо, близка к 30 км/сек. Сводка других определений  $L$ ,  $B$  и  $V_r$  по планетарным туманностям приведена в табл. 3.

Некоторые дополнительные представления о надежности определения координат апекса дает рис. 1. Сплошная линия на этом рисунке представляет собой точное решение обратной задачи вычисления лучевых скоростей заданных объектов по известным координатам стандартного апекса и скорости Солнца (см. табл. 3). Очевидно, что положение стандартного апекса также не сильно противоречит наблюдаемому долготному распределению лучевых скоростей планетарных туманностей; скорость  $V_r$ , однако, должна быть выше стандартной.

*Планетарные туманности и галактическое вращение.* Существование огромной дисперсии лучевых скоростей планетарных туманностей в направлении на галактический центр было справедливо интерпретировано Р. Мишковским [14] как следствие вытянутости их галактических орбит. Поэтому движения планетарных туманностей, вообще говоря, не могут быть объяснены в рамках простой теории дифференциального галактического вращения.

В ходе определения компонент движения Солнца по лучевым скоростям планетарных туманностей мы получили пекулярные лучевые скорости  $V_r$  для всех исследованных объектов. Долготное распределение для нашего варианта 1 показано на рис. 2. Аналогичные картины для вариантов

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗЛИЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КИНЕМАТИКИ  
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Автор и ссылка	$L''$	$B''$	$V_r$ (км/сек)	$\bar{\pi}$	$n$	$A$ (км/сек.кпс)	Метод
1	2	3	4	5	6	7	8
Вирц [4]	74	+14	31.2		96		$V_r$
Штройберг [5]	73	-12	30.2		101		$V_r$
Огородников [6]			37.0		92	23.8	$V_r$
Камп [7]	63	-16	33.8		90		$V_r$
Паренато [8]	77	+6	29.3		38		$V_r$
				0.00079	34		$\mu$ , стандартная $l$ .
Шонинг [9]	88	-3	29		23		$V_r$
Дейч и Орловз [10]	61	-26	32.3		348		$V_r$
				0.00058	42		$\mu$ , стандартная $l$ .
Псковский [11]			35.1		37	25.0	
Кадворс [12]	66	+16	25.5		131	10.0	
	51	+34			62		$\mu$ , заданная $l$ .
				0.00064			
Эта работа	100- -76	+20- +51	28.4- -45.4		348 112	33	см. текст
				0.00054	51		
Стандартные величины [13]	57	-22	19.7			15.0	

Примечания к таблице.

- 1 — Автор работы и ссылка по общей библиографии.
- 2, 3 — Галактические координаты ядра.
- 4 — Скорости движения Солнца относительно центра галактики планетарных туманностей.
- 5 — Статистический годичный параллакс в секундах дуги (среднее значение из  $\bar{\pi}_1$  и  $\bar{\pi}_2$ ).
- 6 — Число объектов, использованных при расчете.
- 7 — Постоянная галактического вращения  $A$ .
- 8 — Характеристика метода расчета кинематических величин:  $V_r$  — по лучевым скоростям,  $\mu$  — по собственным движениям.

3 и 5 имеют сходный вид. Сплошной линией на рис. 2 показан примерный ход зависимости  $V_r = l$  в случае дифференциального вращения по круговым орбитам.

Очевидно, что получаемое нами долготное распределение пекулярных лучевых скоростей планетарных туманностей плохо увязывается с этой простой моделью. Сравнительно хорошее совпадение ожидаемой теорети-

ческой кривой — распределением точек на графике в области  $l'' > 180$  имеет незначительный вес, т. к. эта область относительно бедна объектами с измеренными  $V_r$ . Поэтому использовать полученные наборы пекулярных лучевых скоростей планетарных туманностей для уточнения постоянных Оорта — нецелесообразно.

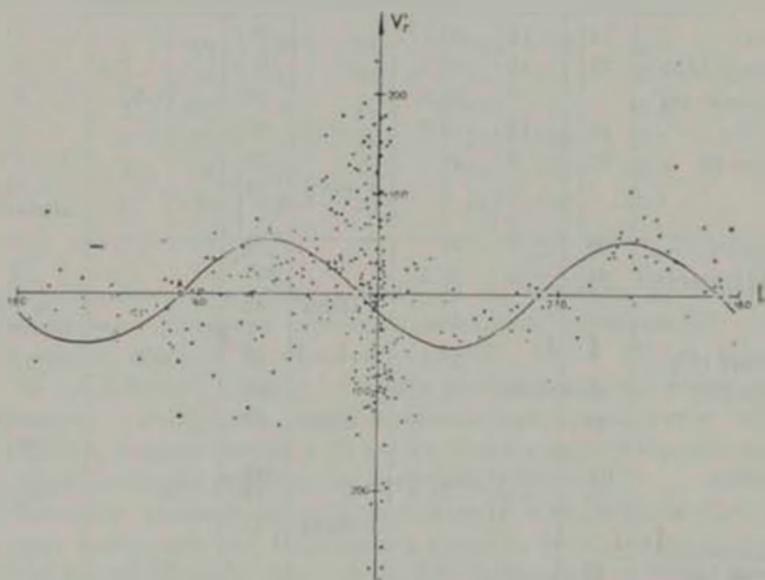


Рис. 2. Распределение пекулярных лучевых скоростей 348 планетарных туманностей  $V_r$ , согласно варианту 1 из табл. 1, в зависимости от галактической долготы  $l''$ . Сплошной линией показано теоретическое распределение  $V_r - l''$ , соответствующее этой модели дифференциального галактического вращения с круговыми орбитами для группы объектов, близких к галактической плоскости  $V_r = \bar{V} A \sin 2(l - L)$  при  $L'' = 99$ ,  $B'' = +20$  и  $\bar{V} = 28.4$  км/сек.

Применяя к долготному распределению (рис. 2) известную формулу для дифференциального галактического вращения

$$V_r = A \cdot \sin 2(l - L), \quad (3)$$

получаем, что  $A = 34/\bar{r}$  (км/сек·кпс). Это соотношение, в принципе, может использоваться для калибровки шкал расстояний до планетарных туманностей по заданной величине  $A$ , хотя надежность подобной привязки проблематична. При  $A = 15$  км/сек·кпс,  $\bar{r} = 3.6$  кпс.

Примечательно, что, несмотря на значительную дисперсию пекулярных лучевых скоростей, на рис. 2 отсутствуют объекты с  $V_r > 300$  км/сек

и, тем более, со скоростями, превышающими скорость освобождения для окрестностей Солнца.

О вычислении статистического параллакса планетарных туманностей по их собственным движениям. Собственные движения планетарных туманностей — объектов сравнительно удаленных, известны хуже, чем их лучевые скорости. В последней, весьма обстоятельной работе на эту тему [12] собраны собственные движения 62 планетарных туманностей — в основном из числа ярких, наиболее изученных объектов. При этом для 41 туманности ошибки измеренных собственных движений по одной из координат превосходят сами значения этих движений.

Зная собственные движения некоторой группы объектов и задавшись независимо определенной скоростью Солнца  $V_{\odot}$ , мы можем определить положение апекса и статистический параллакс этой группы. На практике предпочитают пользоваться координатами апекса и скорости Солнца, найденными по лучевым скоростям объектов данной группы.

Методика расчета статистического параллакса подробно изложена, например, в [2]. Сводка существующих определений статистического параллакса планетарных туманностей дана в табл. 3. Видно, что, несмотря на малые абсолютные значения, различные определения статистических параллаксов близки друг к другу. По-видимому, это происходит вследствие использования одного и того же набора собственных движений.

Мы рассчитали статистические параллаксы  $\bar{\pi}$  и  $\bar{\pi}'$  для 51 планетарной туманности из табл. 2 в работе [12]. Абсолютные собственные движения этих объектов взяты из той же работы и, по-видимому, могут считаться наиболее надежными. Координаты апекса и скорости движения Солнца соответствовали варианту 1 из нашей табл. 1. Результаты расчета приведены ниже; они достаточно близки к результатам других авторов:

$$\bar{\pi} = (5.54 \pm 0.13) \cdot 10^{-4},$$

$$\bar{\pi}' = (5.19 \pm 0.57) \cdot 10^{-4},$$

$$\bar{\pi}'' = (5.36 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}.$$

Для проверки устойчивости определения статистического параллакса к положению апекса, мы повторили расчет при координатах  $L = 133^{\circ}$  и  $B = -11^{\circ}$ . Соответствующие значения  $\bar{\pi} = 2.5 \cdot 10^{-4}$  и  $\bar{\pi}' = 4.7 \cdot 10^{-4}$  хотя и ощутимо отличаются от полученных ранее, но все же сохраняют правильный порядок величины.

Как известно, величина  $\bar{\pi}$  прямо зависит от скорости Солнца и связана с ней соотношением  $\bar{\pi} \sim V_{\odot}^{-1}$ . Зависимость  $\bar{\pi}$  от  $V_{\odot}$  сложнее, однако контрольные расчеты показали, что и в нашей задаче уменьшение  $V_{\odot}$  в 3 раза увеличивает  $\bar{\pi}$  лишь примерно на 2%. Следовательно, статистический параллакс, определенный по  $\bar{\pi}$ -компонентам собственных движений, более устойчив к принятым кинематическим характеристикам Солнца.

Средняя величина  $\bar{\pi}_+$ , полученные в этой работе и в [8, 10, 12], находим вероятное значение статистического параллакса планетарных туманностей с измеренными собственными движениями

$$\bar{\pi} = \bar{\pi}_+ = 0.00068 = 0.00022,$$

где  $(\bar{\pi}_+)$  — средняя величина параллакса, измененная числом объектов, использованных для ее определения в перечисленных работах.

*О существовании кинематических подсистем в системе галактических планетарных туманностей.* На первый взгляд, долготное распределение лучевых скоростей планетарных туманностей (рис. 1, 2) говорит о существовании двух кинематических подсистем объектов: туманностей, группирующихся в направлении на галактический центр и имеющих вытянутые орбиты, и туманностей, равномернее распределенных по долготе и подчиняющихся закону дифференциального галактического вращения.

Вопрос о реальности такого подразделения довольно сложен. Планетарные туманности и их ядра — быстро эволюционирующие объекты. Поэтому надежда проследить возможные различия подсистем по физическим характеристикам входящих в них объектов представляется нереальной.

Из числа кинематических характеристик, как это следует из предыдущего, только средняя абсолютная пекулярная скорость по оси  $Z$  —  $|V_z^*|$  и дисперсия этих скоростей  $\sigma_z$  определяются достаточно надежно.

В табл. 4 приведены эти параметры, полученные нами для планетарных туманностей, группирующихся в направлении на галактический центр, и в других долготах. Очевидно, что в пределах точности три выделенных в табл. 4 группы туманностей не показывают явных кинематических различий. Одновременно можно видеть, насколько сильно влияют на оценки  $|V_z^*|$  и  $\sigma_z$  высокоскоростные объекты на больших галактических широтах, подобные H 4-1.

В работах Грейга [15, 16] было заявлено о существовании двух подклассов планетарных туманностей, имеющих различные морфологические, физические и кинематические характеристики. Уместно заметить, что клас-

сификация, предложенная в [15], является чисто описательной и не имеет в своей основе четкого физического смысла. Вводимые в ней морфологические признаки объектов сильно подвержены влиянию наблюдательной селекции, а физические — влиянию эволюционных эффектов.

Таблица 4

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОДГРУПП  
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ (СОГЛАСНО  
ВАРИАНТУ 1, ТАБЛ. 1)

Подгруппа	Число объектов	$ V_z $	$\sigma_z$
		км/сек	
Все планетарные туманности с известными $V_z$	348	6.0	12.9—11.1
Объекты в направлении на галактический центр $330 < l'' < 30$	193	6.6	15.5
Та же группа без объекта H 4-1	192	6.0	9.5
Объекты в интервалах долгот:			
$33 < l'' < 183$ ,	53	5.2	10.2
$180 < l'' < 330$	101	5.4	9.5

Наш анализ показал, что туманности класса В по Грейгу отличаются от других объектов по той же классификации значительно меньшей средней галактической широтой. Действительно, распределение объектов Грейга по галактической широте  $b''$  таково:

$$-45 \text{ туманностей класса В: } b'' = -2.1 \pm 8.8,$$

$$-69 \text{ туманностей всех прочих классов: } b'' = +1.2 \pm 15.6.$$

Следовательно, туманности класса В, в среднем, расположены на относительно больших расстояниях, моложе и ярче. Это помогает понять существование некоторых спектральных особенностей этих объектов, отмеченных Грейгом.

Сравнивать кинематические характеристики произвольно выбранных объектов с различным пространственным распределением не имеет смысла. Упомянем лишь о том, что сделанный в работе [16] вывод о преимущественном сосредоточении туманностей класса В в спиральных ветвях не получает подтверждения (см. [12]).

**Выводы.** Итак, мы рассмотрели методы изучения кинематики планетарных туманностей по их лучевым скоростям и собственным движениям.

Традиционный способ определения компонент солнечного движения относительно центра системы планетарных туманностей по их лучевым скоростям весьма устойчив по отношению к случайным ошибкам измерения скоростей. Точность определения координат апекса и скорости движения Солнца, пока невысокая, задается совокупностью используемых при расчете координат и скоростей объектов. Ее повышение требует знания лучевых скоростей значительно большего числа туманностей.

Сейчас можно считать, что апекс движения Солнца относительно центра системы планетарных туманностей соответствует стандартному, либо несколько сдвинут от него к востоку. Скорость Солнца определенно выше стандартной и близка к 30 км/сек.

Наиболее надежной кинематической характеристикой — во всяком случае для планетарных туманностей — являются среднее абсолютное значение  $Z$ -компоненты пекулярных лучевых скоростей  $|V_z|$  и их дисперсия  $\sigma_z$ .

Пекулярные лучевые скорости планетарных туманностей плохо соответствуют модели дифференциального галактического вращения с круговыми орбитами, что является следствием сильной вытянутости галактических орбит планетарных туманностей. Использовать кинематические свойства этих объектов для уточнения этой модели — нецелесообразно.

Статистический параллакс планетарных туманностей, определяемый по их собственным движениям, весьма мал, но получается достаточно надежно. Стандартный метод расчета статистического параллакса устойчив по отношению к ошибкам в положении апекса. Наиболее надежные данные, слабо зависящие также от принятого значения Солнца, получаются по  $T$ -компонентам собственных движений.

Кинематические данные не показывают четких различий между планетарными туманностями, группирующимися вокруг направления на галактический центр, и прочими объектами того же класса. Вывод о существовании подобных различий у туманностей разных классов по Грейгу не является обоснованным.

Приемы и результаты проведенного анализа надежности классических методов определения кинематических характеристик системы планетарных туманностей полезны с точки зрения исследования кинематики галактических объектов других типов.

Астрономический совет  
АН СССР

## ON THE PROBLEM OF KINEMATICS OF THE GALACTIC PLANETARY NEBULAE

M. N. KIOSSA, G. S. KHROMOV

The classic method of determination of the components of solar motion in respect to the centroid of the galactic planetary nebulae with the known radial velocities is considered. The method is shown to be stable in respect to the random errors in the radial velocities of the objects. The low precision of coordinates of the apex and solar velocity is due to the insufficient number of the objects with the measured radial velocities. The most reliable kinematic characteristics for the planetary nebulae are  $|U_0|$  and  $\alpha_0$ .

The galactic movements of the planetary nebulae are badly compatible with the differential galactic rotation along the circular orbits. This can be explained with the pronounced ellipticity of their galactic orbits.

The method of the determination of the statistical parallax of the planetary nebulae is discussed. It is shown, that the parallax from the  $\omega$ -components of the proper motions is one the most reliable. Any indications on the different kinematical subsystems within the bulk of the galactic planetary nebulae are absent.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. Perek, L. Kohoutek, Catalogue of galactic planetary nebulae, Prague, 1967.
2. П. П. Пареннов, Курс звездной астрономии, ГИТТЛ, М., 1954.
3. В. Занн, К. Рудницкий, Звездная астрономия, ИЛ, М., 1959.
4. C. Wirtz, Astron. Nachr., 215, 149, 1922.
5. G. Stromberg, Ap. J., 61, 371, 1935.
6. К. Ф. Огородников, Цирк. ГАО, 21, 15, 1937.
7. W. Samt, M. N., 99, 71, 1939.
8. П. П. Пареннов, Астрон. ж., 23, 65, 1946.
9. M. Chopinet, J. Observatoires, 49, 2, 1963.
10. А. Н. Дэйч, О. Н. Орлова, Изв. ГАО, № 187, 4, 1971.
11. Ю. П. Пековский, Астрон. ж., 36, 305, 1959.
12. K. M. Sudworth, A. J., 79, 1364, 1974.
13. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
14. R. Minkowski, Galactic structure, Chicago Univ. Press, 1965, p. 321.
15. W. Greig, Astron. Astrophys., 10, 161, 1971.
16. W. Greig, Astron. Astrophys., 18, 70, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.038 + 523.12

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ И МАГНЕТИЗМА  
ЗВЕЗД И ПЛАНЕТ

И. И. МИНИН

Поступила 14 октября 1977

Происхождение момента вращения и магнитного момента звезд и планет объясняется сохранением спина и магнитного момента сверхтяжелых адронов, в результате распада которых образуются звезды и планеты.

1. В работе Р. М. Мурадяна [1] сделано предположение о том, что наблюдаемые формы вещества во Вселенной возникают при распадах сверхтяжелых адронов со спином. Происхождение момента количества движения галактик и их скоплений объясняется сохранением спина. Для случая  $l$ -мерного квазиклассического адрона принята формула

$$J = N^{1 + \frac{1}{n}} \hbar, \quad (1)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $J$  — максимальный спин,  $N = M/m_p$ ,  $M$  — масса адрона,  $m_p$  — масса протона. Изучив большой материал, относящийся к определению масс  $M$  и угловых моментов  $J$  галактик и их скоплений, Р. М. Мурадян пришел к заключению о том, что формула (1) при значении  $l = 2$  хорошо представляет результаты наблюдений. Это дает основания для дальнейшего обсуждения гипотезы.

Естественно также поставить вопрос о формировании звезд указанным путем и, соответственно, о моменте вращения. Если пока не вдаваться в детали, то характерные значения для звезд  $N \approx 10^{21} - 10^{22}$  и

---

От редакции. Печатаение настоящей статьи И. И. Минина задержалось в процессе редакционной работы. Поэтому редакция считает своим долгом указать, что разъясняемые в статье представления о магнитных полях возникли независимо от работы Р. М. Мурадяна, опубликованной в «Астрофизике», том 14, вып. 3, 1978 г.

$J/h \approx 10^{49} - 10^{51}$ . Такие величины могут быть достаточно хорошо представлены формулой (1) при  $n = 3$ .

Число  $n = 3$  указывает, что в принятой гипотезе формирование звезд обусловлено распадами трехмерных дронгов, тогда как в случае галактик и их скоплений  $n = 2$ , и мы имеем дело с дискообразными частицами. Этот результат показывает на существенное отличие процесса образования звезд от процесса формирования галактик и их скоплений.

Рассмотрим соотношение

$$\frac{GM^2}{c} = N^{3+\frac{1}{n}} h, \quad (2)$$

использованное Р. М. Мурадяном [1] при значении  $n = 2$ . Правая часть (2) включает угловой момент, определенный формулой (1). В левой части  $G$  — гравитационная постоянная,  $c$  — скорость света,  $M$  — масса объекта. Разрешая (2) относительно  $N$  и вводя безразмерную величину

$$\beta = \sqrt{\frac{Gm_p^2}{hc}}, \quad (3)$$

находим

$$N = \frac{M}{m_p} \beta^{\frac{2n}{1-n}}. \quad (4)$$

При  $n = 2$  из (4) следует

$$N_0 = \beta^{-4}, \quad (5)$$

что получено в [1] и является известным соотношением Дирака. Значение  $M_0$ , соответствующее  $N_0$ , по порядку величины близко к массе Метагалактики. Аналогичная величина  $N_0$ , полученная из (4) при  $n = 3$ , определяется формулой

$$N_0 = \beta^{-3}. \quad (6)$$

Соответствующая масса  $M_0$  по порядку величины совпадает с типичной массой звезды. Этот факт весьма знаменателен, поскольку  $n = 3$  как раз отвечает случаю формирования звезд.

2. Обсудим теперь результаты наблюдений вращения звезд с точки зрения принятой гипотезы. При этом в качестве предсказанного значения безразмерного вращательного момента звезды  $j = J/h$  будем принимать величину

$$j = N^{4/3}, \quad (7)$$

которая следует из (1) при  $n = 3$ . Необходимо сразу обратить внимание на то, что формулы (1) и (7) дают максимальные значения для спина соответствующих адронов и, значит, вращательного момента объекта (галактики, звезды) при его формировании. Кроме того, за время эволюции может происходить изменение величины момента. Обычно в случае звезд обсуждаются механизмы потери момента с течением времени. Анализ для случая галактик [1] показал, что наблюдаемые значения моментов систематически меньше, чем предсказывает формула (1) при  $n = 2$ . Указанные обстоятельства следует иметь в виду при анализе вращения звезд.

Значение  $j$  достаточно уверенно известно для Солнца и равно  $6 \cdot 10^{31}$ , а формула (7) приводит к величине  $10^{31}$ . Таким образом, в случае Солнца согласно предсказанного и наблюдаемого значений с учетом сделанных замечаний следует признать неплохим.

Обратимся к звездам различных спектральных классов. К настоящему времени накоплен большой материал [2], относящийся к определению скоростей вращения звезд спектроскопическим способом. Основной вывод, важный для нас, состоит в том, что наиболее высокие скорости вращения имеют горячие и массивные звезды. Это указывает на то, что формула (7) во всяком случае качественно верно описывает возрастание  $j$  с ростом массы звезды. Для количественного анализа необходимо кроме скоростей вращения звезд одновременно по крайней мере знать их массы и размеры. Тогда, исходя из этих данных, можно путем расчетов на основе принимаемых моделей получать величину  $j$ . Но осуществить такую программу в настоящее время трудно. В случае одиночных звезд мы не знаем способов определения их масс. Если же использовать материалы, относящиеся только к двойным звездам, то здесь имеются осложнения, связанные с возможными эволюционными изменениями моментов вращения звезд вследствие приливных эффектов и перетекания вещества между компонентами.

Проблема определения  $j$  из наблюдений должна включать расчеты различных моделей вращающихся звезд. Дело в том, что существующие модели внутреннего строения звезд пока нельзя считать единственно возможными. Например, модели звезд со сверхплотным ядром типа нейтронной звезды и плазменной оболочкой, которые успешно рассматривались ранее, до конкретизации термоядерных источников энергии звезд, уместно исследовать теперь в связи с предлагаемым здесь механизмом звездообразования. Такие модели уже начинают изучаться [3].

Ядро звезды может содержать заметную долю массы и сравнительно малую часть момента вращения. Наблюдательным подтверждением такой точки зрения следует считать малые значения моментов вращения у нейтронных звезд-пульсаров. Максимальное значение здесь оказывается  $j \approx 10^{31}$ , что на два порядка меньше соответствующего значения по (7). Действительно, непосредственное формирование нейтронной звезды в при-

нимаемом процессе звездообразования практически невозможно. В этом случае момент соответствует столь быстрому вращению, что звезда оказывается на пределе устойчивости. Повтому при образовании звезды должна возникнуть плазменная оболочка, забирающая основную долю момента вращения. Аналогично при формировании белого карлика непосредственно он будет быстро вращаться (с периодом порядка сотни секунд). В настоящее время сведения о вращении белых карликов весьма скудны и указывают на периоды порядка суток. По-видимому, наблюдаемые нейтронные звезды-пульсары и белые карлики следует считать объектами, сбросившими в процессе эволюции оболочки, унесшие основную часть первоначального момента вращения.

Еще один довод в пользу изложенного взгляда следует из результатов работы [4], где приведены значения  $j$  для массивных звезд. Эти значения намного выше найденных по формуле (7), что и обусловлено рассмотренным выше эффектом, который не был учтен в [4].

3. Формула (7) приближенно описывает значения  $j$  для планет. Это следует из табл. 1, где сопоставлены теоретические значения  $j$ , найденные по (7), с полученными в результате наблюдений и расчетов моделей внутреннего строения.

Таблица 1

Планета	Земля	Мерс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун
Теория	$5 \cdot 10^{23}$	$2.5 \cdot 10^{23}$	$10^{22}$	$5 \cdot 10^{21}$	$3 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{19}$
Наблюдения	$6 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{22}$	$10^{22}$	$10^{20}$	$10^{19}$

Известно, что в настоящее время скорость вращения Земли уменьшается. Если принять современный темп этого замедления и оценить величину  $j$  в момент формирования Земли, то получится практически строгое совпадение с предсказанным значением. В случае Юпитера и Сатурна теоретические значения  $j$  оказались меньше наблюдаемых, что, по нашему мнению, объясняется аналогично тому, как это было сделано выше для массивных звезд. Именно, в существующих моделях внутреннего строения вводится относительно мало вещества в центральные области. Особые случаи представляют Меркурий и Венера, где, вероятно, специфические условия формирования объектов могли привести к сильной потере момента вращения (наблюдаемые значения на два порядка меньше предсказанных). Кстати говоря, для Луны, которая потеряла значительную долю момента вращения в результате приливных взаимодействий, расхождение также составляет примерно два порядка. Итак, имеются основания полагать, что развиваемая гипотеза кроме теории внутреннего строения звезд затронет также изучение внутренней структуры планет.

4. Обратимся к анализу происхождения магнитного момента звезд и планет. Условимся в дальнейшем по аналогии и в отличие от микрочастиц называть рассматриваемые сверхмассивные элементарные частицы (адроны) мегачастицами. Наряду с большим спином  $J$  мегачастицы могут также иметь значительный магнитный момент  $P$ . При распаде частицы наличие спина и закон сохранения определяют момент вращения образующегося объекта, а магнитный момент обуславливает происхождение соответствующего магнитного поля. К сожалению, имеются трудности при сопоставлении предсказанных теорией значений и наблюдаемых величины. В процессе формирования и эволюции объектов происходят потери как момента вращения, так и, в особенности, магнитного момента. Мы уже видели, что наблюдаемые величины  $J$  обычно меньше вычисленных по формуле (1). Что касается магнитного момента, то при полном распаде мегачастицы следует ожидать его медленного исчезновения в процессе эволюции. Наблюдаемый магнитный момент небесных тел может указывать также на существование остаточных мегачастиц в их недрах. Оставляя пока в стороне подробное обсуждение этого вопроса, будем полагать, что остается некоторая доля  $\Delta$  от первоначального магнитного момента  $P$  мегачастицы, в результате распада которой образовался наблюдаемый объект.

Формула (1) получена Р. М. Мурадяном [1] на основе анализа размерностей и требования подобия с соответствующей формулой при  $n = 1$ , справедливой для обычных низколежащих адронов (микрочастиц) — одномерных объектов типа струны. Для микрочастиц соотношение (1) представляет траекторию Редже и хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Составим теперь аналогичную формулу для магнитного момента  $P$ . Принимая процесс формирования небесного тела в результате распада мегачастицы, можно допустить, что при этом не минует нейтронная (барийонная) фаза. Тогда, учитывая законы сохранения, можно перенести оценки  $J$  и  $P$  для мегачастиц на соответствующие макротела в стадии переходного процесса. В самом деле, так легко может быть найдена формула (1) с точностью до некоторого коэффициента в правой части, близкого к единице. При этом выводе учитывается, что преобладающим является орбитальный момент нейтрона в «ядре», поскольку наличие спина у нейтрона вносит значительно меньший вклад. Применяя такой же прием рассуждений, для величины  $P$  получим

$$P = N\mu_n, \quad (8)$$

где  $\mu_n$  — магнитный момент нейтрона, который направлен противоположно спину и равен 1,9 ядерного магнетона, что составляет  $\mu_n = 9.6 \cdot 10^{-24}$  эрг·гс<sup>-1</sup>. Физическая сущность образования большого

магнитного момента мегачастицы, определяемого формулой (8), в какой-то мере аналогична ферромагнетизму.

5. Перейдем к анализу наблюдаемых величин магнитного момента для звезд, представляя их в виде  $\Delta \cdot P$ , где  $P$  вычисляется по формуле (8). Часто оказывается возможным использовать представление о дипольном характере магнитного поля. В этом случае имеем

$$H = \frac{\Delta \cdot P}{r^3} \sqrt{1 - 3 \sin^2 \varphi}, \quad (9)$$

где  $H$  — напряженность магнитного поля на расстоянии  $r$  от центра диполя на магнитной широте  $\varphi$ . В дальнейшем мы будем постулировать дипольный характер магнитных полей и использовать формулу (9) для оценок.

Наблюдаемая структура магнитных полей на Солнце весьма сложна. Все же можно рискнуть выделить дипольную часть со значением  $H \approx 1$  гс на поверхности и получить  $\Delta \approx 0.1$ . Следует подчеркнуть, что даже если  $\Delta$  мало и не образуется заметного магнитного поля обсуждаемого происхождения на поверхности, то внутри могут возникать сильные поля. Так, при  $\Delta = 10^{-2}$  и  $r < 10^4$  см имеем  $H > 10^8$  гс. Энергия такого поля превосходит кинетическую энергию теплового движения частиц. Если это так, то должны существенно измениться представления о строении внутренних областей Солнца и о процессах, которые там происходят. В частности, наличие сильных магнитных полей может значительно изменить характер вычисляемого нейтринного спектра Солнца [5].

При анализе магнитных полей в атмосферах звезд не следует игнорировать различные возможные механизмы возникновения магнитных полей в плазме. Например, в работе [6] изучен вопрос о генерировании магнитных полей в атмосферах звезд кориолисовой электродвижущей силой. Предложенный нами источник только при благоприятных условиях (большая масса, малый радиус) обеспечивает  $H \approx 10^2 - 10^3$  гс у поверхности звезды. Именно такие значения характерны для так называемых магнитных звезд.

Более отчетливо можно выполнить анализ для пульсаров (нейтронных звезд) и белых карликов. В первом случае при массе, равной солнечной, и  $\Delta = 10^{-2}$  для радиусов в пределах  $10^6 - 10^7$  см имеем соответственно  $H \approx 10^{14} - 10^{11}$  гс. В случае белых карликов, имеющих радиусы в пределах  $10^8 - 10^9$  см, получается  $H \approx 10^8 - 10^5$  гс. Эти предсказанные значения достаточно хорошо согласуются с имеющимися результатами, полученными из анализа наблюдений (см. обзор [7]).

6. Подробно изучено магнитное поле Земли. Его основная составляющая описывается формулой (9) при значении  $\Delta \cdot P = 8 \cdot 10^{25}$  эрг  $\cdot$  гс $^{-1}$  и, соответственно,  $\Delta = 2 \cdot 10^{-3}$ . В последние годы удалось измерить магнит-

ное поле Юпитера, которое у его видимой поверхности имеет напряженность  $H \approx 5-10$  кс, что приводит к  $\Delta \approx 0.1$ .

7. Конкретизация космогонической концепции В. А. Амбарцумяна о происхождении и формировании объектов Вселенной при распаде сверхмассивного вещества, выполненная Р. М. Мурадяном [1], привела к объяснению происхождения вращения галактик и их скоплений, а также предсказанию вращения Метагалактики [8]. В этих случаях рассматривались сверхтяжелые элементарные частицы — адроны с пространственной размерностью  $n = 2$  (дискобразные адроны), распад которых и обуславливает происхождение и формирование указанных объектов.

В этой статье предложено аналогичным образом рассматривать вопрос о происхождении и формировании звезд и планет. Анализ показал, что здесь оказывается  $n = 3$  и мы имеем дело с трехмерными адронами.

Уместно отметить, что для случая формирования шаровых звездных скоплений при распадах адронов значение  $n = 2$  приводит к скоростям вращения, превосходящим параболические и, значит, невозможности образования устойчивых систем. С другой стороны, при  $n = 3$  скорости вращения скоплений незначительны, что и объясняет их наблюдаемую форму.

Автор благодарен академику В. А. Амбарцумяну за поддержку развиваемых взглядов и ценные советы.

Ленинградский государственный  
университет

## ON THE ORIGIN OF ROTATION AND MAGNETISM OF STARS AND PLANETS

I. N. MININ

The origin of angular momentum and magnetic momentum of stars and planets is attributed to conservation of the spin and magnetic momentum of supermassive hadrons in decays of which the stars and planets are formed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Мурадян. Астрофизика, 11, 237, 1975.
2. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. КрАО, 31, 44, 1964.
3. K. S. Thorne, A. N. Zytkow. Ap J 212, 832, 1977.
4. И. Д. Новиков, А. М. Озерной. Препринт ФИАН, А-17, 1964.
5. R. L. Snell, J. C. Wheeler, J. R. Wilson, Astrophys. Lett. 17, 157, 1976.
6. Э. М. Дробышевский, Э. В. Эрима. Астрон. ж., 53, 1338, 1976.
7. О. С. Щулов. Астрофизика, 11, 163, 1975.
8. Р. М. Мурадян. Астрофизика, 13, 63, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.877

### О ПРОИСХОЖДЕНИИ ИЗБЫТКА ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДАХ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 28 июля 1978

Выдвинуто предположение о том, что избыток элементов 5—6-го периодов периодической системы в S и некоторых C звездах связан с распадом сверхплотного дозвездного вещества. Приводятся доводы в пользу того, что аномалии химсостава и вспышки, наблюдаемые в поверхностных областях звезд, имеют общее происхождение.

Известно, что наряду со звездами, имеющими более или менее стандартный химсостав, существуют и звезды, обладающие существенными аномалиями химсостава. К последним относятся S и некоторые из C звезд, в которых заметно повышено содержание элементов 5-го и 6-го периодов периодической системы. Существует гипотеза о том, что эти элементы образовались в недрах звезд путем нейтронного захвата. Однако присутствие в атмосферах этих звезд Li, быстро выгорающего при внутризвездных температурах, делает такую гипотезу маловероятной. Приходится считать, что эти элементы образуются во внешних слоях звезд.

С другой стороны, для объяснения явления вспышек в звездах поздних спектральных классов В. А. Амбарцумян предположил, что во внешних слоях, так называемых, вспыхивающих звезд происходит распад некоторого сверхплотного вещества, сопровождающийся выделением значительной энергии [1]. Направивается мысль о том, что аномалии химсостава и явления вспышечной активности звезд поздних спектральных классов имеют общую природу — процессы распада во внешних слоях этих звезд.

О том, как происходят эти процессы распада, конечно, ничего не известно. Однако ясно, что в результате распада в конце концов образуются стабильные и долгоживущие элементы периодической системы. Причем на предыдущих стадиях распада могут образовываться и нестабильные элементы, которые в результате цепочек ядерных превращений образуют в ко-

нечном счете стабильные и долгоживущие элементы. В частности, какая-то часть распадающегося вещества может превращаться в подверженные спонтанному делению изотопы тяжелых элементов. Процессы деления многих таких изотопов в настоящее время достаточно подробно изучены. Например, в табл. 1 приводятся данные о средних значениях масс  $A_1$  и  $A_2$  осколков

Таблица 1  
МАССЫ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ИЗОТОПОВ [2]

Спонтанное деление			Деление тепловыми нейтронами		
Изотоп	$A_1$	$A_2$	Изотоп	$A_1$	$A_2$
$^{238}\text{U}$	136,8	96,9	$^{232}\text{Th}$	143	87
$^{249}\text{Pu}$	140	100	$^{233}\text{U}$	140	94
$^{242}\text{Pu}$	140	102	$^{235}\text{U}$	140	96
$^{243}\text{Am}$	137,8	101,6	$^{241}\text{Pu}$	140	106
$^{242}\text{Cm}$	138	104	$^{241}\text{Pu}$	140	102
$^{244}\text{Cm}$	140	104	$^{241}\text{Am}$	141	101
$^{246}\text{Cm}$	141	107	Деление нейтронами спектра деления		
$^{250}\text{Cf}$	142	108	Изотоп	$A_1$	$A_2$
$^{252}\text{Cf}$	144	108	$^{231}\text{Pa}$	140	92
$^{254}\text{Cf}$	143	111	$^{232}\text{Th}$	139	92
$^{255}\text{Es}$	142	111	$^{238}\text{U}$	139	98
$^{254}\text{Fm}$	142	112	$^{239}\text{Pu}$	140	98

ков деления таких элементов, как U, Pu, Cf, Th и др. Для изотопа  $\text{U}^{233}$  в табл. 2 приводятся также процентные выходы  $p$  элементов, образующихся в процессе деления [2]. В приведенных данных о распаде ряда тяжелых элементов обращает на себя внимание то обстоятельство, что в результате

Таблица 2  
ОТНОСИТЕЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРОДУКТАХ  
ДЕЛЕНИЯ  $\text{U}^{233}$  [2]

Элемент	Br	Se	Kr	Rb	Sr	Zr	Y	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn
$p$ (%)	0.45	0.7	6.37	6.95	5.37	31.9	6.2	26.1	4.8	6.23	1.6	1.02	0.06	0.08	0.02	2.08

Элемент	Tc	J	Xe	Cs	La	Ce	Ba	Pr	Nd	Sm	Eu	Gd
$p$ (%)	3.94	2.39	21.1	12.2	5.9	13.5	6.4	6.4	23.5	1.67	0.13	0.01

деления различных изотопов, спонтанного или вынужденного, образуются осколки деления с отношением масс примерно 1,5 к 1. Относительный выход элементов, образующихся при делении  $U^{235}$ , приводится также (в логарифмическом масштабе) на рис. 1, где стрелки указывают на элементы, имеющие повышенную распространенность в S звездах. Химсостав образующегося в результате деления вещества и наблюдающиеся в звездах типа S и C избыточные элементы показаны на рис. 1 для случая вполне типичной схемы деления  $U^{235}$ . Получающееся соответствие вряд ли является случайным и указывает на то, что этот избыток действительно мог образоваться путем деления. Подсчитаем, какая часть исходного вещества должна подвергнуться делению, чтобы осколки деления обеспечили бы наблюдаемый избыток элементов. Для этого обратимся к наблюдательным данным.

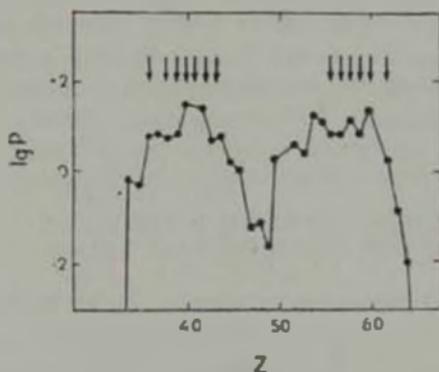


Рис. 1.

В каталоге [3] содержится список 741 звезды типа S. Однако лишь для весьма небольшого числа этих звезд выполнен детальный анализ химсостава [4, 5]. Одна из трудностей анализа химсостава звезд поздних спектральных классов заключается, как известно, в необходимости учета многочисленных молекул. Учет выполняется путем расчета диссоциативного равновесия. Этот расчет имеет весьма приближенный характер из-за неопределенностей, связанных с недостатком данных о константах диссоциации и, что еще более существенно, о содержании кислорода. В этом отношении лучше обстоит дело с исследованием химсостава C звезд, характеризующихся уменьшенным отношением содержания кислорода к содержанию углерода. В некоторых из этих звезд, как и в S звездах, также отмечается повышенное содержание элементов 5—6-го периодов, причем, из-за сравнительно низкого содержания кислорода, в молекулярном состоянии находится лишь небольшая часть этих элементов. Это обстоятельство дает

возможность для С звезд получить более точные данные о химсоставе, чем в случае S звезд. Такие данные приводятся, например, в [6]. Воспользовавшись этими данными, можно найти количество с избыточных атомов рас-  
сматриваемых элементов по формуле:

$$\lg\left(\frac{c}{c_H}\right) = \lg\left(\frac{c}{c_H}\right)^0 - \lg(10^a - 1), \quad (1)$$

где  $(c/c_H)$  — относительное число избыточных атомов по отношению к водороду,  $(c/c_H)^0$  — средняя космическая распространенность данного элемента [7],  $a$  — логарифмический избыток данного элемента по отношению к средней космической распространенности.

Приведенные в табл. 3 результаты этих расчетов показывают, что относительный избыток элементов 5—6-го периодов по отношению к водороду может достигать величины порядка  $10^{-4}$ . Следовательно, доля  $x$  образовавшихся путем деления элементов 5—6-го периодов составляет примерно  $10^{-4}$  массы  $M$  всего вещества, участвующего в формировании спектра поглощения. Отсюда следует, что эффективность преобразования дозвездного вещества в элементы 5—6-го периодов должна быть не менее чем  $10^{-4}$ .

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ 5—6 ПЕРИОДОВ  
В НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗДАХ ТИПА С  
 $\lg(c/c_H) + 12$

Звезда Элемент	W Ori	UU Aur	RV Mon	X Cen C	S Ser	TX Psc	VY UMa	BL Ori	SS Vir	J Tau	Z Psc	UX Dra	HD 50613	RR Her	D.S. Cyg
Sr	4.2	4.1	4.2	4.6	4.5	4.2	4.6	4.1	4.6	4.1	4.6	4.1	4.2	4.7	4.7
J	3.4	3.6	3.6	3.6	3.8	3.6	2.2	2.2	2.4	2.2	3.6	3.4	3.4	3.6	3.6
Zr	3.5	3.6	3.9	3.6	3.9	3.7	3.5	3.6	4.3	3.7	3.7	3.6	3.5	3.6	3.9
Ba	3.7	3.7	4.2	3.6	3.9	4.5	4.2	3.8	3.4	1.5	4.7	3.6	4.7	3.3	3.6
La	3.1	2.9	2.6	3.6	3.1	2.7	2.6	2.7	3.8	2.9	2.7	2.8	2.8	2.0	2.0
Ce	3.2	2.5	2.9	3.1	2.8	3.1	2.7	2.7	3.3	2.4	2.8	2.7	3.2	2.8	2.6
Pr	2.9	2.9	3.3	3.8	2.9	3.5	2.9	3.0	3.1	3.1	3.4	2.9	3.6	2.1	2.5
Nd	2.7	2.9	2.7	3.2	2.8	3.0	2.6	2.8	3.4	2.9	2.9	2.8	3.0	2.4	2.5
Sm	2.4	2.6	3.1	3.0	2.6	2.8	2.5	2.7	2.9	2.6	2.9	2.5	2.8	2.5	2.4

Приведем теперь некоторые оценки энергии деления и сравним эту энергию с той, которая выделяется при звездных вспышках. Известно, что при делении в виде кинетической энергии осколков выделяется  $e \approx 10^{18}$  эрг на грамм. Допустим теперь, что вспышечная активность, на-

блюдаемая во вспышках звезд, связана с делением, в результате которого образуется также избыток элементов 5—6-го периодов, отмеченный в S и C звездах. В этом случае энергия, высвечиваемая в оптических вспышках, равна

$$E = \eta \epsilon M, \quad (2)$$

где  $\eta$  — коэффициент трансформации энергии деления в оптическое излучение вспышки, который можно принять равным 0.01, массу  $M$  для вспышек звезд следует приравнять массе вещества в конвективной зоне, которую можно принять равной  $10^{31}$  г. Тогда по формуле (2) находим, что  $E = 10^{11}$  эрг.

Далее, полагая длительность фазы вспышечной активности равной  $10^7$  лет, находим среднюю мощность оптических вспышек, связанных с ядерным делением:

$$P = \frac{E}{t} \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ эрг./сек.} \quad (3)$$

Эта величина близка к мощности оптической вспышечной активности вспышек звезд.

Оценим теперь некоторые параметры вспышек, обусловленных ядерным делением. Радиус области вспышки можно оценить по формуле

$$l \approx \frac{1}{\sigma n}, \quad (4)$$

где  $n$  — концентрация атомов в области вспышки, а  $\sigma$  — тормозное сечение осколков деления, равное  $0.56 \cdot 10^{-21}$  см<sup>2</sup> [2].

Сделаем теперь грубое предположение о равновесии излучения и вещества во вспышке. Тогда температуру вспышки можно оценить по формуле

$$T \approx \frac{A}{kN}, \quad (5)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $A$  — энергия вспышки, а  $N$  — число атомов в области вспышки, равное  $4\pi l^3 n/3$ .

Длительность вспышки можно оценить как время рекомбинации:

$$\tau \approx 2.5 \cdot 10^{10} \frac{lT}{n}. \quad (6)$$

Далее, исключая из вышеприведенных выражений температуру и плотность, найдем зависимость между энергией вспышки и ее длительностью:

$$A = \frac{0.9 \cdot 10^{-31} \tau^2}{\tau}. \quad (7)$$

Подставляя в соотношение (7) параметры типичной вспышки  $A \approx 10^{31}$  эрг и  $\tau \approx 10^2$  сек. находим, что это соотношение хорошо выполняется при равном приведенному выше тормозному сечению осколков деления. С другой стороны, если бы причиной вспышки являлись, к примеру, релятивистские электроны, с сечением тормозных потерь порядка  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>, то соотношение (7) определенно противоречило бы наблюдательным данным.

Таким образом, приведенные здесь соображения показывают, что аномалии химсостава и вспышки звезд могут иметь общее происхождение. Конечно, необходимо подчеркнуть, что прямых подтверждений такой точки зрения в настоящее время еще нет, так как эти два явления наблюдаются в звездах разных классов светимости: звезды типа S с аномальным химсоставом являются гигантами, а вспыхивающие звезды являются карликами. Однако отсутствие данных об вспыхивающих звездах типа S или об избытке элементов 5—6-го периодов во вспыхивающих звездах вполне объяснимо. Дело в том, что почти невозможно выполнить точный количественный анализ атмосфер вспыхивающих звезд из-за их низкой светимости и почти невозможно обнаружить в S звездах такие вспышки, которые легко обнаруживаются в карликах, из-за большой светимости S звезд. Однако можно надеяться, что при использовании более чувствительных приемников эти наблюдательные задачи станут разрешимыми.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE ORIGIN OF EXCESS OF HEAVY ELEMENTS IN LATE-TYPE STARS

Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

It is proposed that the excess of heavy elements in late-type stars may be accounted by decay of superdense protostellar matter. Advance is given that the excess of heavy elements and flare of stars have the same origin.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3, 1954
2. В. М. Горбачев, Ю. С. Замятин, А. А. Лбов, Взаимодействия излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Атомиздат, М., 1976.
3. С. В. Stephenson, Publ. Warner and Swasey obs., 2, 23, 1976.
4. Т. Тсуји, P. A. S. Japan, 14, 222, 1962
5. Т. Тсуји, P. A. S. Japan, 23, 275, 1971
6. К. Утими, P. A. S. Japan, 22, 93, 1970
7. Л. А. Ис. Распространенность химических элементов, ИЛ, М., 1963.

УДК 523.1

## МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД II. НАКЛОННЫЙ РОТАТОР

А. К. АВЕТИСЯН

Поступила 26 июля 1978

Разработана теория квазистационарной магнитосферы барионных звезд в предположении, что магнитное поле дипольное, а ось вращения не совпадает с направлением магнитного момента звезды (наклонный ротатор). Найдены форма и параметры магнитосферы. Получены формулы полного числа частиц в магнитосфере, скорости уменьшения его со временем и второй производной периода пульсара по времени. Исследованы физические условия в магнитосфере пульсаров. Для пульсара P0531 температура плазменной магнитосферы приблизительно постоянна и равна  $T \approx 6.6 \cdot 10^4$ , а у остальных с большими периодами меняется в интервале от  $10^4$  до  $10^7$  на самом конце магнитосферы. Полное число частиц в магнитосферной плазме порядка  $10^{40} \div 10^{42}$ .

В работе [1] была разработана теория квазистационарной магнитосферы барионных звезд в предположении, что ось вращения совпадает с направлением магнитного момента (симметричный ротатор). В этом случае магнитосфера образуется вокруг экваториальной плоскости в слое с толщиной  $\Delta z \approx 0.15 (T^{1/2} \Omega)$  км и имеет форму кольца с внутренним и внешним радиусами, соответственно равными  $r_1 = 4460 (M M_\odot)^{1/2} \Omega^{-1/2}$  км и  $r_2 = c \Omega (M - \text{масса звезды, } \Omega - \text{угловая скорость вращения, } T - \text{температура магнитосферы})$ .

В настоящей статье исследуется возможность образования квазистационарной магнитосферы вокруг барионной звезды, направление магнитного момента которой не совпадает с осью вращения (наклонный ротатор). В системе отсчета, связанной со звездой (начало координат в центре звезды), магнитное поле предполагается дипольным и не зависит от времени

$$\vec{B}(r) = \frac{3(\vec{n} \cdot \vec{r})\vec{r} - |\vec{r}|^2 \vec{n}}{r^3}.$$

Ось  $Z$  направим вдоль магнитного момента  $\vec{\mu}$ , а ось  $Y$  выберем в плоскости векторов  $\vec{\mu}$  и  $\vec{\Omega}$  ( $\vec{\mu}, \vec{\Omega} \perp z$ ).

1. Для понимания условий образования магнитосферы исследуем движение отдельной частицы в дрейфовом приближении, условия применимости которого в нашем случае хорошо выполнены. В магнитном поле частица движется вдоль силовой линии, вращаясь вокруг нее с ларморовской частотой, и совершает дрейф, обусловленный неоднородностью магнитного поля и внешними силами со скоростью [2]

$$\begin{aligned} \vec{v}_D = & \frac{cp_{\parallel}^2}{meB^3} \left[ \vec{B}(\vec{B} \cdot \nabla) \frac{\vec{B}}{B} \right] + \frac{cp_{\perp}^2}{2meB^3} [\vec{B} \cdot \nabla] \vec{B} + \\ & + \frac{mc}{eB} [(\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{B}] - \frac{GMmc}{eB^2 r^3} [r \cdot \nabla] \vec{B}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $m$  — масса заряженной пробной частицы, а  $p_{\parallel}$ ,  $p_{\perp}$  — импульсы частиц соответственно вдоль и поперек магнитной силовой линии, определяемой уравнением  $r = r_0 \sin^2 \theta$  ( $\theta$  — угол между осью  $Z$  и  $\vec{r}$ ). Можно показать, что во всей магнитосфере, кроме небольшой области в начале ее, скорости всех видов дрейфов малы по сравнению со скоростью центробежного дрейфа. Вследствие этого ограничимся в дальнейшем рассмотрением лишь центробежного дрейфа с компонентами скорости (для простоты  $\alpha = \pi/2$ )

$$\begin{aligned} v_{Dz} &= - \frac{mc^2 \Omega^2 r^4}{2e\mu(1-3\cos^2 \theta)} \sin^2 \theta \sin 2\varphi, \\ v_{D\varphi} &= \frac{mc^2 \Omega^2 r^4}{2e\mu(1-3\cos^2 \theta)} \sin 2\theta \sin 2\varphi, \\ v_{D\theta} &= \frac{mc^2 \Omega^2 r^4}{e\mu(1-3\cos^2 \theta)} \sin \theta (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Из (1.2) следует, что скорость азимутального дрейфа знакпостоянна во всем интервале азимутального угла  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ , тогда как компоненты  $v_{Dz}$  и  $v_{D\theta}$  периодически меняют знак. Следовательно частицы магнитосферы, то удаляясь, то приближаясь к звезде, остаются, в среднем, на неизменных расстояниях от звезды. Как будет показано ниже, в направлении силовых линий частицы находятся в глубокой потенциальной яме, и утечка их благодаря диффузии возможна лишь в радиальном направлении. Отметим также, что во всей магнитосфере скорости всех видов дрейфов малы по сравнению с тепловыми скоростями.

Исследуем движение заряда вдоль силовой линии магнитного поля, обусловленное проекциями гравитационной и центробежной сил на направление  $\vec{B}$ , а также неоднородностью магнитного поля. Уравнение энергии в приближении дрейфовой теории имеет вид [2]

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p^2}{2} \right) = p \left( \vec{F} \frac{\vec{B}}{B} \right), \quad (1.3)$$

который приводит к следующему интегралу энергии:

$$E = \frac{m_k v^2}{2} + \mu_k |\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}[r_0, \gamma_{\min}(\varphi)]| - \frac{GMm_k}{r_0} \operatorname{tg}^2 \gamma + \\ + \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} |1 + \cos^4 \gamma [(\cos \alpha \sin \gamma + \sin \alpha \cos \gamma \cos \varphi)^2 - 1]| + E(r_0, \varphi), \quad (1.4)$$

где  $\gamma$  — угол, отсчитываемый от магнитного экватора ( $\gamma = \pi/2 - \theta$ ), а  $k = e, p$ . Из (1.4) следует, что вдоль магнитной силовой линии частица движется в силовом поле с эффективной потенциальной энергией

$$U(r_0, \gamma, \varphi) = \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} |1 + \cos^4 \gamma [(\cos \alpha \sin \gamma + \sin \alpha \cos \gamma \cos \varphi)^2 - 1]| + \\ + \mu_k \{ \vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}[r_0, \gamma_{\min}(\varphi)] \} - \frac{GMm_k}{r_0} \operatorname{tg}^2 \gamma + E(r_0, \varphi). \quad (1.5)$$

Здесь  $\gamma_{\min}(\varphi)$  — угол, при котором потенциальная энергия достигает минимума на силовых линиях с азимутальным углом  $\varphi$ , а функция  $E(r_0, \varphi)$  выбирается так, чтобы значение  $U_{\min}$  на любой силовой линии равнялось нулю. В дальнейшем мы покажем, что магнитосфера сосредоточена в слое сравнительно небольшой толщины вокруг направления  $\vec{\gamma}_{\min}(\varphi)$ , при котором вдоль каждой силовой линии

$\vec{B}[r_0, \gamma_{\min}(\varphi)] \approx \vec{B}(r_0, \varphi)$ , следовательно при рассмотрении продольного движения частиц членом  $\mu_k |\vec{B}(r_0, \varphi) - \vec{B}[r_0, \gamma_{\min}(\varphi)]|$  можно пренебречь. Для упрощения дальнейших результатов рассмотрим случай  $\alpha = \pi/2$ ; при этом для потенциальной энергии имеем

$$U(r_0, \gamma, \varphi) = \frac{m \Omega^2 r_0^2}{2} |1 + \cos^4 \gamma (\cos^2 \gamma \cos^2 \varphi - 1)| - \\ - \frac{GMm}{r_0} \operatorname{tg}^2 \gamma + E(r_0, \varphi). \quad (1.6)$$

Легко показать, что на силовых линиях с азимутальным углом

$$\begin{aligned} & - \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} \right. \right. \\ \pi - \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < \pi - \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} \right. \right. \end{aligned} \quad (1.7)$$

функция  $U$  имеет два минимума при значении угла

$$\gamma_{\min}(\varphi) = \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3 \cos^2 \varphi}} \right. \quad (1.8)$$

симметрично расположенных относительно экваториальной плоскости. На силовых линиях с азимутальным углом в остальных областях

$$\begin{aligned} & \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < \pi - \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} \right. \right. \\ & \pi + \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} < \varphi < 2\pi - \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} \right. \right. \end{aligned} \quad (1.9)$$

минимум функции  $U$  достигается на магнитном экваторе, т. е. при  $\gamma_{\min}(\varphi) = 0$ . Как показывают дальнейшие результаты, исследование имеет смысл проводить лишь для силовых линий с азимутальными углами  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$ .

На силовых линиях с  $\varphi = \pi/2$  потенциальная энергия не имеет минимума при  $r_0 < r_1 = (GM \Omega^2)^{1/3}$ . При  $r_0 > r_1$  частица находится в глубокой потенциальной яме, высота которой растет с увеличением  $r_0$  и при  $r_0 \rightarrow r_2 = c^2/\Omega^2$  (наиболее удаленная силовая линия, на которой еще может удержаться частица) стремится к  $m_0 c^2/2$ . Внешней границей устойчивого движения является, очевидно, силовая линия  $r = r_2 \cos^2 \varphi$  (частицы, двигающиеся по силовым линиям с  $r_0 > r_2$ , пересекают "световой цилиндр" и покидают магнитосферу). Таким образом, в направлении  $\varphi = \pi/2$  магнитосфера начинается на расстоянии  $r_1 = (GM \Omega^2)^{1/3}$  и простирается вплоть до расстояний  $r_2 = c^2/\Omega^2$ .

На силовых линиях с  $\varphi = 0$  потенциальная энергия имеет два минимума при  $r_0^* = \arccos \left| \sqrt{2/3} \right.$ , когда  $r_0 > r_0^* \approx 2.1 (GM \Omega^2)^{1/3}$ . При  $r_0 < r_0^*$  потенциальная энергия не имеет минимума. Магнитосфера в этом направлении начинается на расстоянии  $r_1^* = r_1 \cos^2 \gamma_1^* \approx 1.4 (GM \Omega^2)^{1/3}$  и простирается вплоть до расстояний  $r_2^* = \frac{1}{3} c^2/\Omega^2$ . Внешней границей устойчивого движения является силовая линия  $r = r_2^* \cos^2 \gamma$ , где  $r_2^* = (3/2) c^2/\Omega^2$ . Глубина потенциальной ямы растет с увеличением  $r_0$  и стремится к  $0.488 m_0 c^2$  при  $r_0 \rightarrow r_0^*$ .

Для остальных силовых линий с азимутальным углом  $0 < \varphi < \pi/2$  параметры, определяющие начало ( $r_1(\varphi)$ ) и конец ( $r_2(\varphi)$ ) магнитосферы, плавно меняются соответственно в интервалах  $r_1 < r_1(\varphi) < r_1^*$ ,  $r_2 < r_2(\varphi) < r_2^*$ , а угол, при котором потенциальная энергия достигает минимума,

$$0 < \gamma_{\min}(\varphi) < \arccos \left| \sqrt{\frac{2}{3}} \right|.$$

2. В случае магнитосферы необходимо учесть столкновения между частицами. Чтобы не исчезло ограничивающее влияние магнитного поля надо потребовать выполнения условия замагниченности

$$\omega_p \tau_p \gg 1, \quad (2.1)$$

где  $\tau_p$  — среднее время передачи импульса для протонов [3]

$$\tau_p = \frac{3 | \bar{m}_p (KT)^{3/2} |}{4 | 2\pi \Lambda n e^4 |}, \quad (2.2)$$

а  $\Lambda$  — кулоновский логарифм ( $\Lambda \sim 5$ ). Из (2.1) и (2.2) получаем ограничение на возможное значение плотности частиц в магнитосфере

$$n < 10^{22} \frac{10^{10} T^{3/2}}{r_1}. \quad (2.3)$$

Одновременно с (2.1) имеет место также условие

$$l_s \gg l_{sp}, \quad (2.4)$$

где  $l_s$  определяет линейные размеры системы вдоль силовых линий, а  $l_{sp}$  — длина свободного пробега электронно-протонных столкновений

$$l_{sp} \approx \frac{2.5 \cdot 10^8 T^{3/2}}{n}. \quad (2.5)$$

Из (2.4) следует, что распределение частиц вдоль силовых линий будет бoльцмановским в силовом поле с потенциальной энергией (1.6)

$$n(r_0, \gamma, \varphi) = n(r_0, \varphi) \exp \left[ - \frac{U(\gamma)}{KT} \right], \quad (2.6)$$

где  $n(r_0, \varphi)$  — значение плотности частиц на поверхности минимальных значений функции  $U$ . На силовых линиях с  $\varphi = \pi/2$  потенциальная энергия достигает минимума при  $\gamma_{\min} = 0$  и быстро растет с увеличением  $\gamma$ . Следовательно, можно ввести понятие эффективной ши-

роты  $\gamma_{\text{эф}}$  и соответствующей ей эффективной высоты  $z_0 = r_0 \gamma_{\text{эф}}$ . Имея в виду, что  $\gamma_{\text{эф}} \ll 1$ , можно разложить  $U$  в ряд по степеням  $\gamma$

$$U(\gamma) \approx m \Omega^2 r_0^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{1/2}. \quad (2.7)$$

За исключением небольшого участка вблизи начала магнитосферы, всюду  $r_0 \gg r_1$ , следовательно, (2.7) можно переписать в виде

$$U \approx m_p \Omega^2 r_0^2 z^2 = m_p \Omega^2 z^2, \quad (2.8)$$

где  $z = r_0 \gamma$  — высота над магнитным экватором (впредь из-за малости высоты не имеет смысла различать  $r$  от  $r_0$ ). Окончательно функцию распределения частиц вдоль магнитных линий представим в виде

$$n(r, z) = n(r) \exp\left(-\frac{z^2}{z_0^2}\right), \quad (2.9)$$

где

$$2z_0 = 2 \sqrt{\frac{KT}{m_p \Omega^2}} \quad (2.10)$$

толщина магнитосферы в направлении  $\varphi = \pi/2$  (из-за квазинейтральности плазмы последняя определяется прогонами). Аналогично для функции распределения частиц вдоль силовых линий с  $\varphi=0$  получаем

$$n(r, y) = n(r) \exp\left(-\frac{y^2}{y_0^2}\right), \quad (2.11)$$

где

$$2y_0 = 3 \sqrt{\frac{KT}{m_p \Omega^2}} \quad (2.12)$$

толщина магнитосферы, сосредоточенной вокруг направления  $\varphi = \pi/2$ .

Для наложения радиального распределения частиц надо учесть диффузию поперек магнитного поля. Без учета турбулентных процессов и при выполнении условия (2.1) диффузия частиц описывается уравнением [3]

$$\frac{dn(r, t)}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}, \quad (2.13)$$

где  $\vec{\Phi}$  — поток частиц в радиальном направлении. Как показывает детальный анализ, учет потока частиц в азимутальном направлении почти не сказывается на окончательном виде радиальных функций распределения. В

этом также легко убедиться, исходя из незначительного различия между радиальными функциями распределения в направлениях  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$ . Потoki частиц в радиальном направлении для силовых линий с  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$  соответственно равны

$$\bar{\Phi} = -\delta \left( 2r^2 n \vec{\nabla} n + \frac{GMm_p}{KT} n^2 r^2 \vec{r} - \frac{m_p \Omega^2}{KT} r^4 n^2 \vec{r} \right), \quad (2.14)$$

$$\bar{\Phi}^* = -\frac{\delta}{2} \left( 2r^2 n \vec{\nabla} n + \frac{GM_p M}{KT} n^2 r^2 \vec{r} - \frac{m_p \Omega^2}{3KT} r^4 n^2 \vec{r} \right), \quad (2.15)$$

где

$$\delta = \frac{4\pi^2 c^3}{3v^2} \left( \frac{2\pi m_p}{KT} \right)^{1/2} \Lambda = \frac{1.78 \cdot 10^{-46}}{v_{\text{об}}^2 T_{\text{об}}^{1/2}} \Lambda. \quad (2.16)$$

Здесь  $n(\vec{r}, t)$  — плотность частиц на поверхности минимальных значений функции  $U$ , а температура не зависит от времени и пространственных координат (зависимость температуры от пространственных координат будет учтена в разделе 6). Уравнение (2.13) допускает автомодельное решение в виде

$$n(\vec{r}, t) = \frac{f(r)}{t}. \quad (2.17)$$

Подставляя (2.17) в (2.13), получаем уравнения, определяющие радиальные функции распределения соответственно на силовых линиях с  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$

$$\begin{aligned} f'' + \frac{f'}{f} - \left( \frac{m_p \Omega^2}{KT} r - \frac{GMm_p}{KT} \frac{1}{r^2} - \frac{7}{r} \right) f' - \\ - \left( \frac{4m_p \Omega^2}{KT} - \frac{5GMm_p}{2KT} \frac{1}{r^2} \right) f + \frac{1}{2\delta r^2} = 0, \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} (f^*)'' + \frac{(f^*)'}{f^*} - \left( \frac{m_p \Omega^2}{3KT} r - \frac{GMm_p}{KT} \frac{1}{r^2} - \frac{7}{r} \right) (f^*)' - \\ - \left( \frac{4m_p \Omega^2}{3KT} - \frac{5GMm_p}{2KT} \frac{1}{r^2} \right) f^* + \frac{1}{\delta r^2} = 0. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Решения этих уравнений с граничными условиями

$$f(r_1) = f(r_2) = 0 \text{ и } f^*(r_1^*) = f^*(r_2^*) = 0 \quad (2.20)$$

с достаточной точностью можно представить в виде

$$f(r) = \begin{cases} b \left(\frac{r_1}{r}\right)^4 \left|1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right| & \text{при } r_1 < r < \frac{8}{9} r_2 \\ 4.8 b \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^4 \sqrt{1 - \frac{r}{r_2}} & \text{при } \frac{8}{9} r_2 < r < r_2 \end{cases} \quad (2.21)$$

где

$$b = \frac{\lambda T}{4\pi m_e \Omega^2 r_1^2} = \frac{6.52 \cdot 10^{-24}}{\Lambda} T_6^{12} v_{10}^2 \Omega^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \quad (2.22)$$

и

$$f^0(r) = \begin{cases} b^0 \left(\frac{r_1^0}{r}\right)^4 \left|1 - \left(\frac{r_1^0}{r}\right)^2\right| & \text{при } r_1^0 < r < \frac{8}{9} r_2^0 \\ 4.8 b^0 \left(\frac{r_1^0}{r_2^0}\right)^4 \sqrt{1 - \frac{r}{r_2^0}} & \text{при } \frac{8}{9} r_2^0 < r < r_2^0 \end{cases} \quad (2.23)$$

где

$$b^0 = \frac{3KT}{2\pi m_e \Omega^2 (r_1^0)^4} = \frac{5.26 \cdot 10^{20}}{\Lambda} T_6^{3/2} v_{10}^2 \Omega^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \quad (2.24)$$

3. В табл. 1 приведены некоторые характерные параметры магнитосферы в предположении, что ее температура  $T_e \approx 1$ , а масса барнионной звезды  $M \approx M_\odot$ . [4] В направлении силовых линий плотность частиц экспоненциально убывает по обеим сторонам от направлений, на которых потенциальная энергия достигает минимума. В областях (1.9) магнитосфера симметрично расположена у магнитного экватора, а начиная от границ (1.9), в областях (1.7) симметрично отклоняется от экватора и на силовых линиях с  $\vartheta = 0$  и  $\vartheta = \pi$  располагается вокруг направления  $\vartheta_0 = \arccos \sqrt{\frac{2}{3}}$ . Эффективная толщина магнитосферы везде значительно меньше радиальных размеров.

Полное число частиц в магнитосфере равно

$$N(t) = \frac{1.06}{t} 10^{22} \frac{T_6^2 v_{10}^2}{\Lambda \Omega^{1/2}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4.5} \quad (3.1)$$

Из-за диффузии полное число частиц в магнитосфере уменьшается. Время, в течение которого число частиц уменьшается вдвое, равно

$$t_{1/2} = \frac{1.06}{N(t)} 10^{22} \frac{T_6^2 v_{10}^2}{\Lambda \Omega^{1/2}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4.5} \quad (3.2)$$

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОСФЕРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД  
(НАКЛОННЫЙ РОТАТОР)\*

$\Omega$ (сек <sup>-1</sup> )	$10^{-7} r_1$ (см)	$10^{-7} r_2$ (см)	$10^{-7} z$ (см)	$10^{-7} r_0$ (см)	$\frac{U_{max}}{m_p c^2}$
1	51.04	3000	1.818	100	0.00047
				300	0.00486
				3000	0.4949
5	17.47	600	0.364	20	0.00498
				100	0.0134
				600	0.4947
10	11	300	0.1818	30	0.00456
				100	0.0546
				300	0.4945
50	3.761	60	0.0363	10	0.0164
				30	0.121
				60	0.4932
200	1.494	15	0.009	3	0.0182
				10	0.194
				15	0.4893
1000	0.5104	3	0.0018	0.5	0.0004
				1	0.028
				3	0.479

\* Приведенные значения ( $z$  — эффективная толщина магнитосферы) соответствуют направлению  $\varphi = \pi/2$ .

$\Omega$ (сек <sup>-1</sup> )	$10^{-7} r_1$ (см)	$10^{-7} r_2$ (см)	$10^{-7} y$ (см)	$10^{-7} r_0$ (см)	$\frac{U_{max}}{m_p c^2}$
1	71.39	5296	2.727	100	0.0001
				300	0.00074
				3000	0.0732
				7800	0.4884
5	24.42	1039	0.545	20	0.00085
				100	0.0021
				600	0.0732
				1560	0.4884
10	15.38	520	0.2727	30	0.00076
				100	0.00815
				300	0.0733
				780	0.4884
50	5.26	101	0.0545	10	0.0019
				30	0.0185
				60	0.0739
				156	0.48846
200	2.09	26	0.0136	3	0.0022
				10	0.0298
				15	0.071
				39	0.4885
1000	0.714	5.2	0.0027	0.5	0.0001
				1	0.0043
				3	0.0744
				7.8	0.4887

\* Приведенные значения ( $y$  — эффективная толщина магнитосферы) соответствуют направлению  $\varphi = 0$ .

Вводя обозначение  $t = t_0 - \tau$ , где  $\tau = 0$  соответствует моменту наблюдения пульсара, можно переписать (3.1) в виде ( $P = 2\pi/\Omega$  — период вращения)

$$N(\tau) = \frac{N_0(P)}{1 - \frac{\tau}{t_0}} \quad (3.3)$$

где

$$N_0(P) = 5.74 \frac{10^{61}}{\Delta t_0} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{4.5} T_0^2 \tau_0^2 P^{0.5} \quad (3.4)$$

представляет собой число частиц в момент времени  $\tau = 0$ . Из (3.3) следует, что  $t_0$  есть время, за которое число частиц в магнитосфере уменьшается вдвое. Величину  $t_0$  можно определить из закона сохранения момента количества движения звезды [5]

$$\frac{dL}{dt} = \beta I \frac{dN}{dt} \quad (3.5)$$

где  $L$  — момент количества движения звезды,  $N$  — полное число частиц в магнитосфере,  $\beta$  — фактор, учитывающий другие возможные механизмы замедления вращения пульсаров ( $\beta \geq 1$ ). Вплоть до самого светового цилиндра плазма сильно замагничена и жестко вращается вместе со звездой, так что отрыв частиц от магнитосферы происходит у светового цилиндра, где скорости частиц релятивистские. При этом радиус кривизны ларморовской окружности сильно возрастает и, как только последний становится больше внешнего радиуса  $r_2(\tau)$  магнитосферы, частицы, двигаясь по расходящейся спирали, покидают магнитосферу. Это условие и определяет энергию отрыва частиц от магнитосферы

$$\frac{ecB}{z(\tau)} = \Omega \quad (3.6)$$

Момент одной частицы, покидающей магнитосферу у светового цилиндра, равен

$$l(\tau) = r_2(\tau) \frac{z(\tau)}{c} \quad (3.7)$$

Средние значения момента и энергии частицы, покидающей магнитосферу, с большой точностью равны

$$\bar{l} = \frac{\bar{z}}{\Omega} \quad (3.8)$$

$$\bar{\tau} = 15.55 \frac{a_{12}}{F_0} \quad (3.9)$$

Решение уравнения, определяющего  $t_0$  ( $I$  — момент инерции звезды),

$$t_0^2 + \frac{2}{12} \frac{P^2}{\pi^2 J} N_0 t_0^2 - \frac{2}{4\pi^2} \left( \frac{P}{P} \right)_0 N_0 t_0 = 0 \quad (3.10)$$

с достаточной точностью можно представить в виде

$$t_0 = 4.76 \cdot 10^4 \left[ \frac{2P^2 (P/F)_0}{\Delta J_{41}} \right]^{1/2} \tau_{50}^{3/2} T_6 \left( \frac{M}{M} \right)^{3/2} \quad (3.11)$$

В табл. 2 приведены некоторые характерные параметры магнитосферы трех типичных пульсаров. В этой таблице через  $N_0(P)$  обозначено число частиц в магнитосфере,  $N_0/t_0$  — поток частиц в единицу времени,  $N_0^2/t_0$  — энергетические потери, обусловленные корпускулярным излучением,  $\dot{P}$  — значение второй производной периода пульсара по времени в момент  $\tau = 0$ , рассчитанное с помощью формул (3.3) и (3.5),

$$\dot{P} = -\dot{P} t_0 \left[ \frac{2}{t_0^2} - \frac{5}{3} \frac{1}{t_0} \left( \frac{P}{P} \right)_0 + \frac{1}{9} \left( \frac{P}{P} \right)_0^2 \right] \quad (3.12)$$

Несмотря на некоторое расхождение между этими значениями и наблюдательными данными [6, 7], формула (3.12) может дать важную информацию о параметрах пульсаров, если удастся кроме  $P$  точно измерить  $\dot{P}$ .

Как видно из таблицы, время жизни магнитосферы мало, поэтому нужно учесть пополнение частиц магнитосферы. Оно возможно лишь за счет выброса частиц из центрального тела (механизм аккреции неэффективен, так как он возможен только для частиц с энергией  $\sim m_e c^2/2$ ). Выброс вещества может осуществляться, например, благодаря вулканической активности центрального тела [8]. Выброс вещества, по-видимому, можно связать с наблюдаемыми скачками периода пульсаров P0531 и P0833. Эти скачки у пульсара P0531 имеют место примерно раз в три месяца, а величина скачка  $\Delta\Omega \approx 3 \cdot 10^{-9}$  [9]. Следуя работе [8], можно оценить число частиц, инжектируемых при одном скачке периода пульсара

$$\Delta N \approx \frac{I\Omega}{v R m_p} \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 10^{16}$$

Легко показать, что примерно десятая часть инжектируемых частиц окажется захваченной магнитосферой. Для объяснения наблюдаемой оптической светимости P0531 ( $L_v \approx 10^{33}$  эрг/сек), число частиц должно быть

$N \approx 10^{41}$ . В такой магнитосфере без учета инжекции время уменьшения числа частиц вдвое составляет примерно шесть месяцев. Однако рассмотренный выше механизм инжекции компенсирует утечку частиц, обусловленную диффузией, вследствие чего плазма будет находиться в квазистационарном состоянии с приблизительно неизменным числом частиц  $N \approx 10^{41}$ .

Таблица 2  
ПАРАМЕТРЫ ТРЕХ ТИПИЧНЫХ ПУЛЬСАРОВ

пульсар параметры	P2045	P1706	P0531
$P$ (сек)	1.96	0.653	0.0331
$P$	$1.09 \cdot 10^{-14}$	$6.37 \cdot 10^{-15}$	$4.23 \cdot 10^{-13}$
$P/P$ (сек)	$1.8 \cdot 10^{14}$	$10^4$	$7.8 \cdot 10^{10}$
$M/M_\odot$	0.2	0.2	0.5
$R$ (км)	30	30	14.2
$I_{44}$ (в.с.м <sup>2</sup> )	2	2	3.7
$L_0$ (эрг/сек)	$7 \cdot 10^{22}$	$6 \cdot 10^{21}$	$5.9 \cdot 10^{20}$
$\nu_{20}$ (гаусс. см <sup>2</sup> )	0.1	0.1	1
$N_0(P)$	$0.585 \cdot 10^{41} T_0$	$0.654 \cdot 10^{41} T_0$	$0.333 \cdot 10^{42} T_0$
$N_0(P)/\nu_0$ (сек <sup>-1</sup> )	$2.792 \cdot 10^{21}$	$5.026 \cdot 10^{21}$	$1.192 \cdot 10^{24}$
$\frac{N_0(P)}{\nu_0}$ (эрг/сек)	$1.13 \cdot 10^{21}$	$1.833 \cdot 10^{22}$	$1.692 \cdot 10^{20}$
$t_0$ (сек)	$0.208 \cdot 10^{19} T_0$	$0.129 \cdot 10^{19} T_0$	$2.765 \cdot 10^8 T_0$
$\dot{P}$ (сек <sup>-1</sup> )	$-1.048 \cdot 10^{-25}$	$-9.88 \cdot 10^{-24}$	$-3.06 \cdot 10^{-21}$

4. Непрозрачность плазмы равна  $\chi = \chi_1 + \chi_2$ , где  $\chi_1 \approx 0.36$  — непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием, а  $\chi_2$  — свободно-свободными переходами [10]

$$\chi_2 = 2 \cdot 10^{-2} \frac{n}{T^{3/2}} \quad (4.1)$$

Учет магнитного поля незначительно меняет  $\chi$ , а циклотронное поглощение существенно лишь в начальной части магнитосферы. Используя формулы для плотности частиц и температуры в магнитосфере, полученные с учетом координатной зависимости температуры, нетрудно убедиться, что для P2045 и P1706 во всей магнитосфере  $\chi_2 < \chi_1$ , а для P0531 — в областях  $13 r_1 < r < r_2$  ( $\varphi = \pi/2$ ) и  $7.3 r_1^* < r < r_2^*$  ( $\varphi = 0$ ).

Обусловленные томсоновским рассеянием оптические толщины магнитосферы в направлениях  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$  соответственно равны

$$\tau_z(r) = \lambda_1 m_p \int_{-\infty}^{+\infty} n(r, z) dz,$$

$$\tau_y(r) = \lambda_1 m_p \int_{-\infty}^{+\infty} n(r, y) dy.$$

Оценивая  $\tau_z(r)$  и  $\tau_y(r)$ , приходим к выводу, что магнитосферы пульсаров P2045 и P1706 вдоль силовых линий прозрачны при всех  $r$ , а для P0531 при  $r \geq 10 r_1$  ( $z = \pm 2$ ) и при  $r \geq 10 r_1'$  ( $z = 0$ ). Нетрудно убедиться, что магнитосферы пульсаров P2045 и P1706 прозрачны не только вдоль силовых линий, но и в радиальном направлении, а магнитосфера пульсара P0531 непрозрачна вдоль  $r$  (оптическая толщина всей магнитосферы P0531 очень велика вдоль  $r$ ,  $\tau_r \geq 10^6$ ).

Для продолжительного существования квазистационарной магнитосферы, энергия которой непрерывно уменьшается благодаря различным механизмам излучения, необходимы постоянно действующие механизмы ее подогрева. Имеются два механизма пополнения энергии магнитосферы [11]: поток излучения, падающий на магнитосферу от центрального тела, а также джоулево тепло, обусловленное дрейфовыми токами. Плотность дрейфового тока равна (как и прежде, учитывается только центробежный дрейф)

$$j_D = nev_D \approx \frac{m_e c \Omega^2 r^4}{\tau} \begin{cases} 0.79 n(r, z) & \text{в области (1.4)} \\ 0.36 n^*(r, y) & \text{в области (1.7)}. \end{cases} \quad (4.2)$$

Используя (4.2) и выражение для удельного сопротивления плазмы поперек магнитного поля [12]

$$\gamma = 1.43 \cdot 10^8 \frac{\Lambda}{T^{3/2}}, \quad (4.3)$$

для джоулева тепла, выделяемого в единице объема за 1 сек, получим

$$q = \frac{\Omega^4 r^4}{v_{10}^2 T^{3/2}} 10^{-94} \begin{cases} 1.11 n^2(r, z) & \text{в области (1.9)} \\ 0.228 n^{*2}(r, y) & \text{в области (1.7)}, \end{cases} \quad (4.4)$$

где  $n(r, z)$  и  $n^*(r, y)$  определяются согласно (2.9) и (2.11). Подставляя сюда соответствующие выражения для температур и плотностей частиц в магнитосфере, найденные с учетом координатной зависимости температуры магнитосферы, и интегрируя, получим количество джоулева тепла дрейфовых токов

$$Q = \frac{1}{t_0} \begin{cases} 1.526 \cdot 10^{45} / \mu_{30}^2 \dots \text{P2045} \\ 8.47 \cdot 10^{44} / \mu_{30}^2 \dots \text{P1706} \\ 7.45 \cdot 10^{45} / \mu_{30}^2 \dots \text{P0531.} \end{cases} \quad (4.5)$$

Здесь  $Q$  измерено в эр/сек, а время  $t_0$  в секундах. Частицы магнитосферы теряют свою энергию из-за синхротронного и тормозного излучений, интенсивности которых для одного электрона соответственно равны

$$S_c = \frac{2e^4 B^2 v^2}{3m^2 c^3} \approx 5.31 \cdot 10^{41} \frac{T_0 \mu_{30}^2}{r^6} \quad (4.6)$$

(в этой формуле подставлены значения  $mv^2 \approx 2kT$ ,  $B = \mu_0 r^{-2}$ ),

$$S_c = 0.785 \cdot 10^{-24} n T_0^{1/2}. \quad (4.7)$$

Легко показать, что энергетические потери для рассматриваемых пульсаров, в основном, кроме небольшого участка в начале магнитосферы, где  $S_c \sim S_{tr}$ , обусловлены тормозным излучением.

5. Перейдем к определению температуры магнитосферы пульсара P0531. В начальной части магнитосферы, где плазма непрозрачна и вдоль силовых линий, и в радиальном направлении, она будет излучать как черное тело. Приравнявая джоулево тепло энергии черного излучения, получим уравнения, определяющие температуры магнитосферы в областях  $r_1 < r < 10 r_1$  (при  $\varphi = \pi/2$ ) и  $r_1^* < r < 10 r_1^*$  (при  $\varphi = 0$ )

$$1.198 \cdot 10^{13} \frac{I_{44}}{\mu_{30}} 2\pi r dr \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r} \right)^2 \right]^3 = 4\pi r dr \varepsilon T_n^4, \quad (5.1)$$

$$0.35 \cdot 10^{13} \frac{I_{44}}{\mu_{30}} 2\pi r dr \left[ 1 - \left( \frac{r_1^*}{r} \right)^2 \right]^3 = 4\pi r dr \varepsilon T_n^{*4}, \quad (5.2)$$

где  $T_n$ ,  $T_n^*$  — температуры на поверхности магнитосферы в направлениях  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$  (внутри плазмы температуры будут чуть больше этих значений). Подставляя в (5.1) и (5.2) значения параметров  $I_{44} = 3.7$  и  $\mu_{30} = 1$ , получим

$$T_n = 1.013 \cdot 10^4 \left( \frac{I_{44}}{\mu_{30}} \right)^{1/4} \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r} \right)^2 \right]^{3/4}, \quad (5.3)$$

$$T_n^* = 1.33 \cdot 10^4 \left( \frac{I_{44}}{\mu_{30}} \right)^{1/4} \left[ 1 - \left( \frac{r_1^*}{r} \right)^2 \right]^{3/4}. \quad (5.4)$$

В остальных областях плазма прозрачна вдоль силовых линий, следовательно, нужно учесть нагрев плазмы через поверхность благодаря излучению звезды. Уравнения баланса энергии в этих областях имеют вид

$$\frac{L_0 R}{16r^3} \nu_2 n m_p + \nu_1 j_D^2 = S_1 n; \quad \left( \varphi = \frac{\pi}{2} \right), \quad (5.5)$$

$$\frac{L_0 R}{16r^3} \nu_2^* n^* m_p + \nu_1^* j_D^2 = S_1^* n^*; \quad (\varphi = 0), \quad (5.6)$$

где  $L_0$  — светимость барионной звезды, а  $R$  — радиус (см. табл. 2). Подставляя в эти уравнения значения параметров  $L_0$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_1 j_D$  и  $S_1$ , получим

$$T(r) = 0.218 \left( \frac{r}{r_1} \right)^4 \left\{ 1 + \left[ 1 + 1.185 \cdot 10^{21} \left( \frac{r_1}{r} \right)^{18} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (5.7)$$

$$T^*(r) = 0.533 \left( \frac{r}{r_1^*} \right)^4 \left\{ 1 + \left[ 1 + 1.53 \cdot 10^{21} \left( \frac{r_1^*}{r} \right)^{18} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (5.8)$$

Согласно формулам (5.7) и (5.8) получаем численные значения температур в начале и конце магнитосферы в направлениях  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$  соответственно

$$T(10 r_1) = 4.05 \cdot 10^4, \quad T(r_2) = 3.5 \cdot 10^4,$$

$$T^*(10 r_1^*) = 1.06 \cdot 10^5, \quad T^*(r_2^*) = 8.24 \cdot 10^4.$$

Таким образом, температуру магнитосферы пульсара P0531 можно приблизительно считать постоянной и равной  $T \approx 6.6 \cdot 10^4$ , что оправдывает сделанное в работе [1] допущение  $T = \text{const}$  при решении уравнения диффузии для пульсара в Крабовидной туманности.

Перейдем теперь к определению температуры магнитосфер пульсаров P2045 и P1706. Так как магнитосферы этих пульсаров прозрачны вдоль  $r$ , то излучение от звезды может играть некоторую роль в подогреве плазмы в ее начальной части. Уравнения баланса энергии имеют вид

$$\frac{L_0}{4\pi r^2} \nu_2 n m_p + \nu_1 j_D^2 = S_1 n; \quad \left( \varphi = \frac{\pi}{2} \right), \quad (5.9)$$

$$\frac{L_0}{4\pi r^2} \nu_2^* n^* m_p + \nu_1^* j_D^2 = S_1^* n^*; \quad (\varphi = 0). \quad (5.10)$$

Решение уравнения (5.9) имеет вид

$$T(r) = \alpha_1 \left( \frac{r}{r_1} \right)^4 \left\{ 1 + \left[ 1 + \alpha_2 \left( \frac{r_1}{r} \right)^{18} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (5.11)$$

где

$$a_1 = \begin{cases} 9.735 \\ 4.65 \end{cases}; \quad a_2 = \begin{cases} 1.39 \cdot 10^{13} \dots P2045 \\ 9.98 \cdot 10^{13} \dots P1706. \end{cases} \quad (5.12)$$

Температура магнитосферы в точке

$$r_0 = \begin{cases} 4.176 r_1 \dots P2045 \\ 6.07 r_1 \dots P1706 \end{cases} \quad (5.13)$$

принимает минимальное значение, равное

$$T(r_0) = \begin{cases} 0.97 \cdot 10^4 \dots P2045 \\ 1.99 \cdot 10^4 \dots P1706. \end{cases} \quad (5.14)$$

При  $r < r_0$  имеем следующее асимптотическое решение

$$T(r < r_0) = \left(\frac{r_1}{r}\right)^{12} \begin{cases} 1.88 \cdot 10^4 \dots P2045 \\ 4.65 \cdot 10^4 \dots P1706, \end{cases} \quad (5.15)$$

а при  $r > r_0$

$$T(r > r_0) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^4 \begin{cases} 13.77 \dots P2045 \\ 6.58 \dots P1706. \end{cases} \quad (5.16)$$

Решение уравнения (5.10) имеет следующий вид:

$$T^*(r) = a_1^* \left(\frac{r}{r_1^*}\right)^4 \left[ 1 + \left[ 1 + a_2^* \left(\frac{r_1^*}{r}\right)^{18} \right]^{10/12} \right]^{12}, \quad (5.17)$$

где

$$a_1^* = \begin{cases} 16.8 \\ 8.06 \end{cases}; \quad a_2^* = \begin{cases} 8.07 \cdot 10^{14} \dots P2045 \\ 5.67 \cdot 10^{14} \dots P1706. \end{cases} \quad (5.18)$$

Температура в точке

$$r_0^* = r_1^* \begin{cases} 3.59 \dots P2045 \\ 15.18 \dots P1706 \end{cases} \quad (5.19)$$

принимает минимальное значение, равное

$$T^*(r_0^*) = \begin{cases} 0.89 \cdot 10^4 \dots P2045 \\ 1.83 \cdot 10^4 \dots P1706. \end{cases} \quad (5.20)$$

При  $r < r_0^*$  имеем следующее асимптотическое решение:

$$T^*(r < r_0^*) = \left(\frac{r_1^*}{r}\right)^{12} \begin{cases} 1.59 \cdot 10^4 \dots P2045 \\ 3.93 \cdot 10^4 \dots P1706, \end{cases} \quad (5.21)$$

а при  $r > r_0'$

$$T^*(r > r_0') = \left(\frac{r}{r_1'}\right)^4 \begin{cases} 23.76 \dots P2045 \\ 11.4 \dots P1706. \end{cases} \quad (5.22)$$

6. Как следует из формул (5.15) и (5.21), в областях  $r < r_0$  и  $r < r_0'$  температуры магнитосфер приблизительно постоянны, поэтому решения уравнений диффузии (2.21) и (2.23) остаются в силе. При  $r > r_0$  и  $r > r_0'$ , как видно из (5.16) и (5.22), изменением температуры пренебречь нельзя, и решения уравнений диффузии нуждаются в некотором уточнении. Уравнение диффузии имеет вид [3]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Phi) = 0, \quad (6.1)$$

где

$$\Phi = -\frac{\dot{\lambda}_1}{T^{3/2}} \left( 2r^2 n n' - r^2 \frac{T'}{2T} n^2 - \frac{m_p \Omega^2 r^4}{KT} r' \right), \quad (6.2)$$

штрих означает производную по  $r$ , а

$$\dot{\lambda}_1 = \frac{1.78}{r_{20}^2} \cdot 10^{-63} \text{ А}. \quad (6.3)$$

В формуле (6.2) опущен малый член, соответствующий гравитационному притяжению, которое в данном случае несущественно.

Найдем решение уравнения (6.1) в области  $r > r_0$ , где, как следует из (5.9), температура плазмы равна

$$T = 1.68 \frac{\Lambda^{1/2}}{r_{20}^2} \cdot 10^{-24} \Omega^2 r^4. \quad (6.4)$$

Подставляя в уравнение (6.1) формулу (2.17) и учитывая выражения (6.3) и (6.4), получаем

$$Af - D(rff' + f^2) + 14r^3ff' + 8r^4f^2 + 2r^4(f^2 + ff'') = 0, \quad (6.5)$$

где

$$A = 0.728 \Lambda^{-3/4} r_{20}^{3/2} \Omega \cdot 10^{16} \text{ и } D = 1.44 \cdot 10^{20} \frac{r_{20}}{\Lambda^{1/2}}. \quad (6.6)$$

В области  $r > r_0$ , где первые два члена в уравнении (6.5) намного больше остальных, имеем следующее уравнение:

$$rf' + f = 0.505 \cdot 10^{20} \Lambda^{-1/4} r_{20}^{3/2} \Omega, \quad (6.7)$$

решение которого можно записать в виде

$$f = C \left( \frac{r_1}{r} \right) - 0.505 \cdot 10^{20} \Lambda^{-1/4} 11^{1/30} \Omega. \quad (6.8)$$

Здесь  $C$  — постоянная интегрирования, которая определяется из условия сшивки решений уравнения диффузии (6.8) и (2.21) в точке  $r_0$

$$f = \begin{cases} 0.337 \cdot 10^{20} + 2.06 \cdot 10^{12} (r_1/r) \dots \text{P2045} \\ 1.024 \cdot 10^{20} + 1.856 \cdot 10^{23} (r_1/r) \dots \text{P1706.} \end{cases} \quad (6.9)$$

Вблизи  $r = r_0$ , где плотность частиц резко падает до нуля, в уравнении (6.5) существенно только последнее слагаемое  $\sim 1/n^2$ , что следует из постоянства полного потока частиц  $\Phi = \text{const}$

$$f'' + ff' = 0. \quad (6.10)$$

Решение уравнения (6.10) имеет вид

$$f = C_1 \sqrt{r_2 - r}. \quad (6.11)$$

Приравнявая решения (6.9) и (6.11) и их первые производные по  $r$ , находим постоянную интегрирования и точку сшивки  $R_0$

$$C_1 = \begin{cases} 0.87 \cdot 10^{16} \\ 1.86 \cdot 10^{12} \end{cases} \quad R_0 = \begin{cases} 44.36 r_1 \dots \text{P2045} \\ 31.38 r_1 \dots \text{P1706.} \end{cases} \quad (6.12)$$

Уравнение диффузии частиц для силовых линий с  $\varphi = 0$  имеет вид

$$\frac{\partial n^*(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi^*) = 0, \quad (6.13)$$

где

$$\Phi^* = - \frac{\lambda_1}{2T^{1/2}} \left( 2r^2 n^* n^{*'} + r^2 \frac{T'}{2T} n^{*2} - \frac{m_p \Omega^2}{3KT} n^{*2} r^2 \right). \quad (6.14)$$

Учитывая выражение (5.22) для температуры плазмы в области  $r > r_1^*$ , получаем решение уравнения диффузии (6.13) в области  $r_0^* < r < R_1^*$

$$f^* = \begin{cases} 0.677 \cdot 10^{20} + 2.54 \cdot 10^{12} (r_1^*/r) \dots \text{P2045} \\ 2.031 \cdot 10^{20} + 2.39 \cdot 10^{23} (r_1^*/r) \dots \text{P1706.} \end{cases} \quad (6.15)$$

В области  $R_1^* < r < r_2^*$  решение уравнения (6.13) имеет вид

$$f^* = C_1^* \sqrt{r_2^* - r}, \quad (6.16)$$

где

$$C_1^* = \begin{cases} 0.7 \cdot 10^{15} \\ 0.148 \cdot 10^{16} \end{cases}; \quad R_2^* = \begin{cases} 57.39 r_1^* \dots P2045 \\ 38.7 r_1^* \dots P1706. \end{cases} \quad (6.17)$$

Используя полученные с учетом  $T = T(r)$  более точные выражения для функций распределения частиц и температур в магнитосфере, получим выражения для числа частиц

$$N_0(P) = \frac{P}{t_0} \begin{cases} 0.837 \cdot 10^{30} \dots P2045 \\ 12.468 \cdot 10^{30} \dots P1706, \end{cases} \quad (6.18)$$

времени уменьшения числа частиц вдвое

$$t_0 = \left[ \frac{1.555 P(P \dot{P})}{4 \pi I_{44}} \right]^{1/2} \begin{cases} 0.915 \cdot 10^3 \dots P2045 \\ 1.573 \cdot 10^3 \dots P1706 \end{cases} \quad (6.19)$$

и значения второй производной периода по времени

$$\ddot{P} = -t_0 \left[ P \left( \frac{\dot{P}}{P} \right)_0^3 - \frac{3P}{t_0} \left( \frac{\dot{P}}{P} \right)_0^2 + \frac{2P}{t_0^2} \left( \frac{\dot{P}}{P} \right)_0 \right] \quad (6.20)$$

В табл. 3 приведены уточненные с помощью формул (6.18)—(6.20) значения некоторых характерных параметров пульсаров P2045 и P1706 (значения соответствующих параметров пульсара P 0531 приведены с целью сравнения).

Таблица 3

УТОЧНЕННЫЕ С УЧЕТОМ  $T = T(r)$  ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ  
ПУЛЬСАРОВ P2045 И P1706

пульсар параметры	P2045	P1706	P0531
$N_0(P)$	$6.81 \cdot 10^{14}$	$9.08 \cdot 10^{16}$	$3.148 \cdot 10^{11}$
$t_0$ (сек)	$0.241 \cdot 10^{10}$	$0.178 \cdot 10^{10}$	$0.183 \cdot 10^9$
$N_0(P) t_0$ (сек <sup>-1</sup> )	$2.83 \cdot 10^{21}$	$5.08 \cdot 10^{21}$	$1.162 \cdot 10^{21}$
$\frac{\dot{N}_0(P)}{t_0}$ (спр/сек)	$1.145 \cdot 10^{21}$	$1.86 \cdot 10^{22}$	$1.692 \cdot 10^{22}$
$\ddot{P}$ (сек <sup>-1</sup> )	$-0.9 \cdot 10^{-23}$	$-0.733 \cdot 10^{-23}$	$-3.05 \cdot 10^{-21}$

Выражаю глубокую благодарность проф. Г. С. Свакяну и Г. К. Аветисяну за обсуждения и постоянный интерес к работе. Благодарен Р. М. Авакяну и Г. П. Алоджанцу за полезные дискуссии, а также участникам семинара кафедры теоретической физики ЕрГУ за ценные замечания.

Ереванский государственный  
университет

## THE MAGNETOSPHERE OF THE BARIONIC STARS II. INCLINED ROTATOR

A. K. AVETISSIAN

A theory of the magnetosphere has been developed assuming the magnetic field to be of dipole character and the rotation axis does not coincide with the direction of the magnetic moment. The parameters and the shape of the magnetosphere are obtained. Formulas for the total number of particles in the magnetosphere, the rate of their decrease and the second derivative of the period by time are obtained. Physical conditions in the magnetosphere of pulsars are considered. For the object P0531 the temperature of the magnetosphere is  $T \approx 6.6 \cdot 10^4$  and for other pulsars with greater period it changes from  $10^4$  to  $10^7$  at the end of the magnetosphere. The total number of the particles in the magnetosphere plasma is of the order of  $10^{40} - 10^{45}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджану, Г. С. Свакян, Д. М. Седракия, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 11, 109, 1975.
2. Д. В. Сивулич, в сб. «Вопросы теории плазмы», под ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, М., 1965.
3. К. Лонгмайр, *Физика плазмы*, Атомиздат, М., 1966.
4. Г. С. Свакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
5. Г. С. Свакян, Д. М. Седракия, Э. В. Чубарян, Р. М. Авакян, Г. П. Алоджану, *Астрофизика*, 11, 679, 1975.
6. C. Peraltaola, N. P. Carleton, P. Horowitz, *Nature*, 228, 445, 1970.
7. I. G. Dathie, P. Murdin, *Ap J.*, 163, 1, 1971.
8. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджану, Г. С. Свакян, Д. М. Седракия, *Астрофизика*, 13, 323, 1977.
9. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, *УФН*, 115, 503, 1975.
10. Дж. Бексфи, *Радиационные процессы в плазме*, Мир, М., 1971.
11. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджану, Г. С. Свакян, Д. М. Седракия, *Астрофизика*, 14, 339, 1976.
12. А. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, Мир, М., 1965.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.035.33

### ЗАМЫВАНИЕ ЛИНИЙ У ПРЕДЕЛА ВОДОРОДНЫХ СЕРИЙ

Л. Н. КУРОЧКА, Л. Б. РЫБКО

Поступила 16 июня 1978

Пересмотрена 9 ноября 1978

Получена формула для определения электронной концентрации в водородной плазме по номеру последней наблюдаемой линии в серии. Формула выведена для случая уширения линий эффектами Штарка (ионы + электроны) и Доплера, когда наблюдения проводятся при наличии фонового излучения, снижающего контрастность линий.

Одним из самых удобных методов определения электронной концентрации в плазме является метод, основанный на использовании количества наблюдаемых линий в серии Бальмера. На такую возможность определения электронной концентрации указал японский физик Сугита [1] в 1934 г. Несколько позже Инглис и Теллер [2], учитывая расщепление квантовых уровней излучающих атомов в полях ионов, получили формулу, дающую связь между электронной концентрацией  $n_e$  ( $n_e = n_p$ ) и номером предельно разрешаемой линии  $m$ , в водородном спектре:

$$\lg n_e = 23.26 - 7.5 \lg m_s. \quad (1)$$

Несмотря на то, что эта формула получила широкое распространение, тем не менее она неоднократно подвергалась ревизии [3—11]. В результате анализа наблюдательных данных многие авторы (см., например, [12—14]) приходили к выводу, что формула Инглиса—Теллера дает завышенные значения электронных концентраций. Существует несколько причин, приводящих к этому. Одна из них состоит в том, что формула Инглиса—Теллера получена в рамках теории Хольтсмарка. С развитием ударной квантовомеханической теории (см. [15—17]) стало ясно, что параллельно с уширением линий полями ионов (молекулярный эффект Штарка) необходимо учитывать ударное действие электронов. Кроме того, эффект Допле-

ра, так же, как и эффект Штарка (ионы+электроны), может приводить к эффективному замыванию линий у предела серии и его необходимо учитывать [18]. К тому же наблюдения эмиссионных линий водорода часто производят на фоне постороннего для исследуемого объекта излучения, которое иногда существенно снижает контрастность и уменьшает число наблюдаемых линий в серии. Например, при наблюдении хромосферных вспышек на фоне непрерывного спектра Солнца линии серии Бальмера наблюдаются до  $H_{11}-H_{10}$ , вместо  $H_{11}-H_{10}$ , если бы эмиссионные линии наблюдались в чистом виде. В настоящей работе получена формула для определения электронной концентрации по номеру последней наблюдаемой линии с учетом вышеперечисленных факторов.

Согласно работе [18], две соседние линии с номерами верхних квантовых уровней  $m$  и  $m+1$  замываются, если полная полуширина  $m$ -ой линии  $2\Delta\lambda_{1/2 m}$  равна расстоянию между этими линиями  $\Delta\lambda_{\lambda_{m,m+1}}$ :

$$\Delta\lambda_{1/2 m} / \Delta\lambda_{m,m+1} = 0.5. \quad (2)$$

При этом отношение суммарной интенсивности между линиями  $\sum I_{m,m+1}$  (состоящей из интенсивностей крыльев близлежащих линий) к суммарной интенсивности в центре  $m$ -ой линии  $\sum I_{m,n}$  ( $n$  — номер водородной серии) равно в среднем 0.87. Для разных значений электронных концентраций  $n_e$  ( $n_e = n_p$ ) и скоростей атомов  $\xi$  ( $\xi = \sqrt{2RT} + \xi_t$ ,  $\xi_t$  — вероятнейшее значение турбулентной скорости), величина  $\sum I_{m,m+1} / \sum I_{m,n}$  может принимать значения примерно от 0.8 до 0.95. Критерий замывания двух линий (2) более жесткий, чем критерий Релея [19], согласно которому два спектральных компонента равной интенсивности в результате суперпозиции становятся неразрешаемыми, если отношение интенсивностей между ними к максимальной становится больше величины 0.81.

При наблюдении эмиссионных линий на фоне некоторого постороннего излучения интенсивности  $I_{cont}$  будем по аналогии считать, что две соседние линии не разрешаются, если

$$\frac{\sum I_{m,m+1} + I_{cont}}{\sum I_{m,n} + I_{cont}} = 0.87. \quad (3)$$

Поскольку наличие фонового излучения снижает контрастность эмиссионных линий, то при этом номер последней наблюдаемой линии  $m_0$  может существенно отличаться от номера предельно разрешаемой линии  $m_{s,D}$ , которая регистрировалась бы при  $I_{cont} = 0$ . Чтобы найти связь между  $m_0$  и величинами  $n_e$ ,  $\xi$  и  $I_{cont}$ , необходимо знать, как изменяется отношение  $\sum I_{m,m+1} / \sum I_{m,n}$  с уменьшением  $\Delta\lambda_{1/2 m} / \Delta\lambda_{m,m+1}$ . Получить

аналитическую связь между этими величинами невозможно, однако анализ характера суперпозиции линий при различных  $n$ , и  $\tau$  позволил нам найти, что с точностью около  $5-10\%$  выполняется соотношение

$$\frac{\Delta i_{1,2m}}{\Delta i_{m, m+1}} = 0.17 + 0.38 \frac{\sum I_{m, m+1}}{\sum I_{m, n}}. \quad (4)$$

Если использовать это выражение и критерий замывания линий (3), а также учесть, что суммарная интенсивность в центре линии  $\sum I_{m, n}$  практически мало отличается от центральной интенсивности самой линии  $I_{m, n}$ , то получаем:

$$\frac{\Delta i_{1,2m+1}}{\Delta i_{m+1, m+2}} = 0.5 - 0.05 \frac{I_{\text{цент}}}{I_{m+1, n}}. \quad (5)$$

Новый критерий замывания двух линий с номерами  $m+1$  и  $m+2$  более общий, чем критерий (2). Из (5) следует, что чем больше  $I_{\text{цент}}$ , тем при меньшем значении отношения  $\Delta i_{1,2m+1}/\Delta i_{m+1, m+2}$ , линии становятся неразрешимыми. При значениях  $I_{\text{цент}}/I_{m+1, n} > 10$  две соседние линии, независимо от величины их полуширин, разрешаться не будут. Критерий замывания линий (5) соответствует случаю фотографического метода регистрации эмиссионных линий водорода. Возможно, что при более совершенных методах регистрации спектра коэффициенты в правой части немного изменятся (первый коэффициент несколько возрастет, а второй уменьшится).

С помощью критерия (5) получим выражение для определения электронной концентрации  $n_e$  по номеру последней наблюдаемой линии с учетом параметров плазмы и условий наблюдения эмиссионных линий. Используем для этого следующие соотношения [8]:

$$\Delta i_{1,2}^{3/2} = \Delta i_{1,2}^{1/2}(S) + \Delta i_{1,2}^{3/2}(D), \quad (6)$$

$$\Delta i_{1,2}(D) = \frac{\sqrt{\ln 2}}{c} i_{1,2}, \quad \Delta i_{1,2}(S) = 4k_{m, n} F_0 \cdot 10^{-8} (1 + 0.2 \tau), \quad (7)$$

$$F_0 = 12.5 \cdot 10^{-10} n_e^{1/2}, \quad k_{m, n} = 5.5 \cdot 10^{-5} \frac{(m n)^4}{m^2 - n^2}.$$

$$\Delta i_{m+1, m+2} = \frac{1.85 \cdot n^4}{R_n (m+1)^2}, \quad (8)$$

$\tau$  — постоянная затухания, обусловленная ударным воздействием электронов [20, 21]

$$\tau = 6.4 \cdot 10^{-8} \frac{n_e^{1/2} \Gamma_{n, n}}{T_e^{1/2} (m^2 - n^2)} \lg \left[ \frac{4 \cdot 10^{13} T_e^2}{r_n \Gamma_{n, n}} \right] \quad (9)$$

(для функции  $\Gamma_{n, n}$  в [21] получены простые аппроксимационные выражения для  $n = 1, 2$  и  $3$ ).

Учтем также, что для верхних уровней (при  $n < 3$ ) справедливы следующие выражения [22]:

$$I_{n, n} = I_{n, n}(i_0) \frac{2.6 \cdot 10^{23}}{m^2 n^2 \gamma^2} \frac{1}{\sqrt{(10 + 2.4 \gamma)^2 + \pi (\beta_D + 0.7 \gamma)^2}}, \quad (10)$$

$$\beta_D = 4.4 \cdot 10^3 n^{-2} m^{-2} n_e^{-2} \xi^2.$$

$$I_{n, n}(i_0) = \frac{5.35 \cdot 10^{-13} n_e^2 I}{T_e^{3/2} n^2} \frac{\nu \rho l}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{см}}. \quad (11)$$

Если интенсивность фонового излучения  $I_{\text{cont}}$  невелика и номер последней наблюдаемой линии  $m_0$  мало отличается от номера предельно разрешаемой линии  $m_S$  ( $m_S - m_0 \leq 5 - 10$ ), то в таком случае можно по аналогии с тем, как это сделано в [8], принять  $\gamma$  одинаковыми для всех  $m_0$  ( $\gamma = 3.5$ ), что близко к действительности для  $10^{10} < n_e < 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (поскольку  $\gamma$  слабо зависит от  $T_e$ , то при расчетах принято  $T_e = 10000 \text{ К}$ ). В таком случае, используя вышеприведенные соотношения, получаем:

$$n_e = 2.2 \cdot 10^{23} (m_0 + 1)^{-2.5} \left[ 0.5 - Q \frac{I_{\text{cont}}}{I_{n, n}(i_0)} \right]^{3/2} - 1.25 \cdot 10^7 n^{-1} (m_0 - 1)^{-3} \xi^{3/2}. \quad (12)$$

Здесь

$$Q = 3.4 \cdot 10^{16} (m_0 + 1)^2 n_e^{2/3} [110 + (\beta_D + 2.4)^2]^{1/2}. \quad (13)$$

Формула (12) является довольно общей. Если принять  $I_{\text{cont}} = 0$ , то тогда количество наблюдаемых линий в серии будет определяться действием только эффектов Штарка и Доплера [8]. При этом  $m_0 = m_{S, D}$ , а

$$n_e = 7.7 \cdot 10^{22} (m_{S, D} + 1)^{-2.5} - 1.25 \cdot 10^7 n^{-3} (m_{S, D} + 1)^{-3} \xi^{3/2}. \quad (14)$$

Если к тому же и  $n_e = 0$ , то в этом случае  $m_0 = m_D$  и тогда [18]

$$\lg(m_D + 1) = 3.51 + \lg n^{2/3} - \lg \xi^{1/2}. \quad (15)$$

При  $\xi = 0$ , а  $n_e \neq 0$ , с помощью (14) получаем формулу Инглиса-Теллера, уточненную за счет ударного действия электронов [8]:

$$\lg n_e = 22.9 - 7.5 \lg(m_S + 1). \quad (16)$$

Аналогичную формулу можно получить, если использовать то, что центральная интенсивность предельно разрешаемой линии мало отличается от интенсивности континуума на границе серии, т. е.  $I_{m,2} = I_{r,2}(t_1)$ , [22]. В этом случае

$$n_e^{2,3} = 2.6 \cdot 10^{16} m^{-5} [(10 + 2.4 \gamma)^2 - (\beta_D + 0.7 \gamma)^2]^{-1/2}, \quad (17)$$

Если можно пренебречь уширением линий эффектом Доплера ( $\beta_D \ll 1$ ) и принять, как и раньше,  $\gamma = 3.5$ , то получим

$$\lg n_e = 22.7 - 7.5 \lg m_S. \quad (18)$$

Эта формула в пределах точности теории и метода определения  $n_e$  совпадает с формулой (16). В третьем издании «Астрофизические величины» К. У. Аллен, со ссылкой на [23], рекомендует ее для определения электронной концентрации.

Если в выражении (7) при  $\beta = 0$  для полуширины линии  $\Delta \lambda_{1/2}(S)$  принять  $\gamma = 0$  (случай, соответствующий теории Хольтсмарка), то мы по существу получим формулу Инглиса-Теллера [8]:

$$\lg n_e = 23.3 - 7.5 \lg (m_S + 1). \quad (19)$$

Отличие этой формулы от формулы Инглиса—Теллера (1) состоит в основном в том, что здесь во втором члене справа стоит величина  $(m_S + 1)$ , а в (1) —  $m_S$ . Различия эти не существенны, тем более, что Инглис и Теллер считали свою формулу оценочной.

При определении электронной концентрации с помощью формулы (12) по номеру последней наблюдаемой линии  $m$ , необходимо знать следующие величины: вероятнейшую скорость атомов  $\bar{v}$  и обобщенную меру эмиссии  $n_e T_e^{-3/2}$ , которые характеризуют интенсивности линий излучающей плазмы, а также интенсивность фонового излучения  $I_{cont}$ . Первые два параметра могут быть определены по контурам верхних членов водородных серий, а  $I_{cont}$  — в результате непосредственных измерений. Первое приближение для  $\bar{v}$  может быть получено по формуле (16). Оно является заведомо заниженным. Более точное значение  $\bar{v}$  дает формула (14). Оно может быть использовано при нахождении величины  $Q$ , необходимой для вычисления  $n_e$  с помощью (12) методом последовательных приближений.

Заметим, что в данном случае не учитывается переменность постоянной затухания  $\gamma$  вдоль контура линии [17]. В крыльях линий роль ударного уширения электронов уменьшается и они начинают производить такое же квазистатическое уширение, как и ионы. Для линий, верхний уровень которых определяется большим квантовым числом ( $m > 10$ ), ионы и

электроны производят одинаковое квазистатическое уширяющее действие уже на полуширинах. Поскольку значения  $\gamma$  для последних наблюдаемых линий близки к 3—4 единицам, то с помощью соотношений (7) нетрудно убедиться, что значения полуширин линий практически не различаются как при ударном, так и при квазистатическом уширяющем действии электронов. Форма контуров линий будет при этом несомненно разной. Однако при данных расчетах нас интересуют не контуры линий, а только их полуширины. Добиваться высокой точности в вычислениях полуширин линий нет особого смысла как из-за ограниченной точности теоретических расчетов [15], так и из-за того, что точность определения  $n_e$  рассматриваемым методом ограничена кратностью фиксирования величины  $m$ .

Для иллюстрации того, насколько важно производить учет всех рассмотренных выше факторов при определении  $n_e$ , мы приводим рис. 1. Пунктиром на нем дана зависимость номера предельно разрешаемой линии серии Бальмера от электронной концентрации, построенная по формуле Ингласа—Теллера. Зависимость заметно изменяется, если учесть уширяющее действие электронов на профили линий (верхняя тонкая линия). Значительно изменяется зависимость при учете дополнительного уширения линий эффектом Доплера.

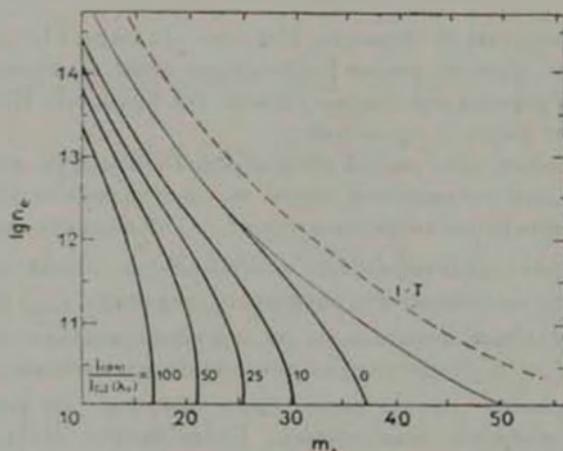


Рис. 1.

На рисунке касательная линия к верхней тонкой кривой соответствует замыканию линий при учете хаотических скоростей движения атомов ( $\bar{v} = 2 \cdot 10^8$  см/сек,  $I_{\text{солн}} = 0$ ). При небольших значениях  $n_e$  замыкание линий обусловлено действием эффектов Штарка и Доплера. С увеличением  $n_e$ , все большую роль в замыкании линии играет эффект Штарка. Место слияния двух кривых свидетельствует о том

что при данном  $\xi$  замывание линий обусловлено только эффектом Штарка. Толстыми линиями даны зависимости  $m$ , от  $\lg n$ , для нескольких значений интенсивности фонового излучения при  $\xi = 20 \text{ км/сек}$ . Из рисунка видно, что интересующие нас зависимости существенно меняются при наличии фонового излучения, которое необходимо учитывать при определении  $n$ . Так как зависимости  $m$  от  $n$  становятся более слабыми, то, следовательно, точность определения электронной концентрации в присутствии фонового излучения падает. В этом случае особенно существенным становится точное знание величин  $\xi$ ,  $n_0 IT_e^{-3/2}$  и  $I_{cont}$ . Кроме этого, при существенных различиях между  $m_s$  и  $m$ , определение  $n$ , целесообразно производить не при фиксированном значении  $\gamma = 3.5$ , а для каждой линии вычислять свое  $\gamma$ . В этом случае

$$n_e = \frac{4.8 \cdot 10^{22} \left[ 0.5 - Q \frac{I_{cont}}{I_{\lambda_0}(\nu_0)} \right]^{3/2}}{(1 + 0.2\gamma)^{3/2} (m_s - 1)^{7.5}} = \frac{2.8 \cdot 10^{22} \gamma^{3/2}}{(1 + 0.2\gamma)^{3/2} n^3 (m_s - 1)^3} \quad (20)$$

$$Q = 1.9 \cdot 10^{-18} (m_s + 1)^3 n_e^{2.3} \{ (10 + 2.4\gamma)^2 + \pi (\xi_D + 0.7\gamma)^2 \}^{1/2} \quad (21)$$

С помощью формулы (20) вычислены значения  $I_{cont}/I_{\lambda_0}(\nu_0)$  (табл. 1), при которых линии серии Бальмера с номерами  $m_s$  становятся последними наблюдаемыми при фиксированных  $n$  и  $\xi$  (см. также рис. 1). Значения относительной величины интенсивности фонового излучения, приведенные в табл. 1, представляют практический интерес. Для сравнения укажем, что бальмеровские линии солнечных протуберанцев, характеризующиеся небольшой величиной меры эмиссии, наблюдаются на фоне рассеянного света неба при  $I_{cont}/I_{\lambda_0}(\nu_0) = 2 \div 200$ , а наблюдение солнечных вспышек, проектирующихся на диск Солнца, производится при  $I_{cont}/I_{\lambda_0}(\nu_0) = 10 \div 400$ . Безусловно, при больших значениях этого отношения может оказаться, что эффект Штарка в замывании далеких членов серии уже не играет заметной роли и тогда определение  $n$  становится невозможным. В тех же случаях, когда определение электронной концентрации возможно, следует помнить, что точность вычисления  $n$ , существенно зависит от точности знания других параметров, входящих в используемые формулы.

Авторы выражают искреннюю благодарность И. С. Кондрашовой, Л. А. Стасюк и В. А. Остапенко за помощь, оказанную при выполнении данной работы.

Астрономическая обсерватория  
Киевского университета



BLURRING OF LINES BEFORE THE LIMIT OF  
HYDROGEN SERIES

L. N. KUROCHKA, L. B. RIBKO

A formula is obtained for the determination of the electron density in hydrogen plasmas from the number of the last visible series line.

This formula is derived for the case of line broadening by Stark (ions + electrons) and Doppler effects, the observations carrying out with the background radiation decreasing the line contrast.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sugita, Proc. Phys. Math. Soc. (Japan), 16, 254, 1934
2. D. R. Inglis, E. Teller, Ap. J., 90, 439, 1939
3. A. Unsold, Z. Astrophys., 24, 355, 1948.
4. G. Ecker, W. Wetzel, Ann. Phys., 17, 126, 1956
5. H. Margenau, M. Lewis, Rev. Mod. Phys., 31, 569, 1959
6. Г. С. Иванюв-Холодный, Г. М. Никольский, Р. А. Гуляев, Астрон. ж., 37, 799, 1960; 38, 455, 1961.
7. C. R. Vidal, J. Q. S. R. T., 4, 207, 1964; 6, 575, 1966
8. Л. Н. Курочки, Астрон. ж., 44, 368, 1967; 51, 892, 1974.
9. V. Vujnovic, J. Q. S. R. T., 10, 929, 1970.
10. S. Barcza, Astrophys. Space Sci., 13, 36, 1971.
11. Z. Svestka, L. D. de Fetter, Space Sci. Rev., 13, 824, 1972.
12. F. L. Mohler, Ap. J., 90, 429, 1939
13. Г. С. Иванюв-Холодный, Астрон. ж., 36, 589, 1959.
14. Ч. Каули, Теория звездных спектров, Мир, М., 1974.
15. Г. Грим, Спектроскопия плазмы, Атомиздат, М., 1969.
16. Н. Н. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, Госиздат, М., 1963.
17. В. С. Лисица, УФН, 122, 449, 1977
18. Л. Н. Курочки, Астрофизика, 2, 131, 1966.
19. Rayleigh, Phil. Mag., 8, 261, 1879
20. Л. А. Минаева, Н. И. Собельман, J. Q. S. R. T., 8, 783, 1968.
21. Л. А. Минаева, Астрон. ж., 45, 578, 1968.
22. Л. Н. Курочки, Солнечные данные, № 6, 90, 1977
23. L. N. Kurochka, L. B. Maslennikova, Solar Phys., 11, 33, 1970

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

УДК 523.034+523.035

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ С ВЫСОКИМ ЛУЧИСТЫМ ДАВЛЕНИЕМ. II. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Г. С. БИСНОВАТЫИ-КОГАН, С. И. БАНИНИКОВ

Поступила 27 августа 1978

Изучается выход волны в атмосферах астрофизических объектов — аккреционных дисков вокруг черных дыр и сверхмассивных звезд в условиях высокого лучистого давления. Рассмотрены характеристики переменности светимости Суг N—1 и ядер галактик в этих моделях. Наличие конвекции и турбулентности порождает акустические волны, спектр которых при выходе в прозрачные слои определяется условиями прохождения и затухания. Переменность излучения связана с колебаниями температуры фотосферы и короны из-за переменного нагрева. Характерные времена переменности хорошо согласуются с наблюдениями для всех объектов, но для сверхмассивных звезд трудно получить достаточную амплитуду флуктуаций блеска.

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением статьи [1]. В [1] рассматривались модельные задачи распространения волны в средах с высоким лучистым давлением, когда мал параметр  $\beta = P_r/P_g \ll 1$ . В настоящей статье мы переходим к рассмотрению распространения волн в атмосферах астрофизических объектов с  $\beta \ll 1$ .

Как указывалось в [1, 2], в условиях высокого лучистого давления акустические волны затухают вследствие лучистого трения и теплопроводности, а также из-за «освобождения» излучения в прозрачных слоях, когда фазовая скорость резко падает. В работе [2] использовалась грубая оценка для суммарного ослабления потока энергии в  $\beta^{-1}$  раз. В настоящей статье на основе результатов [1] исследуется выход волны из плоской статической атмосферы. Делаются численные оценки для потока механической энергии в модели дисковой аккреции и в сверхмассивной звезде. Оценка затухания в  $\beta^{-1}$  раз, использованная в [2], оказалась достаточно хорошей. Условие выхода волны в прозрачную область выделяет характерную частоту, которая может быть связана с наблюдаемыми частотами флуктуа-

ций и переменности блеска в рентгеновских источниках Cyg X—1, Cig X—1, а также в некоторых ядрах галактик и квазарах. В заключение проводятся численные оценки, связанные с существованием характерной частоты, и даются наблюдательные следствия модели.

2. *Равновесная плоская атмосфера.* Будем использовать приближение плоской атмосферы в постоянном поле тяжести, позволяющее получить в большинстве практических случаев достаточную точность. Уравнения из работы [1] (1.3), (1.8)—(1.11) для статической атмосферы принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dm} &= \frac{1}{\rho}, & \frac{dH}{dm} &= \nu_1(B - J), & B &= J, \\ \frac{1}{3} \frac{dJ}{dm} &= -\nu_2 H, & \frac{dP_1}{dm} &= -g - \frac{4\pi x_0}{c} H. \end{aligned} \quad (1)$$

Решение системы (1) при известном постоянном потоке имеет вид

$$\begin{aligned} J = B &= \frac{acT^4}{4\pi}, & T^4 &= \frac{8\pi H}{ac} \left(1 + \frac{3}{2}\tau\right), & T_{eff} &= T(\tau = 2/3), \\ \rho &= \frac{g^2}{x_0 R T} \left(1 - \frac{H}{H_c}\right)^{-2}, & \frac{d\tau}{dz} &= -x_0', & H_c &= \frac{gc}{4\pi x_0}, \quad \tau = x_0(M - m). \end{aligned} \quad (2)$$

При  $H \ll H_c$  решение (2) сводится к известному решению для плоской атмосферы [3]. Для решения (2) характерная частота  $\omega_1$  из (1.38) является функцией оптической толщины  $\tau$ :

$$\omega_1 = \frac{32\pi H x_0}{3c^3} \left(1 + \frac{3}{2}\tau\right). \quad (3)$$

Если волна генерируется при  $\tau_0 \gg 1$  и частота ее  $\omega < \omega_1(\tau_0)$ , то при  $\omega > \omega_1(0)$  существует такое  $\tau_1$ , при котором  $\omega = \omega_1(\tau_1)$  и при  $\tau < \tau_1$  характер распространения волны меняется. При  $\tau \gg 1$ ,  $z < 0$  решение (2) имеет вид

$$\begin{aligned} J = B &= \frac{acT^4}{4\pi}, & T^4 &= \frac{12\pi H}{ac} \tau = \frac{3}{4} T_{eff}^4 = T_0^4 \tau, \\ \rho &= \left(\frac{4}{3}\right)^{1/4} \frac{g^2}{x_0 R T_{eff}} \left(1 - \frac{H}{H_c}\right)^{-2/4} = \rho_0 \tau^{3/4}, \\ z &= \frac{4}{x_0 \rho_0} \left[ \left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} - \tau^{1/4} \right] \quad \text{при } z(2/3) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

При  $\tau \ll 1$ ,  $z > 0$  из (2) имеем:

$$\begin{aligned}
 j = B = \frac{acT^4}{4\pi}, \quad T^4 = \frac{1}{2} T_{\text{н}}^4 = \frac{8\pi H}{ac}, \quad \rho = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4} \rho_0 \tau, \\
 z = -z_0 \ln \frac{3}{2} \tau \quad \text{при } z(2/3) = 0, \quad z_0 = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} z_0',
 \end{aligned} \tag{5}$$

При таком выборе констант интегрирования величины  $T$ ,  $\rho$  и  $z$  непрерывны при переходе от (4) к (5) в точке  $\tau = 2/3$ .

3. *Распространение волн в плоской атмосфере.* Волны в плоской атмосфере описываются уравнениями (1.24), (1.28), (1.30) из работы [1]. Перейдя к переменной  $z$  вместо  $m$ , запишем их в виде

$$\begin{aligned}
 \rho \left(1 - \frac{i\omega}{c\chi_0'}\right) h + \frac{1}{3\chi_0} \frac{dj}{dz} - \frac{2i\omega}{\chi_0 c} H \frac{dy}{dz} = 0, \\
 \frac{i\omega}{c} j - \frac{dh}{dz} + \frac{aT^4}{3\pi} i\omega \frac{dy}{dz} = 0,
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$(I) \quad \omega^2 y = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} \left( \tau P_x \frac{dy}{dz} \right) - \frac{4\pi\chi_0}{c} h,$$

$$(II) \quad \omega^2 y = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} \left( P_x \frac{dy}{dz} - \frac{\pi}{3} \frac{j}{c} \rho \right) - \frac{4\pi\chi_0}{c} h.$$

а) *Случай большой оптической толщины.* Равновесное решение задается системой (4). Решение системы (6) можно получить в квазиклассическом приближении

$$y, h, j = \varphi(z) \exp \left[ i \int k dz \right]. \tag{7}$$

Оставляя главные члены разложения, получаем, подставляя (7) в (6),

$$\begin{aligned}
 \rho \left(1 - \frac{i\omega}{c\chi_0'}\right) h - \frac{ik}{3\chi_0} j - \frac{2k\omega}{\chi_0 c} Hy = 0, \\
 \frac{i\omega}{c} j - ikh - \frac{aT^4}{3\pi} k\omega y = 0,
 \end{aligned} \tag{8}$$

$$(I) \quad \omega^2 y = k^2 \frac{P_x}{\rho} y - \frac{4\pi\chi_0}{c} h,$$

$$(II) \quad \omega^2 y = k^2 \frac{P_x}{\rho} y + \frac{ik\pi}{3} \frac{\rho}{\rho c} j - \frac{4\pi\chi_0}{c} h.$$

Воспользуемся неравенством типа (1.31):

$$\omega c \alpha_0' \ll 1 \quad (9)$$

с  $\beta_0$  из (4). Система (8) отличается от (1.32), описывающей распространение волн в однородной среде, только наличием последнего члена в первом уравнении. Если воспользоваться неравенствами

$$\beta \ll 1 \quad \text{и} \quad \omega/kc \ll 1, \quad (10)$$

которые всегда предполагаются выполняющимися, то дисперсионное уравнение сведется к (1.34), если величины  $v_g$ ,  $v_r$  и  $l = 1 \times \beta$  считать переменными, определяемыми в (4).

Как отмечалось в [1], единственным типом волн, распространяющимися с малым затуханием в оптически толстой среде, является низкочастотная  $\omega \ll \omega_1$  волна, определяемая уравнением (1.396). Затухание этой волны дается мнимой частью, которая в случае (7) имеет вид

$$\begin{aligned} \int \text{Im}(k_z) dz &= \frac{1}{2} \omega^2 \int \frac{dz}{\omega_1 v_r} = \frac{c \omega^2}{6 \alpha_0} \int \frac{dz}{\beta v_r^3} = \\ &= - \frac{c^2 \omega^2}{16 \cdot 8 \pi \alpha_0^2 H} \left( \frac{3c}{\pi H \beta_0} \right)^{1/2} \int \frac{d\tau}{\tau^{15/8}} = \\ &= - \frac{c^2 \omega^2}{112 \pi \alpha_0^2 H} \left( \frac{3c}{\pi H \beta_0} \right)^{1/2} \tau^{-7/8} = D_1 \tau^{-7/8}. \end{aligned} \quad (11)$$

Амплитуда смещения  $A$ , равная  $A_0$  при  $\tau = \tau_0$  имеет вид

$$A = A_0 [f(\tau)/f(\tau_0)] \exp[-D_1(\tau^{-7/8} - \tau_0^{-7/8})]. \quad (12)$$

Для вычисления предэкспоненциального множителя  $f(\tau)$  можно использовать следующие члены разложения после подстановки (7) в (6). Это требует, однако, довольно громоздких вычислений. Поэтому найдем  $f(\tau)$  из простых физических соображений. Наряду с затуханием волны, содержащемся в показателе экспоненты, амплитуда волны должна увеличиваться при распространении ее наружу по спадающей плотности. В множителе  $f(\tau)$  как раз и должно содержаться это усиление. Если бы затухание отсутствовало, то поток энергии  $F$ , переносимый волной, был бы постоянным.

$$F = \frac{1}{2} f^2(\tau) \omega^2 d\omega/dk = \text{const}. \quad (13)$$

С учетом  $\omega$  из (4) и  $k$  из (1.396) имеем

$$F \sim f^2(\tau) \tau^{2/8}, \quad f(\tau) \sim \tau^{-2/16}. \quad (14)$$

Из (14) и (12) получаем изменение амплитуды волны при  $\omega \ll \omega_1$  в виде

$$A = A(\tau_0) \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/6} \exp \left[ - \frac{c^2 \omega^3}{112 \pi \epsilon_0^2 H} \left( \frac{3c}{\pi H \nu_0} \right)^{1/2} (\tau_0^{-1/3} - \tau^{-1/3}) \right],$$

$$\max(1, \tau_1) \leq \tau < \infty, \quad \omega(\tau_1) = \omega_1. \quad (15)$$

Величина  $\tau_1$ , до которой справедливо (15), равна с учетом (3) и (4):

$$\tau_1 = \frac{\omega c^2}{16 \pi H \nu_0} = \frac{\omega c}{a T_{eff}^4 \nu_0} = \frac{4}{9} \frac{c}{v_{rph}} \frac{\omega}{\nu_0^2 v_{rph}^2 v_{rph}},$$

$$\nu_{rph}^2 = \frac{1}{9} \frac{a T_{eff}^4}{\lambda}, \quad \nu_{rph} = \nu (\nu = 2, 3) = (2, 3)^{1/2} \nu_0. \quad (16)$$

В большинстве случаев будем рассматривать волны, для которых  $\tau_1 > 1$ , тогда из (16) следует

$$\omega \nu_0^2 v_{rph} > v_{rph} c, \quad (17)$$

что может выполняться одновременно с неравенствами (9) и (10). Если  $\tau_1 > 1$ , то при  $\tau < \tau_1$  волна меняет свой характер и начинает определяться соотношениями (1.40). Хотя газовая волна (1.40а) за один период колебаний затухает слабо, на данной длине  $\Delta z$  она при  $\tau = \tau_1$  затухает еще значительно сильнее, чем тепловая волна (1.40б):

$$\text{Im}(k_1(\tau_1)) / \text{Im}(k_2(\tau_2)) = \frac{1}{2} (\nu_2 v_c) / (\omega_1 |2v_r|) = \nu_2 |2v_r| \geq 1. \quad (18)$$

Амплитуда тепловой волны (1.40б) в квазиклассическом приближении (7) с использованием условия (13) для определения  $f(\tau)$  и решения (4) имеет вид:

$$F \sim f^2(\tau) \tau^{2/3}, \quad f(\tau) \sim \tau^{-2/3},$$

$$A = A(\tau_1) (\tau_1/\tau)^{1/3} \exp \left[ - \frac{41}{3} \frac{c}{\nu_0^2 \omega} \left( \frac{\omega}{\nu_0^2 \omega c} \right)^{1/2} (\tau_1^{1/3} - \tau^{1/3}) \right],$$

$$\max(1, \tau_2) < \tau < \tau_1.$$

Затухание газовой и тепловой волн в (1.40) становится одинаковым при

$$\text{Im}(k_1) = \text{Im}(k_2), \quad \tau = \tau_2 = 2 \tau_1 \nu_0^2 / \nu_1^2 = \frac{3}{2} \tau_1^2 \nu_1. \quad (20)$$

Если в (20)  $\tau_2 < 1$ , то решение (19) продолжается до  $\tau = 1$ , после чего следует использовать решение для оптически тонкой области. В противном случае, когда

$$\tau_2 > 1, \quad \frac{\omega}{\nu_0^2 v_{rph}} > \frac{v_{rph}^3}{c \nu_0^2}, \quad (21)$$

имеется область  $1 < \tau < \tau_2$ , где наименее затухающей является газовая волна (1.40а). Используя (1.40а), (7), (13) и (4), получаем

$$F(\tau) \sim f^2(\tau) \tau^{28}, \quad f(\tau) \sim \tau^{-28},$$

$$A = A(\tau_2) (\tau_2/\tau)^{7.16} \exp \left[ \frac{64}{9} \pi \frac{H}{\gamma c^2} \left( \frac{4}{3} \right)^{28} \left( \frac{\tau}{\gamma R T_{II}} \right) (\tau^{28} - \tau_2^{28}) \right], \quad (22)$$

$$1 < \tau < \tau_2.$$

6) *Случай малой оптической толщины.* В пределе малой оптической толщины  $\tau \ll 1$  справедливо решение (5), и система (6) значительно упрощается. При малых  $\tau$  имеет место  $j \sim h$ , так же, как  $j = 2H$  в решении (5), а также  $T = \text{const}$ . Члены с производными в (6) можно оценить, введя характерную длину волны возмущения. Сравнивая члены с  $h$  и  $dj/dz$  в первом уравнении (6) и  $j$  и  $dh/dz$  — во втором, легко видеть, что члены с производными всегда преобладают, если

$$\mu x_0 \ll 1, \quad \omega/c \ll 1, \quad (23)$$

что всегда справедливо при  $\tau \ll 1$ . В этом случае из первых двух уравнений (6) с учетом (5) следует:

$$j = \frac{6i\omega}{c} H y, \quad h = \frac{i\omega}{3\pi} a T^4 y, \quad h = \frac{4}{9} j, \quad T^4 = \frac{1}{2} T_{ph}^4. \quad (24)$$

Константы интегрирования в (24), возникающие при решении (6), положены равными нулю. Они связаны с граничными источниками излучения, не зависящими от локальных смещений  $y$ . Эти источники предполагаются отсутствующими. Подставляя (5) и (24) в третье уравнение (6) и учитывая (4), получим

$$v_y^4 y + v_y^2 \frac{d^2 y}{dz^2} - v_y^2 x_0 \left( \frac{3}{2} \right)^{28} \frac{dy}{dz} + i \frac{x_0}{c} \frac{4}{3} a T^4 y = 0,$$

$$v_y^2 = \gamma R T_{ph}. \quad (25)$$

Уравнение (25) при учете (23) справедливо для случая (I) при адiabатической скорости ( $\gamma = 5/3$ ), а для (II) — при изотермической  $v_y$  ( $\gamma = 1$ ). Уравнение (25) имеет точное решение  $y \sim \exp(ikz)$ . Подставляя этот вид решения в (25) и вводя характерную длину из (5), получаем:

$$\omega^2 - k^2 v_y^2 - ik v_y^2 / x_0 + i \omega x_0 \frac{4}{3} a T^4 / c = 0. \quad (26)$$

Отсюда имеем

$$k = -\frac{i}{2z_0} + \left[ -\frac{1}{4z_0^2} + \frac{v_0^2}{v_1^2} \left( 1 + i \frac{v_0}{c} \frac{4}{3} \frac{\alpha T^4}{\omega} \right) \right]^{1/2}. \quad (27)$$

Знак «—» выбран для волн, распространяющихся наружу. Если

$$\omega > v_0/2z_0 \quad (28)$$

то газовые волны распространяются в изотермической атмосфере, в противном случае атмосфера колеблется как целое [4]. Формально из (27) при  $\omega \ll v_0/2z_0$  следует распространение некоторой волны, но в этом предельном случае нарушается второе неравенство (23), поэтому (27) непригодна для этого случая. Если лучистое затухание достаточно мало,

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \frac{v_0}{c} \frac{\alpha T^4}{\omega} = \frac{4}{\tau} \left( \frac{2}{3} \right) \frac{v_1}{\omega z_0} \frac{v_1}{c^2} < 1, \\ \beta_0 = \frac{3R}{\mu} \left( \frac{2}{3} \right)^{3/2} \rho_0' \alpha T^3 = \text{const из (4)}, \end{aligned} \quad (29)$$

то из (27) имеем разложение

$$k = -\frac{i}{2z_0} + \frac{v_0}{v_1} \left( 1 + \frac{2}{3} i \frac{v_0}{c} \frac{\alpha T^4}{\omega} \right). \quad (30)$$

Первый член (30) определяет рост амплитуды в экспоненциальной атмосфере при постоянстве потока энергии. При выполнении условия  $v_0 \ll c\beta_0$  лучистое затухание в (30) всегда слабее, чем усиление, и происходит образование ударной волны. Амплитуда волны в случае (30) с учетом (5) меняется по закону:

$$\begin{aligned} A = A \left( \tau = \frac{2}{3} \right) \exp \left[ \frac{z}{2z_0} \left( 1 - \frac{8}{3\tau} \frac{v_1}{c^2} \right) \right] = \\ = A \left( \tau = \frac{2}{3} \right) \left( \frac{3}{2} \tau \right)^{-\frac{1}{2} + \frac{4}{3\tau} \frac{v_1}{c^2}}. \end{aligned} \quad (31)$$

в) *Вычисление потока акустической энергии.* Найдем зависимость потока акустической энергии  $F$  от оптической толщины, используя выведенные выше соотношения. Введем безразмерные параметры

$$z = \frac{\rho_0 c^2}{\alpha T_0^4} = \frac{\rho_0 c^2}{12=H}, \quad \tau = \frac{\omega}{\chi_0' c}. \quad (32)$$

В качестве границы между прозрачной и непрозрачной областью будем принимать в дальнейшем величину  $\tau = 2/3$ . Используя (13), (15), имеем для области  $\tau > \max(2/3, \tau_1)$

$$F(\tau) = F(\tau_0) \exp \left[ \frac{9}{7} \tau^2 \tau_0^{12} (\tau_0^{-7\alpha} - \tau^{-7\alpha}) \right]. \quad (33)$$

При  $\tau_1 > 2/3$  в области  $\max(2/3, \tau_1) < \tau < \tau_1$  из (19) имеем

$$F(\tau) = F(\tau_1) \exp \left[ \frac{81\sqrt{6}}{5} \tau^{1/2} (\tau_1^{5\alpha} - \tau^{5\alpha}) \right]. \quad (34)$$

Если и  $\tau_2 > 2/3$ , то в области  $2/3 < \tau < \tau_2$ , используя (22), имеем

$$F(\tau) = F(\tau_2) \exp \left[ \frac{321\sqrt{3}}{271} (2\tau)^{-1/2} (\tau_2^{9\alpha} - \tau^{9\alpha}) \right]. \quad (35)$$

В прозрачной области  $\tau < 2/3$  из (31) имеем

$$F(\tau) = F(2/3) \left( \frac{3}{2} \tau \right)^{\frac{8}{3\alpha} \frac{v_g}{c^2 \tau_0}}, \quad v_g = v_g(\tau \leq 1). \quad (36)$$

Как показано в [1], при переходе волны в область с другими параметрами и изменении типа волны имеется характерная «сохраняющаяся» величина — амплитуда наименее затухающей волны. В плоской атмосфере звезды тип волны меняется в точках  $\tau = \tau_1, \tau_2, 2/3$ . Для доли нахождения акустического потока, возникающего при  $\tau \gg \tau_1$  и выходящего в область  $\tau < 2/3$ , используем это условие непрерывности. Как следует из предыдущего рассмотрения, возможны 3 случая:

1)  $\tau_1 < 2/3$ .

В этом случае решение (33) сразу переходит в (36), скорость волны и поток энергии терпит скачок  $\sim \tau_1^{1/2}$ , и получаем

$$F(2/3) = \left( \frac{3}{4} \tau_0^{3/2} \right)^{1/2} F(\tau_0) \exp \left[ -\frac{9}{7} \tau_0^{12} \left( \tau_0^{-7\alpha} - \left( \frac{2}{3} \right)^{-7\alpha} \right) \right]. \quad (37)$$

2)  $\tau_1 > 2/3$ , но  $\tau_2 < 2/3$ .

В этом случае решение (33) свивается с (34), причем ввиду сохранения типа волны поток энергии при  $\tau = \tau_1$  непрерывен, а на  $\tau = 2/3$  (34) переходит в (36) со скачком потока акустической энергии  $\sim \tau_1^{1/2}$ . Имеем

$$F(2/3) = \left( \frac{3}{4} \tau_0^{3/2} \right)^{1/2} F(\tau_0) \exp \left[ \frac{9}{7} \tau_0^{12} (\tau_0^{-7\alpha} - \tau_1^{-7\alpha}) - \frac{81\sqrt{6}}{5} \tau_1^{1/2} \left( \left( \frac{2}{3} \right)^{5\alpha} - \tau_1^{5\alpha} \right) \right]. \quad (38)$$

3)  $\tau_2 > 2/3$ .

Здесь имеет место непрерывный переход от (33) к (34). Затем переход со скачком  $\sim \gamma_0^{3/2}$  от (34) к (35) и, наконец, непрерывный переход от (35) к (36). Имеем

$$F(2/3) = \left(\frac{3}{4} \gamma_0\right)^{1/2} F(\tau_0) \exp \left[ \frac{9}{7} \tau_0^{3/2} (\tau_0^{-7/8} - \tau_1^{-7/8}) + \frac{81}{5} \bar{6} \tau_0^{1/2} (\tau_0^{5/8} - \tau_1^{5/8}) + \frac{321}{271} \bar{3} (\tau_0 \bar{3})^{-1/2} \left( \left(\frac{2}{3}\right)^{9/8} - \tau_2^{9/8} \right) \right]. \quad (39)$$

г) Выход волн из плоской атмосферы при наличии короны. Условие (28) с учетом выражений (4) и (5) для  $\gamma_0$  и  $z_0$  запишется в виде

$$\Rightarrow \left(\frac{\gamma_0}{RT}\right)^{1/2} g \left(1 - \frac{H}{H_0}\right) = v_{*}. \quad (40)$$

Здесь  $T$  — температура газа в прозрачной области. Как отмечалось в [2, 5, 6] для турбулентных дисков, аккрецирующих на черную дыру, наличие потока акустической энергии и превращение его в тепло, а также разогрев газа излучением диска, создающим непотенциальную лучистую силу, приводит к образованию короны, в которой температура  $T_c$  гораздо выше температуры  $T = 2^{-1/8} T_{*}$ , имеющейся в равновесной изотермической атмосфере. Короны, по-видимому, существуют также вокруг сверхмассивных звезд. Наличие короны приведет к ослаблению критерия прохождения волны (40), что формально сведется к увеличению  $T$  и  $v_{*}$ . Это приведет к более широкой полосе выходящих волн и к более сильному акустическому разогреву. Происходит как бы «просветление» атмосферы звезды при образовании короны. Рост температуры короны ограничивается тем, что становятся существенными собственные потери энергии коронального газа, определяемые тормозным излучением и обратным комптоновским излучением на лучистом потоке фотонов от фотосферы. Важную роль в процессе формирования короны может играть магнитное поле [7].

Переходная зона от фотосферы при  $\tau = 2/3$  к короне играет важную роль в определении доли потока акустической энергии, выходящего наружу.

Если толщина переходной зоны  $d$  много меньше характерной длины волны  $\lambda_c = 2\pi/k_c$ ,  $k_c = v_*/v_g$ , с  $v_g$  из (40), то в (40) величину  $T$  можно, по-видимому, заменить на  $T_c$ . В этом случае увеличивается полоса частот для выходящих волн и растет доля выходящего акустического потока. Если  $d \gg \lambda_c$ , то наличие короны не должно влиять на частоты выходящих волн и везде можно использовать равновесные параметры газа\*. Реально  $d$  может быть  $\sim \lambda_c$ , поэтому для всех

\* При наличии короны волны с  $v_g(T_c) < v_g(T)$  выходят в корону, но их поток энергии у основания короны уменьшается в  $\exp(4-d/\lambda_c)$  раз.

оценок мы будем использовать полученные выше формулы с равновесной температурой атмосферы  $T$ , но учтем, что частота проходящей волны может быть порядка или даже несколько меньше  $\omega_c(T)$  из (40).

4. *Численные результаты.* Рассчитаем, какая доля акустического потока, сгенерированного на больших оптических глубинах, может выйти в прозрачную атмосферу и нагреть ее. Место перехода акустической волны в ударную зависит от начальной амплитуды. Мы будем считать значение оптической толщины перехода свободным параметром  $\tau_{\text{пер}}$ . Расчет проведен для двух различных ситуаций, в которых велика роль лучистого давления: 1) аккреционный диск; 2) атмосфера сверхмассивной звезды.

В случае аккреционного диска рассматривалась область максимального энерговыделения  $R \sim 10 r_g$ , где  $r_g$  — радиус Шварцшильда черной дыры. Масса черной дыры принималась равной  $10 M_\odot$ . Параметр турбулентности  $\alpha_i \simeq 0.1$ . Задание параметра  $m = M/M_c$  определяет все свойства диска, если выбрана модель вертикальной структуры. Мы рассмотрели два варианта вертикальной структуры — адиабатическую, полученную в [2], с индексом политропы  $n = 3$  и структуру  $n = 1$ , полученную в [8]. Результаты для различных частот представлены в табл. 1. В этой таблице предельная частота  $\omega_c$  из (40) взята при равновесной температуре атмосферы без учета существования короны. Поэтому реально могут проходить и волны с  $\omega$  слегка ниже  $\omega_c$ .

В табл. 2 приведены результаты аналогичных расчетов для сверхмассивных звезд [9], рассматриваемых как модели квазаров.

Из результатов видно, что использованная в [2] грубая оценка доли выходящего потока ( $\sim \beta = P_2/P_1$ ) действительно справедлива по порядку величины для частот, характерных для диска (с  $i \sim z_0$ ). Высокие частоты экспоненциально быстро затухают. Этот факт выделяет характерную частоту (вернее полосу частот) среди волн, нагревающих корону диска. Повторим факторы, приводящие к такому выделению: 1) выделенная область в диске с максимальной температурой и максимальным энерговыделением; 2) низкие частоты не проходят в корону (кроме того и генерация их затруднена); 3) высокие частоты быстро затухают.

5. *Сопоставление с данными наблюдений.* Как следует из предыдущего рассмотрения, каждый объект (диск, сверхмассивная звезда) обладает характерной частотой, определенной в (40). Волны, генерируемые конвекцией, с частотой, близкой к  $\omega_c$ , выходят в атмосферу, возмущают ее и могут привести к наблюдаемым колебаниям блеска. Интересно сравнить характерные частоты, следующие из теории, с наблюдаемыми временами

Таблица 1

ВЫХОДЯЩИЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПОТОК  $F$  В АККРЕЦИОННОМ ДИСКЕ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ  $M = 10 M_{\odot}$  НА ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЕ ВЫХОДА  $\tau_{\text{выт}}$  ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ  $m = M/M_{\text{грав}}$ ,  $\gamma = P_g/P_r$ , ДЛИН ВОЛН  $\lambda$  ОТНОСИТЕЛЬНО ПОЛУТОЛЩИНЫ ДИСКА  $r_g$  С СООТВЕТСТВУЮЩИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ПЕРИОДА  $t$  И ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ  $\omega$  В ДОЛЯХ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ  $\omega_p$ , ПОЛУЧЕННОЙ БЕЗ УЧЕТА ПРОГРЕВА АТМОСФЕРЫ

$m$	Мо- дель	$\lambda$	$\frac{\lambda}{2r_g}$	$\frac{\omega}{\omega_p}$	$t$ сек	$\tau_1$	$\tau_2$	$F/F_0$		
								$\tau_{\text{выт}} = 0.5$	$\tau_{\text{выт}} = 0.33$	$\tau_{\text{выт}} = 0.1$
0.1	[8]	0.1	$\frac{1}{2}$	2.2	5.0	11	1.6	0.087	0.086	0.081
			$\frac{1}{4}$	4.4	2.5	22	3.3	0.019	0.019	0.018
	[2]	0.27	$\frac{1}{2}$	0.8	5.1	11	4.5	0.23	0.22	0.20
			$\frac{1}{6}$	2.4	1.7	33	13	0.045	0.044	0.043
0.3	[8]	0.01	1	4.2	10	3.7	0.06	0.036	0.029	0.017
			$\frac{1}{2}$	8.4	5	1.9	0.03	0.023	0.018	0.010
	[2]	0.032	$\frac{1}{2}$	2.7	5	3.8	0.18	0.040	0.037	0.030

Таблица 2

ВЫХОДЯЩИЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ПОТОК В СВЕРХМАССИВНОЙ ЗВЕЗДЕ КАК МОДЕЛИ КВАЗАРА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РАДИУСАХ  $R$  (В ДОЛЯХ РАДИУСА ШВАРЦШИЛЬДА  $r_g$ ).

$\frac{M}{M_{\odot}}$	$R$	$\frac{R}{r_g}$	$\omega$	$t$ сек	$\tau_1$	$\tau_2$	$F/F_0$		
							$\tau_{\text{выт}} = 0.3$	$\tau_{\text{выт}} = 0.1$	$\tau_{\text{выт}} = 0.01$
$10^6$	$8.5 \cdot 10^{-3}$	100	2	$1.0 \cdot 10^4$	4.7	0.06	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-2}$
			4	$5.0 \cdot 10^3$	9.4	0.12	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$
		10	2	$1.9 \cdot 10^2$	2.7	0.034	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$
			4	$9.7 \cdot 10^1$	5.4	0.068	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$
$10^8$	$8.5 \cdot 10^{-4}$	100	2	$6.8 \cdot 10^4$	1.15	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
			4	$3.4 \cdot 10^4$	2.3	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$
		10	2	$1.2 \cdot 10^3$	0.47	$0.6 \cdot 10^{-3}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$
			4	$6.1 \cdot 10^2$	0.94	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$

флуктуаций блеска тех объектов, в которых можно предполагать аккреционные диски или сверхмассивные звезды.

а) Рентгеновский источник Cyg X—1.

Данный источник, в котором предполагается наличие черной дыры и аккреционного диска является сильно флуктуирующим в целом диапазоне периодов от  $10^{-3}$  до  $\sim 1$  сек [10]. Как следует из табл. 1, характерный период флуктуаций, вызываемый выходом акустических волн в атмосферу, составляет  $5 \div 10$  мсек. Обнаружение квазипериода  $l = 10$  мсек в рентгеновском излучении Cyg X—1 [10] может быть связано с выходом волн в атмосферу над конвективным диском. В [10] существование квазипериода 10 мсек связывается с вращением горячих пятен вокруг черной дыры [11]. Можно указать несколько наблюдательных отличий между двумя этими механизмами флуктуаций. При вращении горячего пятна, спирально двигающегося к черной дыре, период флуктуации в каждой серии должен уменьшаться. В то же время, характерная частота, которая зависит от массы звезды, не меняется в зависимости от светимости. Если же флуктуации вызываются конвекцией, то период в данной серии должен быть примерно постоянным, но при увеличении светимости характерный период растет примерно пропорционально светимости, как следует из табл. 1. Отметим также различие в спектральной зависимости двух механизмов: при вращении спектр в импульсе не меняется, а в результате конвекции в максимуме блеска должен быть самый жесткий спектр. Однако увеличение жесткости спектра должно быть заметно только на самых коротких временных масштабах ( $< 10$  мсек). На больших интервалах связь спектра со светимостью гораздо сложнее, так как в разные участки спектра дают вклады различные области диска, всплески в которых могут быть некоррелированы. Поэтому отсутствие простой связи спектра со светимостью, отмеченное в [12], не может служить аргументом против объяснения спектра Cyg X—1 процессом комптонизации. Заметим, что рассмотренный нами механизм может давать флуктуации, слабо коррелированные со временем, и имитировать белый шум, получаемый из анализа наблюдений флуктуаций блеска Cyg X—1 [12, 13].

б) Ядра активных галактик и квазары.

Природа квазаров и компактных ядер галактик до сих пор не ясна, но по крайней мере в двух существующих моделях — диски вокруг сверхмассивных черных дыр [14] и сверхзвезды [9] — имеют место физические процессы, рассмотренные в данной работе. Здесь также представляет интерес сопоставить наблюдаемые свойства переменности с предсказаниями модели. Быстрые флуктуации светимости с квазипериодом 100 дней наблюдаются в ядре сейфертовской галактики NGC 4151 ( $\sim 130$  дней) [15], в объекте OJ 287 ( $\sim 184$  дня), являющемся объектом типа BL Lac [16]. Эти квазипериоды хорошо согласуются с характерными периодами частот в мо-

дели сверхмассивной звезды в  $\sim 10^7 M_{\odot}$  (см. табл. 2). По данным табл. 2 можно оценить, что в модели аккреционного диска вокруг черной дыры эти периоды при массе дыры  $\sim 10^7 M_{\odot}$  соответствуют светимости  $L = 0.1 L_{\odot}$ . Как специально отмечается наблюдателями (см., например, [16]), «особенностью периодичности быстрой компоненты в ядрах сейфертовских галактик является изменение фазы (по-видимому, резкое) при сохранении периода». Это свойство хорошо согласуется с конвективно-волновой природой быстрых флуктуаций.

Тенденция роста квазипериода флуктуаций со светимостью, примерное постоянство периода в каждой данной серии наблюдений, а также увеличение жесткости спектра в максимуме блеска являются общими свойствами конвективно-волнового механизма флуктуаций блеска как в модели сверхмассивной звезды, так и в модели турбулентного конвективного диска вокруг сверхмассивной черной дыры.

Однако в обеих этих моделях роль давления излучения очень велика и затухание акустических волн очень сильно. Из табл. 2 ясно, что в этом случае выходящий акустический поток составляет не более  $\sim 1\%$  потока, генерированного на большой оптической глубине, что существенно меньше наблюдаемой амплитуды переменности. Нам представляется, что перенос энергии другими типами волн (например, магнитозвуковыми) в этом случае также сильно затруднен, так как будет эффективно происходить их демпфирование лучистым трением. Особенно важной эта трудность становится в модели сверхмассивной звезды, где нет механизмов переменности, специфических для аккреционного диска (см. также нашу работу [17]).

Институт космических  
исследований АН СССР

## THE PROPAGATION OF WAVES IN THE MEDIA OF HIGH RADIATION PRESSURE. II. ASTROPHYSICAL APPLICATIONS

G. S. BISNOVATYI-KOGAN, S. I. BLINNIKOV

The paper treats the propagation of waves in the atmospheres of astrophysical objects such as the accretion disks around black holes and the supermassive stars in conditions of high radiation pressure. The variability of the Cyg X-1 and of the galactic nuclei is studied within these models. The convection and the turbulence generate acoustic waves whose spectrum in transparent regions is determined by the conditions of reflection and damping. The variability of luminosity is connected with the temperature oscillations of photosphere and corona due

to variable heating. The characteristic timescales for all objects are in good agreement with the observations. However for the supermassive stars it is very difficult to obtain the sufficient amplitude of luminosity fluctuations.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников, *Астрофизика*, 14, 563, 1978.
2. Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников, *Astron. Astrophys.*, 59, 111, 1977.
3. В. В. Соболев, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1967.
4. Г. Лэбб, *Гидродинамика*, ГИТТЛ, М.—Л., 1947.
5. Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников, *Письма АЖ*, 2, 489, 1976.
6. E. P. T. Liang, R. H. Price, *Ap. J.*, 218, 247, 1977.
7. A. A. Galeev, R. Rosner, G. S. Vaiana, *Structured coronae of accretion disks: Cygnus X-1*, Preprint.
8. Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, С. С. Зилигиневич, *Astron. Astrophys.*, 62, 179, 1978.
9. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
10. E. Boldt, 8-th Texas. Symp. on Relativ. Astrophys. Ann., New York Academy of Sciences, 302, 329, 1977.
11. Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 49, 1153, 1972.
12. C. R. Sanzares, M. Oda, *Ap. J.*, 214, L119, 1977.
13. M. C. Weisskopf, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 221, 228, 1978.
14. D. Lynden-Bell, *Nature*, 223, 690, 1969.
15. В. М. Лютый, А. М. Черепашук, *Астрон. цирк.*, № 831, 1974.
16. В. М. Лютый, *Переменные звезды*, 20, 243, 1976.
17. Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников, *Письма АЖ* (в печати).

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 522.71/539.124

## A STUDY OF THE EFFECT OF RELATIVITY CHANGE OF MASS OF THE ELECTRONS WITH VELOCITY ON THE $M-R$ RELATIONS FOR A COLD SPHERICAL BODY

J. P. SHARMA

Received 12 December 1978

Revised 27 November 1978

By introducing the basic conception of the effect of the relativity change of mass of the electrons with velocity into the elementary theory of pressure ionization, we have derived, in the present article, expressions for the mean molecular weight  $\mu$ , the density  $\rho$ , for single ionization, and mass-radius relations ( $M-R$ ) for cold spherical bodies composed of iron, nickel and yttrium, which are in static equilibrium. Fig. 1 [(log  $\rho$ , log  $P$ ) - curve] and 2 [(log  $\rho$ , log ( $M/R$ ) - curve] represent outcome of our discussions. Our study reveals that as long as the electronic concentrations  $n^-$  in the interior regions are small, for example,  $n^- = 10^{18} - 10^{21}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), one may very easily ignore the effect, but for the larger concentrations,  $n^- = 10^{22} - 10^{24}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), this effect cannot be ignored. It has been further shown that the exchange potential energy contributes little to the density. In consequence, Vardya [25] previous work (non-relativistic case) has been reviewed.

*1. Introduction.* The theory of pressure ionization has been put forward by many eminent writers [1-9] since 1935 in the study of the internal constitution of non-relativistic polytropic stars, massive stars, white dwarfs, and planetary bodies as well as to the general relativistic problems [10-16] (a step ahead of purely relativistic phenomena) for describing equations of state of cold, catalyzed matter in different density ranges from  $10^4$  to  $10^7$ ,  $10^7$  to  $10^{12}$ ,  $10^{12}$  to  $10^{17}$  ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ) and from  $10^{17}$  to the highest densities.

A detailed study of the internal constitution of the planets, and white dwarfs has been made by Ramsey [7], Bullen [17-19], Brown

\* On study leave from M. M. M. Engg. College, Gorakhpur, (U. P.), India for "higher specialization course" in astrophysics.

[20], Mestel [21–22], Inglis [23], which later on followed by Lawden's [16] and author's [14–15] general relativistic treatment of planetary structures. By using an equation of state of the kind (2) the author [24] has further discussed the behaviour of dense stellar matters and obtained quite satisfactory results, such as,  $(\log \rho, \log M_1)$ —curves, in the relativistic density ranges  $10^8 \leq \rho \leq 10^{11}$ .

Kothari [1–5] developed his non-relativistic theory with the help of the following virial theorem:

$$\text{or } \begin{array}{l} 2E_{KI} + W_{EL} + W_{EX} = 3PV, \\ 2E_{KI} + E_{GR} = 3PV \end{array} \quad (1)$$

and derived expressions for the mean molecular weight,  $M$ – $R$  relations and other results of cognate interest by making certain simplifying assumptions ( $E_{KI}$ ,  $W_{EL}$ ,  $W_{EX}$  and are respectively the kinetic, electrostatic, exchange and gravitational potential energies, and  $V$  and  $P$  are volume and pressure). Bhatnagar and Kothari [6] concluded on the basis of  $(\log \rho, \log P)$ —curve for Fe that their results were in good agreement with those of Kothari. The discrepancy in Kothari's theory was removed by Vardya [25] by including the exchange potential energy term. In this paper it is claimed that even Vardya's treatment does not yield satisfactory results for he has excluded the relativity corrections. This aspect of the problem would be examined here more closely for cold spherical bodies at zero temperatures. Our calculations leads to the fact that for small bodies for which the electronic concentrations in the interior regions are small ( $x \ll 1$ , or,  $n^+ \ll 5.88 \cdot 10^{21}$ ), we can neglect the relativity corrections, but we cannot do so in the case of larger celestial bodies possessing larger concentrations  $n^+$  ( $x \gg 1$ , or,  $n^+ \gg 5.88 \cdot 10^{20}$ ) of orders of say,  $10^{30}$ ,  $10^{31}$  and  $10^{31}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ).

Our study of the plots of  $(\log \rho, \log P)$ —and  $(\log \rho, \log (R/M))$  curves (Figs. 1 and 2) make the picture more clear. The equation of state to be followed is that of the polytropic relation [24]

$$(P_r) = P = k \rho^{1+1/x}, \quad (2)$$

where  $k$  is the relativistic degenerate constant.

*Significance of the relativistic corrections in view of the modified equation of state (2).* As already shown in author's earlier work [24] (also in sect. IV below) that equation of state (2) provides a good way to study the properties of dense stellar matters in relativistic density ranges up to  $\sim 10^{11}$  ( $\text{g cm}^{-3}$ ). Although, for  $x > 20$  the matter becomes neutron rich and in that case use of the exact equation of

state, or TOV equation of general relativity of hydrostatic equilibrium, would be desirable, but even then (2) provides quite satisfactory results. This should not be much surprising in view of the following reasonings.

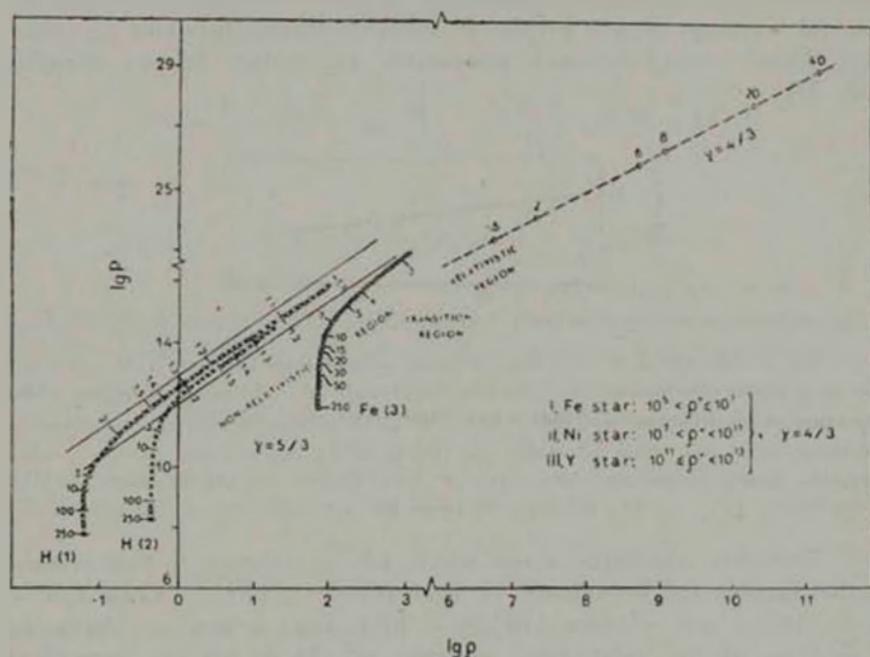


Fig. 1. The  $(\log p, \log P)$ —curves: the relativity corrections on pressure-density relation for a cold spherical body.

Cases beyond  $\rho \sim 10^{11}$  need special treatment of general relativity;  $\rho \sim 10^{11}$  corresponds to the neutron rich matter ( $\gamma = 5/3$ ).  $\circ \circ \circ$  — Vardya's results, --- — Author's results.

Van Albada [27—28] and Harrison, Wakano and Wheeler [29] have stated that no nuclear physics is required for the treatment of the present regime, but one has to apply the most elementary principles of statistical mechanics to obtain the equation of state. Landau [30] pointed out to the known circumstances that with increasing mass the material is more strongly compacted. Ultimately, the Fermi energy rises to relativistic level. It makes no difference in the pressure, whether the Fermi gas consists of electrons (densities up to  $10^8 \text{ g cm}^{-3}$ ), or neutrons ( $\rho$  up to  $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ ). For nuclear, and supernuclear densities, they accepted, for the sake of simplicity, the concept of an ideal cold degenerate gas of electrons, protons and neutrons in equilibrium, but with

negligible particle-particle interactions. Schatzman [31] has also discussed the problem of mass limit of a star composed of a degenerate electron gas by using simply Newtonian equation of hydrostatic equilibrium (an excellent approximation for densities  $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ ). There are several instances in our picture of stellar evolution in which the electron Fermi energy becomes comparable to nuclear  $\beta$ -decay energies [32–37].

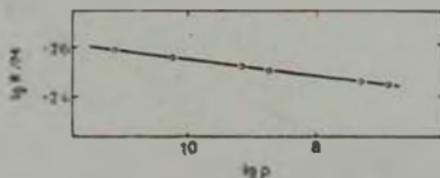


Fig. 2. Connection (i. e., overall a linear relationship) between  $R/M$  and  $\rho$  for the relativistic equilibrium configuration (spherical) of cold matter obeying  $\gamma$ -law equation of state of the kind [24]  $P = k\gamma^{4/3}\rho$ . Quite satisfactory results are obtained for densities of the orders of  $\sim 10^8 \sim 10^{11} \text{ (g cm}^{-3}\text{)}$ , as marked by — — — The probable density ranges for formations of iron, nickle, and yttrium stars are [11], respectively,  $10^9 < \rho < 10^7$ ,  $10^7 < \rho < 10^{11}$  and  $10^{11} < \rho < 10^{12}$ .

Therefore the three cases which are of interest to this investigation involve the formations of iron ( $10^9 < \rho < 10^7$ ) —, nickle ( $10^7 < \rho < 10^{11}$ ) — and yttrium ( $10^{11} < \rho < 10^{12}$ ) stars where we have to make use of the relativistic analogue of (1), as has also been done elsewhere [5, 24, 35, 36, 38–44]. Specifically in our model assumed, for simplicity (and because we find no decisive indication favouring any simpler alternative procedure) the matter at very high density  $\sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ , can be treated for the purpose of calculations of  $(\log u, \log P)$  — and  $(\log \rho, \log R/M)$  relations, as if it were an ideal mixture of three Fermi gases (electrons, protons and neutrons) in statistical equilibrium. This would avoid the mathematical complications due to the assumptions of different equations of state when considering the electron capture at high densities.

The above discussions, however, justifies our present approach for obtaining good results in the analysis of relativistic dense stellar matter up to  $\rho \sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ , even without an explicit (mathematically) use of the concept of electron capture. Unfortunately, we have not succeeded here in formulating straightforwardly a tractable theory leading to the study of the behaviour of dense matters beyond  $\rho \sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ , in which case certain modifications, as mentioned above, are to be made. This could be another aspect of the problem for future study.

2. *Basic equations.* The expression for the total kinetic energy of the electrons, in a volume  $V$  of the star at zero temperature, for small  $x$  ( $P_F \ll m_0 c$ ) is given by

$$\begin{aligned} (E_{KI})_{x \ll 1} &= \frac{8i V m_0^4 c^5}{h^3} \left[ -\frac{x^3}{3} + f(x) \right] = \\ &= n^+ V \left( \frac{3}{40} \right)^{2/3} \frac{h^2 n^{2/3}}{m_0} \left[ 1 - \frac{5h^2}{112} \left( \frac{3}{i} \right)^{2/3} n^{-2/3} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

where

$$|f(x)|_{x \ll 1} = \int_0^x (1+y^2)^{1/2} y^2 dy = \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} - \frac{1}{56} x^7 + \dots,$$

symbols have their usual significance, Neglecting the approximation, used in  $f(x)$  by Vardya, we obtain the complete expression for  $E_{KI}$ , when  $x$  is large

$$(E_{KI})_{x \gg 1} = \frac{3}{8} \left( \frac{3}{i} \right)^{1/3} V h c x^{4/3}, \quad (4)$$

The foregoing expression can be re-expressed as

$$(E_{KI})_{x \gg 1} = \frac{3}{8} \text{ch} \left( \frac{3}{i} \frac{Z^2}{\gamma_1 \gamma_2 A m_H} \right)^{1/3} Z^2 \frac{\gamma V}{A m_H}, \quad (5)$$

where  $Z$ ,  $\gamma$ ,  $A$ , and  $m_H$  represent respectively the atomic number, the density, the atomic weight, and the mass of a hydrogen atom. For the material which is  $r$ -fold ionized, we have

$$n = \frac{\gamma}{A m_H} r, \quad (6)$$

so that the measure of the degree of ionization  $\eta$  is given by

$$\eta = \frac{A}{n}. \quad (7)$$

$\eta$  ranges from  $A$  to  $A/Z$  ( $\eta_0 = \eta$ ) respectively for single and complete ionizations. Expressions for the electrostatic and exchange potential energies respectively are:

$$W_{EL} = -\frac{9}{10} Z^2 e^2 \left( \frac{\gamma}{\gamma_1 \gamma_2 A m_H} \right)^{1/3} \frac{\gamma V}{A m_H}, \quad (8)$$

and

$$W_{EX} = -3e^2 \left( \frac{9}{32 \gamma_1 \gamma_2} \frac{Z^2}{A m_H} \right)^{1/3} \frac{\gamma V}{A m_H}. \quad (9)$$

3. *The desired expressions.* Making use of equations (1), (2), (5), (8) and (9), we obtain

$$\mu = \frac{\eta_0 (\tau_1 \tau_2^{-1} z^2 8)^{1/4}}{[1 - \tau_1^{1/3} (\delta Z^2)^{1/3} \tau_2^{-1/3}]^{3/4}}, \quad (10)$$

where

$$\delta = [2.3^{1/3} e^{-\tau_1^{1/3}} 5ch]^2; \quad z = 2.98454, \quad (11)$$

and

$$\tau_2 = 1 + 5(12z^2 Z^2)^{-1/3}. \quad (12)$$

On setting  $\tau_1 = \tau_2 = 1$ , the equation (10) can be cast into the form

$$\mu = \frac{\eta_0 (z^2 8)^{1/4}}{[1 - (\delta Z^2)^{1/3} \tau_2^{-1/3}]^{3/4}}. \quad (13)$$

For matter in a singly ionised state ( $\mu = A$ ), we have from (2) and (13),

$$\gamma = \gamma^* = \left(\frac{P}{R}\right)^{3/4} A,$$

and

$$\tau_2 = \tau_2^* = \frac{1 - \frac{\gamma}{2Z^{4/3}}}{(\delta Z^2)^{1/3}} \quad (14)$$

respectively. With the help of equations (2) and (13), we obtain

$$\gamma = \left(\frac{P}{R}\right)^{3/4} \frac{\eta_0 (z^2 8)^{1/4}}{[1 - (\delta Z^2)^{1/3} \tau_2^{-1/3}]^{3/4}}. \quad (15)$$

In view of the pressure equation (2), the structure of the configuration will be governed by the Lane-Emden function  $\theta_{\mu}$ , the  $\lambda - M$  relation for this configuration being [45]

$$R = \frac{QM}{M_0} \left(\frac{\mu}{\rho_0^{1/3}}\right)^{4/3}, \quad (16)$$

where  $Q = 3.0782 \cdot 10^{20}$ ,  $\rho_0$  is the central density and  $M_0$  the mass of the sun. Eliminating  $\mu$  between (13) and the foregoing relation (16), we obtain

$$R = \frac{QM}{2M_0} z \frac{\eta_0^{4/3}}{\rho_0^{1/3} [1 - (\delta Z^2)^{1/3} \tau_2^{-1/3}]^{3/4}}, \quad (17)$$

or, from (14), for a singly ionised state,

$$R = \frac{QM}{M_*} \frac{v_0^{43}}{c^{13}} Z^{43}, \quad \text{or,} \quad R = \frac{QM}{2M_*} z \frac{v_0^{43}}{c^{13} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{z}{2Z^{43}} \right) \frac{z}{c^2} \right]} \quad (18)$$

which is the required  $M-R$  relation for a cold body. From equations (17) and (18), we can easily conclude that when  $M \rightarrow 0$ ,  $R \rightarrow 0$ , as  $M$  increases initially until, after attaining a certain maximum value  $R_{\max}$ , for  $M = M_{\max}$ , it decreases to the stage where  $M = \infty$ ,  $R \rightarrow 0$ .

*4. Numerical results and consequent discussions.* As pointed out above, we have shown that as long as  $n^-$  has values of the order of  $10^{19}$ – $10^{21}$ , the relativity corrections can be neglected, but for larger values of  $n^-$ , such as,  $n^- = 10^{20}$ – $10^{24}$ , it begins to play an important role in the results. To illustrate the significant role of the relativistic effect, we have obtained  $(\log \rho, \log P)$  relation (shown by the dotted straight line, Fig. 1) for solid spherical bodies composed of iron, nickle, and yttrium, for a few values of the electronic concentration  $n^- = 1.9833 \cdot 10^{20}$ ,  $4.7008 \cdot 10^{20}$ ,  $1.2692 \cdot 10^{21}$ ,  $3.0282 \cdot 10^{21}$ ,  $4.7011 \cdot 10^{22}$ , and  $3.7610 \cdot 10^{24}$ , corresponding to  $x = 1.5, 2.0, 6, 8, 20$  and  $40$ . Consequent effect of the relativistic correction on  $M-R$  relation has been shown in Fig. 2.

The  $(\log \rho, \log P)$ —curves present a comparative study of our results (in the relativistic density ranges up to  $\sim 10^{11}$   $\text{gcm}^{-3}$ ) with those of Vardya's. This brings out many useful physical consequences regarding the non-relativistic and relativistic character of a degenerate gas, as given below.

The dotted straight line exhibits the results of our investigation for I—iron, II—nickle, and III—yttrium (with exchange potential). The three curves marked with crosses (hydrogen (1) and hydrogen (2), with and without exchange potential), and circles (iron (3)—with exchange potential) sketched on our chosen scale, were obtained by Vardya. A single dotted straight line for iron, nickle, and yttrium has been drawn by the author by taking into account the potential energy term as it would not show appreciable differences in the values of  $\rho$  and  $P$  for different values of  $n^-$ , if the same is neglected. Hence, in this case, it will be almost insignificant to draw other curves. We further note in Figs. 1 and 2 that the plots of  $\log P$  vs  $\log \rho$  and  $\log(R/M)$  vs  $\log \rho$  show linear relationships up to a wide range of densities  $\sim 10^{11}$  ( $\text{gcm}^{-3}$ ).

*Acknowledgements.* The author is very much grateful to the referee for his valuable comments on the earlier version of this paper which helped him to place the final manuscript in the present form.

The author further wishes to express his thankfulness to the USSR Govt. for granting the scholarship for higher specialisation course in astrophysics. He is much obliged to Prof. R. E. Guseinov and Dr. T. A. Eminzade for their many helpful discussions, followed by the referee's report, and providing the research facilities in the Department of Astronomy, Azerbaijan State Univ., Baku. He is also very much thankful to Prof. Evry Schatzman, Universite de Nice, Nice Cedex, for taking interest in the discussion, through correspondences, and giving valuable suggestions, on the earlier version of the paper.

Department of Astronomy,  
Azerbaijan State University,  
Baku, USSR

## ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА РЕЛЯТИВИСТСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ МАССЫ ЭЛЕКТРОНОВ СО СКОРОСТЬЮ В СООТНОШЕНИЯХ $M-R$ ДЛЯ ХОЛОДНОГО СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА

Ж. П. ШАРМА

Введя основную концепцию эффекта релятивистского изменения массы электронов со скоростью в элементарную теорию ионизации давлением, в данной работе получены выражения для среднего молекулярного веса и плотности  $\rho$  в случае единичной ионизации, а также для соотношения масса — радиус ( $M-R$ ) для холодных сферических тел, состоящих из железа, никеля и иттрия, находящихся в статическом равновесии.

Результаты нашего обсуждения представлены на рис. 1 ( $\log \rho$ ,  $\log P$ ) и рис. 2 (кривая  $\log \rho$ ,  $\log(M/R)$ ). Наше рассмотрение показывает, что в том случае, когда электронные концентрации  $n$  во внутренних областях малы, например, порядка  $n = 10^{18} - 10^{27}$  (см $^{-3}$ ), то указанным эффектом можно легко пренебречь. Для больших же концентраций,  $n = 10^{30} - 10^{34}$  см $^{-3}$ , этот эффект нельзя не учитывать.

Далее показано, что плотность слабо зависит от потенциальной энергии обмена.

В заключение обсуждена ранняя работа Вардана [25] (нерелятивистский случай).

## REFERENCE

1. *D. S. Kothari*, *M. N.*, 96, 833, 1935—36.
2. *D. S. Kothari*, *Proc. Roy. Soc.*, 165(a), 486, 1936.
3. *D. S. Kothari*, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, (U. P.), India, 6, 57, 1936.
4. *D. S. Kothari*, *Nature*, 137, 157, 1938.
5. *D. S. Kothari*, *Phil. Mag.*, 11, 1130, 1931.
6. *P. L. Bhatnagar*, *D. S. Kothari*, *Proc. Nat. Inst. Sci. India*, 8, 377, 1942.
7. *W. H. Ramsey*, *M. N.*, 108, 406, 1948.
8. *W. H. Ramsey*, *M. N.*, 110, 444, 1950.
9. *W. H. Ramsey*, *M. N.*, 111, 427, 1951.
10. *B. K. Harrison*, *Kips S. Thorne*, *M. Wakano*, *J. A. Wheeler*, *Gravitation Theory and Gravitational Collapse*, The Univ. of Chicago Press, Ltd, London Chaps., 6, 9, 10, 1972.
11. *Ya. B. Ze'ldovich*, *C. W. Misner*, *Kips S. Thorne*, *J. A. Wheeler*, *Gravitation*, W. H. Freeman and Co., San Francisco, Chap., 23, 1973.
12. *Ya. B. Ze'ldovich*, *I. D. Novikov*, *Relativistic Astrophysics*, Vol. I, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1973.
13. *Ya. B. Ze'ldovich*, *I. D. Novikov*, *Relativistic Astrophysics*, Vol. II, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1974.
14. *J. P. Sharma*, *Pure Appl. Geophys.*, 97, 14, 1972.
15. *J. P. Sharma*, *J. Geophys. Res.*, 78(23), 31, 1973.
16. *Derek F. Lawden*, *An Introduction to Tensor Calculus and Relativity*, Methuen & Co. Ltd. and Science Paperbacks Chap., 6, 1967.
17. *K. E. Bullen*, *Ap. J.*, R. A. S., 109, 457, 1949.
18. *K. E. Bullen*, *M. N.*, 109, 688, 1949.
19. *K. E. Bullen*, *M. N.*, 110, 256, 1950.
20. *H. Brown*, *Ap. J.*, 111, 641, 1950.
21. *L. Mestel*, *M. N.*, 112, 583, 1952.
22. *L. Mestel*, *M. N.*, 112, 598, 1952.
23. *J. Ingalls*, *Planets, Stars and Galaxies*, *An Introduction to Astronomy*, John Wiley and Sons, Inc., 1972.
24. *J. P. Sharma*, *Ann. Soc. Scientifique de Bruxelles*, T. 91, 111, 131, 1977.
25. *M. S. Vardya*, *Proc. Nat. Inst. Sci.*, India, 21(1), 70, 1955.
26. *J. C. Slater*, *Phys. Rev.*, 81, 395, 1951.
27. *G. B. van Albada*, *Bull. Astr. Inst. Netherland*, 10, 161, 1946.
28. *G. B. van Albada*, *Ap. J.*, 105, 393, 1947.
29. *B. K. Harrison*, *M. Wakano*, *J. A. Wheeler*, in *Onzieme Conseil de Physique Solvay, la Structure et L'evolution de L'univers*, Brussels, Stoops 1958.
30. *L. D. Landau*, *Phys. Zs. Sowjetunion*, 1, 285, 1932.
31. *E. Schatzman*, *White Dwarfs*, New York, Interscience, 1958.
32. *W. D. Arnett*, *Astrophys. Space Sci.*, 5, 180, 1969.
33. *B. Paczynski*, *Astrophys. Lett.*, 11, 53, 1972.
34. *R. G. Cough*, *W. D. Arnett*, *Ap. J.*, 180, L101, 1939.
35. *E. C. Stoner*, *Phil. Mag.*, 9, 944, 1930.
36. *E. C. Stoner*, *F. Tyler*, *Phil. Mag.*, 11, 986, 1931.
37. *W. Anderson*, *Z. Phys.*, 53, 597, 1929.
38. *Ashok Jain*, *V. K. Tewari*, *Prog. Theor. Phys.*, 29(5), 641, 1963.

39. *J. P. Sharma*, Thesis for D. Phil., Univ. of Allahabad, Allahabad, (India), Chap. IV, 1970.
40. *J. P. Sharma*, *Alld. Univ. Studies*, 4(1), 1972.
41. *J. P. Sharma*, *Trans. New York Acad. Sci.*, 35, 553, 1972.
42. *J. P. Sharma*, *Math. Stud.*, 39, 157, 1973.
43. *J. P. Sharma*, *Indian J. Phys.*, 48(12), 1974.
44. *J. P. Sharma*, *Revista Matematica y Fisica*, 26, 1976.
45. *S. Ghandrasekhar*, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Univ. of Chicago Press, Chicago, Chap. IV, 1939.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### ВЫЯВЛЕНИЕ НОВЫХ СТРУКТУРНЫХ ДЕТАЛЕЙ В КОНТУРЕ ЛИНИИ H<sub>β</sub> В СПЕКТРЕ МАРКАРЯН 372 С ПРИМЕНЕНИЕМ ФУРЬЕ-АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ

В последние годы все больше внимания уделяется детальному спектрально-фотометрическому исследованию галактик UV-континуумом, особенно тех из них, которые обладают признаками, характерными для галактик сейфертовского типа. Особый интерес представляет изучение профилей эмиссионных линий этих объектов, в частности, в связи с их изменением во времени [1—3]. К сожалению, большинство этих объектов весьма слабы, и это не позволяет получать их спектры с достаточно высокой дисперсией. Поэтому выявление деталей линий затрудняется такими факторами, как зернистость эмульсий, влияние аппаратной функции и др.

Применение методов суперпозиции и фурье-анализ пространственных частот должно позволить в определенной степени повысить в этом отношении информативность наблюдательных данных. Эти методы были применены для обработки спектра галактики сейфертовского типа Маркарян 372.

Одним из авторов (Э. Е. Х.) были получены четыре спектра галактики Маркарян 372 на 2.7-м телескопе обсерватории МакДональд со спектрографом UVITS. Обработываемый участок спектра включал линии [O III]  $\lambda$  4959/5007 и H<sub>β</sub>. По регистрограммам, записанным на микрофотометре ИФО-451, было получено распределение энергии в спектре с шагом 10 мкм (2.2 Å). При такой дискретизации по длине волны было получено 128 значений интенсивности для каждого спектра. Информационная обработка спектров в цифровом виде производилась на ЭВМ Минск-32.

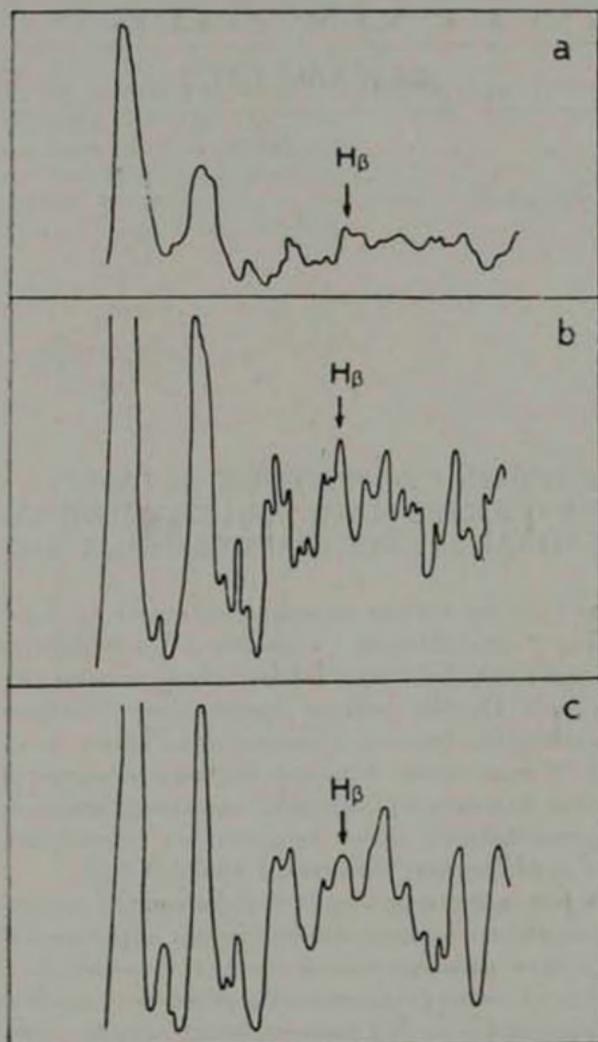


Рис. 1.

На рис. 1 показан участок спектра, подвергнутый обработке. Регистра-  
грамма а) соответствует одному из исходных спектров; б) есть результат  
цифровой суперпозиции четырех исходных спектров; в) — обратное фурье-  
преобразование функции  $\Phi(\omega)F(\omega)$ , где  $F(\omega)$  — фурье-преобразование  
кривой б);  $\Phi(\omega)$  — фильтр пространственных частот, который, следуя  
работе [4], мы принимаем равным

$$\Phi(\omega) = \frac{P_s(\omega)}{P_s(\omega) + P_n(\omega)}$$

где  $P_s(\omega)$  — мощность сигнала, а  $P_n(\omega)$  — мощность шума.

Более четкое выявление контуров линий после обработки позволило с большей уверенностью определить отношение  $I_{N_1-N_2}/I_{H_3}$ , величина которого оказалась около 3. Надежно обнаруживаются также по меньшей мере два компонента линии  $H_3$  со сдвигом, эквивалентным доплеровской скорости около 2000 км/сек на красном и 1500 км/сек на фиолетовом крыле линии. Флюидоговую компоненту с такой же скоростью, но значительно меньшей относительной интенсивности удастся обнаружить также и у линий [O III]  $\lambda$  4959/5007. Таким образом, общая ширина линии  $H_3$  превышает ширину запрещенных линий, в то время как каждая компонента  $H_3$  в отдельности имеет ширину того же порядка, что и главные компоненты запрещенных линий.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л. А. Татевосяну за большую помощь в подготовке математического обеспечения и вычислений на ЭВМ.

*Revealing of new Details in the  $H_3$ -line Profile in the Spectrum of Markarian 372 by Application of Fourier-analysis of Space Frequencies.* Digital data processing of four spectra of Seyfert galaxy Markarian 372 in the region of  $N_1$ ,  $N_2$  and  $H_3$  lines was carried out. Two components of  $H_3$  with Doppler shifts of  $-1500$  and  $+2000$  km/sec from the centrum of the line were revealed. On the blue wing of forbidden lines a component with  $-1500$  km/sec Doppler shift was also detected.

16 октября 1978

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

В. Н. ПОПОВ  
Р. А. САРКИСЯН  
Э. Е. ХАЧИКЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, Ap. J., 164, L109, 1971.
2. П. Натни, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслова, Г. Т. Геворкян, Астрофизика, 8, 39, 1973.
3. Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 9, 139, 1973.
4. G. Lynga, Rep. Obs. Lund, No. 5, 6, 1975.

## CONTENTS

THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS . . . . .	<i>M. A. Kazarian</i>	5
POOR CLUSTER OF GALAXIES CONTAINING FOUR ABSOLUTELY BRIGHT MARKARIAN GALAXIES . . . . .	<i>M. Jeeveer, A. Kaatik, J. Elnasto</i>	19
RADIAL VELOCITIES AND MASSES FOR 41 BINARY GALAXIES <i>I. D. Karachentsev, W. L. W. Sargent, B. Zimmermann</i>		25
COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES X . . . . .	<i>F. W. Baier, H. Tiersch</i>	33
NGC 1275 IS A PAIR OF INTERACTING GALAXIES . . . . .	<i>L. P. Metik, I. I. Prontik</i>	37
THE BURST PHENOMENON IN THE GALAXY NGC 1275 . . . . .	<i>V. I. Prontik</i>	51
THE DEPENDENCE OF EMISSION LINE INTENSITIES OF SEYFERT GALAXIES OF TYPE I UPON COLOUR INDEX . . . . .	<i>G. T. Petrov</i>	59
COSMOLOGICAL EVOLUTION OF QUASARS AND ENERGY SOURCE MODELS . . . . .	<i>A. S. Zentsova</i>	67
THE PHOTOMETRIC STUDY AND A SHORT-TIME PERIODICITY OF RR TAU <i>G. V. Zaytseva, V. M. Lyutg</i>		75
THE INVESTIGATION OF PASCHEN HYDROGEN LINES AND THE INFRA-RED $\text{Ca II}$ TRIPLET IN THE SPECTRUM OF THE MAGNETIC STAR $\epsilon$ CrB . . . . .	<i>N. S. Poloukhina, N. G. Scherbakov, V. P. Malonushenko</i>	85
GALACTIC DISK GAMMA-RAYS AND INVERSE COMPTON SCATTERING OF THE HIGH ENERGY ELECTRONS ON STARLIGHT . . . . .	<i>V. P. Fomin</i>	97
ON THE PROBLEM OF KINEMATICS OF THE GALACTIC PLANETARY NEBULAE . . . . .	<i>M. N. Klossa, G. S. Khromov</i>	105
ON THE ORIGIN OF ROTATION AND MAGNETISM OF STARS AND PLANETS . . . . .	<i>I. N. Minin</i>	121
ON THE ORIGIN OF EXCESS OF HEAVY ELEMENTS IN LATE-TYPE STARS <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>		129
THE MAGNETOSPHERE OF THE BARIONIC STARS. II. INCLINED ROTATOR . . . . .	<i>A. K. Avetisyan</i>	135
BLURRING OF LINES BEFORE THE LIMIT OF HYDROGEN SERIES <i>L. N. Kurochka, I. B. Ribko</i>		155
THE PROPAGATION OF WAVES IN THE MEDIA OF HIGH RADIATION PRESSURE. II. ASTROPHYSICAL APPLICATIONS <i>G. S. Bisnovatyi-Kogan, S. I. Blinnikov</i>		165
A STUDY OF THE EFFECT OF RELATIVITY CHANGE OF MASS OF THE ELECTRONS WITH VELOCITY ON THE M-R RELATIONS FOR A COLD SPHERICAL BODY . . . . .	<i>J. P. Sharma</i>	179
NOTES		
REVEALING OF NEW DETAILS IN THE $\text{N}_2$ -LINE PROFILE IN THE SPECTRUM OF MARKARIAN 772 BY APPLICATION OF FOURIER ANALYSIS OF SPACE FREQUENCIES <i>V. N. Popov, R. A. Sarkisyan, E. Ye. Khuchikyan</i>		189