

# ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. II. ОБЪЕКТЫ С ШИРОКИМИ ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ <i>Б. Е. Маркарян</i>	5
ДЕТАЛЬНАЯ UVV-ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 2276 <i>Р. К. Шахбазян</i>	21
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 6 <i>П. Нотни, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслов, Г. Т. Геворкян</i>	39
О ЦЕНТРАЛЬНЫХ СГУЩЕНИЯХ Е И SO-ГАЛАКТИК . . . <i>К. А. Саакян</i>	51
О КЛАССИФИКАЦИИ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ЯРКИХ ГАЛАКТИК . . . . . <i>Р. Г. Мнацаканян</i>	57
ПОИСКИ КАРЛИКОВЫХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК <i>Н. Ш. Мацлян</i>	63
ВОЗМОЖНОЕ СВИДЕТЕЛЬСТВО О НЕДАВНЕМ ПРОИСХОЖДЕНИИ ГА- ЛАКТИК МАРКАРЯНА . . . . . <i>Ж. Айджманн, А. Т. Каллоглян</i>	71
НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. IV. БЕСКОНЕЧНАЯ СРЕДА <i>Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян</i>	79
ПОСТ-НЬЮТОНОВСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА В ТЕОРИИ ИОРДАНА <i>А. А. Баранов</i>	95
ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В МАГНИТНОМ И ГРАВИТАЦИОН- НОМ ПОЛЯХ . . . . . <i>А. Э. Долинов, М. А. Эвликман</i>	99
СТРОЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ВЕТВИ И ВОЗРАСТ ШАРОВЫХ СКОП- ЛЕНИЙ . . . . . <i>А. М. Эйвинсон</i>	107
ГЕНЕЗИС И КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД. I <i>Э. М. Дробышевский</i>	119
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
О ФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЯХ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 6 <i>Э. Е. Хачикян</i>	139
О ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНОЙ МАССЫ ЗВЕЗД В ЕДИНИЧНОМ ОБЪЕМЕ ОТ ВРЕМЕНИ ИХ ЭВОЛЮЦИИ . . . . . <i>М. А. Свечников, П. Е. Захарова</i>	143
ОБ ОЦЕНКЕ ВОЗРАСТА СКОПЛЕНИЯ $\alpha$ Per . . . <i>М. А. Свечников, П. Е. Захарова</i>	147
К ОЦЕНКЕ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА В МЕТАГАЛАКТИКЕ <i>М. А. Аракелян</i>	151

Е Р Е В А Н

## Խ Վ Ր Պ Տ Ղ Ր Վ Կ Ա Ն Կ Ա Ն Ի Ե Ղ Ի Վ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,  
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե.  
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոլև

### Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,  
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного  
редактора), В. В. Соболев, 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 предназначается 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.

«Աստրոֆիզիկա»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, սիզամածությունների ու սիջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաջալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սանմանակից քննարկումների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ապիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 անրլի, բաժանորդագինը 4 անրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բայր բաժանմունիներում, իսկ առատասանմանում «Մեծրանադղնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. II. ОБЪЕКТЫ С ШИРОКИМИ ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

Б. Е. МАРКАРЯН

Поступила 20 декабря 1972

Рассматриваются 46 объектов с широкими эмиссионными линиями, обнаруженных рядом исследователей [16—29] среди галактик с ультрафиолетовым континуумом [13, 14]. В табл. 1 наряду с некоторыми другими данными приведены доплеровские ширины разрешенных и запрещенных линий этих объектов. Как по характеру распределения энергии в непрерывном спектре, так и по профилям эмиссионных линий галактики с широкими спектральными линиями (в том числе галактики Сейферта) разделяются на два типа — I и II (рис. 1, табл. 1—3). К типу I относятся объекты, имеющие сильное излучение в ультрафиолете и умеренное или слабое в красной части спектра. Наряду с этим у них широки разрешенные и узки запрещенные линии. К типу II относятся объекты, имеющие сильное излучение в красной части спектра и умеренное или слабое в ультрафиолете. У последних широки как разрешенные, так и запрещенные линии. Предсказывается, что объекты типа II должны существовать и среди QSO. Количество объектов типа II в Метагалактике должно быть не меньше, чем типа I.

1. *Вводные замечания.* Исследования показывают, что подавляющее большинство галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом, имеет сильные эмиссионные линии высокого возбуждения. В большинстве случаев, однако, эти линии являются узкими и лишь у десяти процентов рассматриваемых галактик они широкие, т. е. имеют ширину, заметно превосходящую ширину инструментального контура. Широкие линии, как известно, впервые обнаружил Сейферт в спектрах некоторых спиральных галактик [1], названных впоследствии его именем. Ядра этих галактик оказались крайне необычными как по структуре, так и по физической природе. Выполненные во второй половине шестидесятых годов спектроскометрические и коло-

риметрические исследования [2—7] позволили окончательно установить факт наличия нетеплового компонента в излучении ядер галактик Сейферта, на что впервые было обращено внимание в нашей работе, опубликованной в начале шестидесятых годов [8].

Следует отметить, что в настоящее время из 12 отмеченных Сейфертом галактик только восемь, именно NGC 1068, 1275, 3227, 3516, 4051, 4151, 5548 и 7469, признаны подлинно сейфертовскими, так как остальные четыре, как выяснилось впоследствии, не обладают наиболее важными особенностями, присущими вышеуказанным галактикам.

Дальнейшие исследования показали, что ядра галактик Сейферта сходны с квазизвездными объектами по характеру распределения энергии в спектре. С другой стороны, у многих квазизвездных объектов спектральные линии оказались широкими, подобно тому, как у ядер галактик Сейферта. Помимо этого, в последние годы были обнаружены переменность блеска и изменения интенсивностей и профилей эмиссионных линий у ряда квазизвездных объектов и у ядер галактик Сейферта. Все это свидетельствует о сходстве физической природы ядер галактик Сейферта и квазизвездных объектов, на что впервые обратили внимание И. С. Шкловский [9] и Е. М. и Дж. Р. Бербиджи вместе с Сандейджем [10].

Благодаря сходству физической природы квазизвездных объектов и ядер галактик Сейферта нетепловая природа излучения последних стала общепризнанной. При этом, однако, следует отметить наличие большой разницы между мощностями происходящих процессов и радиацией у этих двух типов образований.

Основные особенности ядер галактик Сейферта сводятся к следующему: *большая светимость, сильная конденсированность—звездообразность, нетепловая природа излучения и присутствие в спектре интенсивных широких эмиссионных линий.*

Последняя особенность является главной. Она, согласно сложившимся ныне представлениям, обуславливается большими скоростями газа, вызванными взрывами и выбросами газовых облаков из недр ядер этих галактик в период максимальной фазы их активной деятельности. Представление об активности ядер, на котором основывается эволюционная концепция В. А. Амбарцумяна [11, 12], в последнее время нашло всеобщее признание. Это объясняется тем, что обнаруженные в последние годы у ядер галактик Сейферта и родственных им объектов многие явления — переменность яркости, изменения интенсивностей и профилей эмиссионных линий, кратная природа последних и прямо наблюдаемые выбросы могут найти удовлетворительное объяснение при допущении,

что в ядрах этих галактик происходят рекуррентные взрывы и выбросы газовых облаков с большими скоростями.

2. *Список объектов с широкими линиями.* Как уже отмечалось в наших статьях [13—15], галактики с ультрафиолетовым континуумом, отнесенные к типу  $s-sd$ , сходны с галактиками Сейферта по звездopodobной структуре, так же, как и по нетепловой природе излучения и большой светимости ядер. Поэтому естественно было ожидать среди них присутствия объектов сейфертовского типа, т. е. объектов с широкими эмиссионными линиями в спектре.

В ходе проведения спектральных исследований галактик с ультрафиолетовым континуумом с помощью щелевых спектрографов выяснилось, что в спектрах 46 объектов из изученных свыше 400 галактик присутствуют широкие эмиссионные линии.

Таким образом, более чем у десяти процентов галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом, была обнаружена главная спектральная особенность ядер галактик Сейферта — присутствие широких эмиссионных линий в спектре. Поэтому эти галактики были названы объектами сейфертовского типа. Список этих объектов с некоторыми данными приведен в табл. 1.

а) В первых трех столбцах этой таблицы даны номера, классы и приближенные фотографические величины центральных частей галактик из наших списков [13, 14]. В четвертом, пятом и шестом столбцах приведены красные смещения и данные о доплеровских ширинах эмиссионных линий из источников, указанных в седьмом столбце таблицы.

Заметим, что сейфертовскую природу для большей части объектов табл. 1 следовало ожидать, исходя из их особенностей, выявленных с помощью объективной призмы, и для многих из них она была предсказана в наших списках [13, 14]. Но сейфертовская природа окончательно была установлена после получения и изучения их щелевых спектров рядом советских и американских астрономов [16—29].

б) Следует отметить, что имеются некоторые возражения против сейфертовской природы объектов № 1, 3, 6, 78, 105, 198, 270 и 273. Первые три из них к сейфертовскому типу были отнесены Д. В. Видманом [17], а остальные, наряду с большинством объектов табл. 1, группой советских астрофизиков с участием автора [22, 23]. В. Л. В. Сарджент считает, что линии первых шести из указанных объектов недостаточно широки, что они являются объектами промежуточного типа, каких должно быть много среди галактик наших списков [13, 14]. Д. В. Видман [31], в свою очередь, возражает против сейфертовской природы последних четырех объектов № 105, 198, 270 и 273. Надо сказать, что вышеуказанные объекты по ширине своих линий занимают промежуточ-

Таблица 1

№	mpg	Тип	z	Допл. ширина линий (км/сек)		Литература	Примечания
				разр.	запр.		
1	2	3	4	5	6	7	8
1	15.5	sd2e	0.016	широкие	1500	[17, 18]	Яркость ядра переменная [32]
3	15	ds2e	0.013	"	2000	[17, 18, 42]	Окружена областями эмиссии H <sub>2</sub> и волокнами, ориентированными перпендикулярно к диску галактики [31]
6	15	s1e	0.019	9000	2000	[17, 18, 42]	В 1969 г. в спектре появилась вторая серия водородных линий [33, 35]
9	14.5	s1e:	0.040	6800	300	[16, 19, 42]	Имеет сильное инфракрасное и радио излучения [46]
10	14.5	s1e:	0.029	6500	300	[16, 19, 42]	Яркость ядра переменная [37]
34	16	ds1e	0.051	1500	1000	[17, 18, 34]	
40	16	sd2	0.020	3000	узкие	[16, 28, 29]	Ярчайший компонент цепочки-триплета VV 144
42	15.5	s2e:	0.024	2800	"	[16—18]	
50	15.5	s1	0.023	широкие	"	[21, 27]	
64	17	sd1	0.184	"	"	[20, 27]	Очень компактная со звездным ядром и спектральными особенностями QSO, Braccesi 340
69	16.5	s1	0.076	"	"	[21, 27]	
78	15	ds1e	0.038	3000	3000	[22, 23, 27]	Обнаружено быстрое движение облаков в центральной части и волокна в окружении галактики [36]
79	13.5	s1e	0.023	9000	узкие	[25—27, 29]	Является источником сильного инфракрасного и радио излучений [46]
105	16	s2	0.012	2500	"	[23, 25, 27]	
106	16	s1	0.123	6500	"	[25, 27]	Изображение звездное, можно отнести к числу QSO
110	16	ds1e:	0.036	6200	"	[23, 24]	
124	16	s1c:	0.056	3700	"	[25, 27]	Изображение звездообразное, можно отнести к числу QSO
132*	15.5	s1e:	1.75	широкие	"	[27]	Красное смещение определено по эмиссионным линиям

\* Уникальный QSO, имеет чрезвычайно высокую светимость и богатый абсорбционными линиями спектр. В таблицу включен условно, при допущении, что его редкие—слабые эмиссионные линии должны быть широкими.

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
141	14.5	s2e:	0.041	4300	узкие	[23—26]	
142	16.5	s1e:	0.045	3200	"	[23, 24]	
176	15	sd2e	0.027	3200	"	[25, 28]	Ярчайший компонент цепочки квинтета VV 150
198	15	sd2e	0.025	1500	1000	[23—27]	Отношения $H\alpha$ : [NII] и [OIII]:H $\beta$ такие же высокие, как у галактик Сейферта [27]
205	14.5	s1e	0.070	9300	узкие	[24—26]	Изображение звездоподобное, можно отнести к числу QSO
231	14	s1	0.041	6600		[22, 23]	Имеет спектральные особенности QSO и галактик [43, 44]
236	17	d3e:	0.052	5800		[24]	
268	15	sd3e:	0.041	3000	широкие	[22, 23]	
270	14.5	ds3e	0.009	3300	узкие	[22, 23]	
273	14.5	d1e:	0.038	3400		[22, 23]	Имеет заметное радиоизлучение [48]
279	15	s1e	0.031	8000	2000	[22, 23]	Спектральные данные имеются также в [18, 42]
290	15	s1e	0.030	9000	узкие	[22, 23]	Спектральные данные имеются также в [18, 42]
291	15	sd1e	0.034	2400		[22, 23, 26]	
298	15	ds2e	0.034	3000	1000	[22, 23]	Согласно с [18] водородные и небулярные линии имеют почти одинаковую доплеровскую ширину, 800 км/сек
304	15.5	sd1e:	0.065	4000	узкие	[24]	
335	14	s1e	0.025	4000	"	[24]	
348	15.5	d2e	0.014	2500		[24]	
352	15	s1e	0.023	6000	узкие	[24]	
372	15.5	s2e	0.031	4500	"	[24]	
374	15.5	s1e	0.044	2000	"	[24]	
476	16	s2e	0.056	6000	"	[24]	
378	15	s1e	0.079	широкие	широкие	[45]	
486	15	s1e	0.039	"		[45]	
506	15.5	s1e	0.043	6500		[45]	Двойная галактика
509	13	s1e	0.034	4500	узкие	[45]	
530	14.5	sd2e	0.029	широкие	широкие	[45]	По спектральным особенностям похож на объект № 6
541	15.5	sd2e	0.041	"	"	[45]	
590	14.5	sd2e	0.027	"		[45]	Красное смещение определено неуверенно

ное положение между галактиками с узкими эмиссионными линиями и галактиками, обладающими сильно выраженными сейфертовскими особенностями. Тем не менее линии этих галактик достаточно широки, чтобы отнести их к типу сейфертовских. В самом деле, по Д. В. Видману [17], ширина линий [OIII], при половине их максимальной интенсивности, у объектов № 1, 3 и 6 находится в пределах 800—900 км/сек, а у объекта № 78, согласно [22, 23], она больше 1000 км/сек. Следовательно ширина небулярных линий у этих четырех объектов на уровне непрерывного спектра должна быть больше 1500 км/сек. Надо полагать, что ширина водородных линий, обладающих в таких случаях широкими крыльями, должна быть больше ширины небулярных линий. Все это может служить достаточным основанием для отнесения их к классу объектов сейфертовского типа. Но кроме этого у этих объектов были обнаружены и другие важные признаки, характерные только для галактик Сейферта и квазизвездных объектов.

Г. Якиш [32] обнаружил переменность блеска ядра объекта № 1. Д. В. Видман [31] с помощью узкополосного интерференционного фильтра обнаружил вокруг объекта № 3 обширную область эмиссии  $H_2$  и волокна, расположенные перпендикулярно к диску галактики, подобно расширяющейся галактике М 82. А в спектре объекта № 6 Э. Е. Хачикян и Д. В. Видман [33] в 1969 г. обнаружили появление новой—второй серии бальмеровских линий. В дальнейшем это подтвердилось в обстоятельных исследованиях, выполненных В. И. Проником—К. К. Чуваевым [34] и Т. Ф. Адамсом [35], с целью изучения изменений интенсивностей и профилей линий этого весьма интересного объекта. В. И. Проник и К. К. Чуваев, в частности, отмечают наличие очень широких асимметричных крыльев у бальмеровских линий объекта № 6.

Присутствие широких линий у объекта № 78 впервые отмечалось в работах [22, 23]. Против этого возражали М. Э. Ульрих [26] и В. Л. В. Сарджент [27]\*. При этом в [27] отмечалось, что линии у этого объекта двойные. О двухкомпонентной природе линий объекта № 78 автору впервые сообщили В. И. Проник и К. К. Чуваев. Этот объект в последнее время обстоятельно исследовали Д. В. Видман [31] и Т. Ф. Адамс [36]. Последний подтвердил двухкомпонентную природу его линий, оценил разницу скоростей компонентов по лучу зрения порядка 1000 км/сек и пришел к выводу о присутствии сильного движения газовых масс в ядре этого интересного объекта. Вышеприведенные

\* В. Л. В. Сарджент, однако, в примечании, сделанном к статье [27] при корректуре, отказался от своего возражения против сейфертовской природы объектов № 78 и 198, мотивируя это тем, что отношения  $H_2$ : [NII] и [OIII]:  $H_2$  у этих объектов такие же высокие, как у галактик Сейферта.

данные рассеивают всякого рода сомнения относительно сейфертовской природы объектов № 1, 3, 6, 78 и 198. Что же касается остальных трех объектов № 105, 270 и 273, то о них надо сказать следующее.

Полные ширины их водородных линий (определенные по регистраграммам их спектров) на уровне непрерывного спектра, согласно [22, 23], больше 2000 км/сек. У большинства же объектов табл. 1 ширина линий 4000 км/сек, а у некоторых, как например у объектов № 6, 79, 206, 279, 290 и т. д., она порядка 9000 км/сек. Видимо поэтому сейфертовская природа вышеупомянутых объектов, обладающих линиями сравнительно небольшой ширины, вызывает сомнения. Но уже сложилось представление, согласно которому к классу объектов сейфертовского типа относятся галактики, ширина линий которых  $\geq 1000$  км/сек. Объекты сейфертовского типа со слабо выраженными признаками, обнаруживаются с большим трудом. Между тем, они крайне важны как для статистики этого класса объектов, так и для понимания их физической природы. Исходя из этого, мы, несмотря на вышеупомянутые возражения, включили в табл. 1 также объекты № 105, 270 и 273. Дальнейшие исследования позволят выяснить подлинную природу этих объектов, а пока нет основания для исключения их из списка объектов с широкими линиями.

3. *Характер распределения энергии в спектре.* Непрерывный спектр обычно характеризуется распределением в нем энергии, о чем дают приближенное представление показатели цвета В—V и U—B. Для большинства объектов с широкими линиями табл. 1 проведена фотозелектрия [16, 30, 42, 46], результаты которой приведены на рис. 1 и в табл. 2. Эти данные, к сожалению, относятся не к самим ядрам галактик, а к различным по протяженности областям вокруг ядер, что является результатом различия расстояний галактик и размеров примененных при фотозелектрии диафрагм. Но поскольку ядра рассматриваемых галактик являются выдающимися по светимости, то можно допустить, что полученные показатели цвета, в основном, обуславливаются излучением самих ядер.

На двухцветной диаграмме (рис. 1) все рассматриваемые объекты располагаются выше кривой, представленной главной последовательностью звезд, и даже выше линии чернотельного излучения, т. е. в области, где обычно располагаются квазизвездные объекты. Это может служить свидетельством о нетепловой природе излучения рассматриваемых объектов.

Самым примечательным, однако, является то, что на двухцветной диаграмме объекты с широкими линиями четко разделяются на две

группы, занимающие удаленные друг от друга области вокруг точек с координатами:  $B-V = +0.43$ ,  $U-B = -0.71$  и  $B-V = +0.85$ ,  $U-B = -0.05$ , являющимися средними показателями цвета членов этих групп. Единственно объект № 1 на рис. 1 занимает уединенное положение, т. к.  $B-V$  у него такой, какой у членов первой группы, а  $U-B$  такой, какой у членов второй группы. Это, по-видимому, результат переменности блеска его ядра [32]. Этот объект мы отнесли ко второй группе, т. к. по своим спектральным особенностям, о которых речь пойдет дальше, он сходен с объектами второй группы.

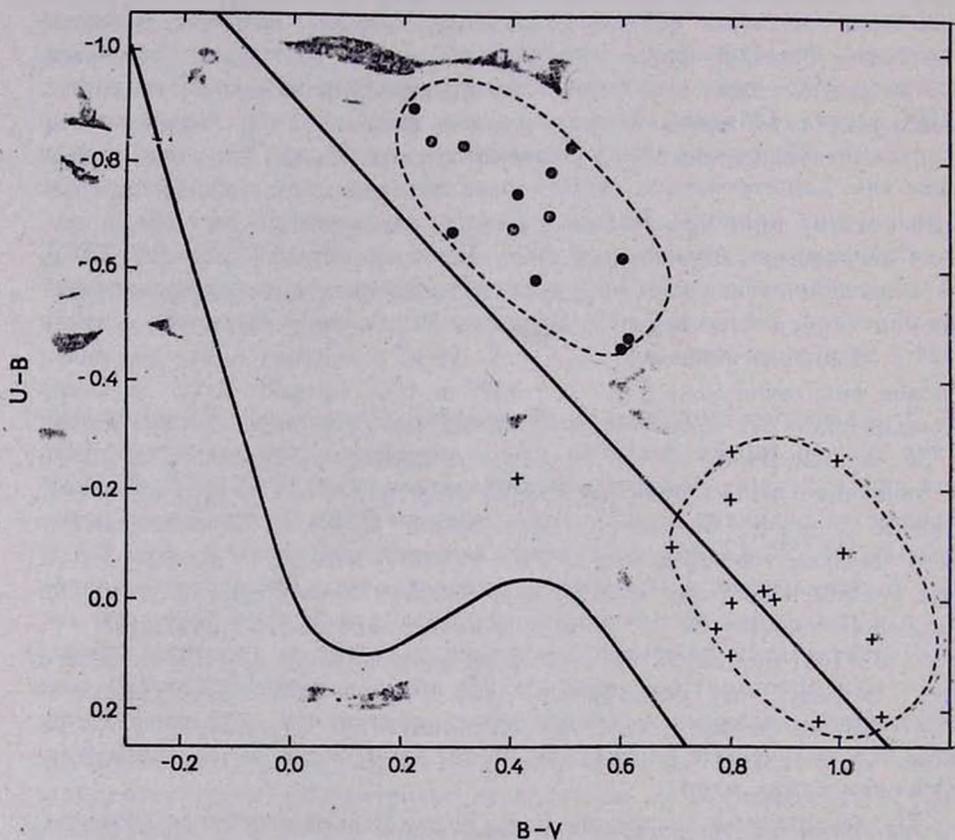


Рис. 1. Двухцветная диаграмма объектов с широкими эмиссионными линиями. Кривая представляет собой главную последовательность звезд, а прямая — чернотельное излучение. Кружками обозначены объекты типа I, а крестиками — объекты типа II.

Данные для указанных двух групп галактик в табл. 2 приведены раздельно. Показатели цвета галактик в правой половине таблицы гораздо больше, чем у галактик в левой половине таблицы. Последние

обладают большим ультрафиолетовым избытком, а галактики в правой половине таблицы имеют умеренный или незначительный ультрафиолетовый избыток, при этом, однако, они имеют относительно сильное излучение в красной части спектра.

Таблица 2

Тип I				Тип II			
№ объектов	V	B-V	U-B	№ объектов	V	B-V	U-B
9	14.77	+0.40	-0.68	1	14.23	+0.41	-0.22
10	14.71	0.47	0.70	3	13.33	1.07	+0.21
64	16.97	0.41	0.74	6	14.19	0.86	-0.02
79	13.42	0.47	0.78	34	14.76	1.06	+0.07
106	16.22	0.22	0.90	42	15.45	0.79	-0.19
124	15.33	0.61	0.47	78	14.58	0.99	-0.31
132	16.00	0.25	0.84	105	15.81	0.68	-0.10
141	14.90	0.60	0.45	198	14.51	0.77	+0.05
142	15.77	0.44	0.58	231	13.83	0.80	+0.10
205	15.16	0.31	0.90	268	14.4:	0.8:	0.0:
290	14.96	0.60	0.62	273	14.52	0.87	-0.01
304	14.16	0.51	0.92	279	14.58	0.79	-0.27
335	13.90	+0.28	-0.65	298	15.19	1.01	-0.09
				348	14.33	+0.96	+0.22
Средние	—	+0.43	-0.71	Средние	—	+0.85	-0.05

Таким образом, мы приходим к выводу о существовании двух типов галактик с широкими эмиссионными линиями—I и II. К типу I относятся объекты, имеющие сильное излучение в ультрафиолете и умеренное или слабое в красной части спектра (объекты в левой половине табл. 2). К типу II относятся объекты, имеющие, наоборот, сильное излучение в красной части спектра и умеренное или слабое в ультрафиолете (объекты в правой части табл. 2). Изучение показывает, что это разделение рассматриваемых объектов на два типа в зависимости от характера распределения энергии в спектре не обусловлено влиянием эмиссионных линий и не зависит от их светимостей, как оптической, так и инфракрасной и радио. Поскольку можно полагать, что не только линейчатый спектр, но и континуум обуславливаются высокочастотным излучением центрального источника энергии,

то корреляцию следует ожидать между характером распределения энергии в непрерывном спектре и особенностями линейчатого спектра.

Из данных табл. 1 видно, что все объекты типа I имеют широкие разрешенные и узкие запрещенные линии. А у девяти из четырнадцати объектов типа II широки как разрешенные, так и запрещенные линии. Профили запрещенных линий остальных пяти объектов типа II изучены пока плохо из-за слабости этих линий, что может быть отчасти результатом их сильного расширения.

Поэтому с достаточным основанием можно констатировать наличие тесной корреляции между характером распределения энергии в спектре и шириной запрещенных линий объектов сейфертовского типа.

Следует отметить, что на различия в профилях эмиссионных линий некоторых объектов табл. 1 впервые обратили внимание Д. В. Видман [17] и Д. В. Видман и Э. Е. Хачикян [18]. Они находят, что обнаруженные различия в профилях эмиссионных линий такие же, какие наблюдаются в спектрах хорошо изученных сейфертовских галактик NGC 1068 и 4151. Поэтому они предложили галактики с сейфертовскими особенностями разделить на подтипы: NGC 4151, имеющую широкие водородные и узкие небулярные линии, и NGC 1068, у которой широки как водородные, так и небулярные линии. Из восьми галактик Сейферта четыре—NGC 4051, 5548, 4458 и 7469 имеют широкие водородные и узкие небулярные линии. У четырех—NGC 1068, 1275, 3227 и 3516 широкие как водородные, так и небулярные линии. Для галактик NGC 1068 и 1275 это было известно из исследования самого К. Сейферта [1], а наличие широких профилей у небулярных линий галактик NGC 3221 и 3516 было установлено позже, соответственно, В. Рубин—В. Форд [38] и Е. Андрилат—С. Суффрин [39].

Интересно, что разделение галактик Сейферта на два типа, I и II, по ширине запрещенных линий также хорошо коррелируется с характером распределения энергии в их спектрах. Об этом свидетельствуют показатели цвета их ядер, полученные с 5" диафрагмой Э. А. Дибаяем и др. [40], приведенные в табл. 3.

Таблица 3:

	Тип I						Тип II				
	4051	4151	5548	7469	Средн.		1068	1275	3227	3516	Средн.
B-V	+0.60	+0.49	+0.38	+0.46	+0.48	B-V	+0.86	+0.63	+1.01	+0.76	+0.82
U-B	-0.46	-0.95	-0.64	-0.68	-0.68	U-B	-0.10	-0.31	-0.21	-0.28	-0.22

Как видно из данных табл. 2 и 3, средние значения показателей цвета  $B-V$  и  $U-B$  галактик Сейферта и сейфертовских объектов типа I, так же, как галактик Сейферта и сейфертовских объектов типа II, практически совпадают.

Все вышеизложенное приводит к следующим выводам.

а) Существуют два типа образований с широкими линиями, т. е. с сейфертовскими особенностями, I и II. Объекты типа I имеют сильное излучение в ультрафиолете и умеренное или слабое в красной части спектра. Наряду с этим они имеют широкие разрешенные и узкие запрещенные линии. А объекты типа II имеют сильное излучение в красной части спектра и умеренное или слабое в ультрафиолете. У последних широки как разрешенные, так и запрещенные линии.

б) Имеется тесная корреляция между характером распределения энергии в непрерывном спектре и шириной запрещенных линий объектов с сейфертовскими особенностями. Возможно также существование корреляции между характером распределения энергии в спектре и другими особенностями линейчатого спектра у объектов сейфертовского типа.

в) Судя по данным табл. 2 и 3 количество объектов типа I и II должны быть одинакового порядка. Но, принимая во внимание, что объекты табл. 1 были обнаружены среди галактик, обладающих сильным или умеренным ультрафиолетовым континуумом, можно допустить, что объектов типа II в Метагалактике должно быть больше, чем объектов типа I.

г) Часть объектов табл. 1 является квазизвездными или мало отличающимися от них: это объекты № 64, 106, 124, 132, 205, 231, 290, 335, 374, 478, 486 и т. д., остальные же сходны с квазизвездными объектами по нетепловой природе излучения, по светимости, так же, как по спектральным особенностям и цветовым показателям. Поэтому вышеприведенные выводы могут оказаться справедливыми и для квазизвездных объектов вообще.

3. *Прочие особенности.* а) Следует отметить, что до сих пор не проводились регулярные наблюдения рассматриваемых объектов для проверки их яркости на переменность. Тем не менее, по немногим наблюдениям была установлена переменность яркости ядер объектов № 1 [32], 6 [33] и 10 [37]. К их числу можно отнести и объект № 205. Яркость последнего в синих лучах на снимках, полученных в 1968 году, мы грубо оценили  $14^m 5$  [13]. Фотовольметрические измерения Э. А. Дибая [30], выполненные в 1969 году с 10" диафрагмой, дали  $B = 15^m 47$ . А фотовольметрические наблюдения Д. В. Видмана [29], выполненные в 1971 г.

с 15" диафрагмой, дали  $B = 15^m 83$ . Из этих данных следует, что яркость у этого объекта непостоянна, она в течение указанного периода заметно убавилась. Подобная ситуация наблюдается и у объекта № 279.

По-видимому, яркость рассматриваемых объектов, подобно яркости ядер галактик Сейферта, не остается постоянной, а меняется.

б) Как известно, галактики Сейферта обладают более или менее заметным инфракрасным излучением, которым более богаты квазизвездные объекты, превосходящие все метагалактические образования по оптической светимости.

Возникает вопрос, как в этом отношении обстоит дело с рассматриваемыми здесь объектами, которые по оптической светимости заметно превосходят галактики Сейферта и мало уступают квазизвездным объектам.

В последнее время Г. Рике и Ф. Лоу [46] производили инфракрасные наблюдения в диапазоне  $10 \mu$  значительного числа галактик, как с сейфертовскими особенностями, так и нормальных, а также квазизвездных объектов.

Из рассматриваемых здесь объектов они наблюдали № 1, 9, 10, 34, 79 и 231. Объекты № 1, 10 и 34, по-видимому, подобно некоторым галактикам Сейферта и QSO, имеют умеренное инфракрасное излучение. Объекты же № 9, 79 и 231 обладают сильным инфракрасным излучением.

Объект № 231 наблюдался и в других участках инфракрасного излучения Е. Юнг и др. [47]. По их данным, так же как и по данным Г. Рике и Ф. Лоу [46], он по светимости в инфракрасных лучах превосходит все исследованные до сих пор галактики и объекты, за исключением двух-трех квазизвездных радиоисточников.

Недавно Г. М. Товмасын и Р. Шрамек [48] обнаружили у этого объекта значительное радиоизлучение (наряду с двумя десятками других объектов из наших списков) в диапазоне 6 см. Все это не является неожиданностью, т. к. у объекта № 231 сочетаются признаки и свойства квазизвездных объектов и галактик [22, 23, 43, 44]. По-видимому, в этом случае мы имеем дело с формированием галактики из квазизвездного объекта.

Г. Рике и Ф. Лоу помимо вышеуказанных объектов сейфертского типа наблюдали и три других объекта из наших списков галактик с UV-континуумом. Это объекты № 52, 171 и 201, имеющие сильные, но уже эмиссионные линии. У этих объектов они обнаружили инфракрасное излучение такой же величины, какая наблюдается у объектов с сейфертовскими особенностями высокой светимости. С другой стороны, указанные авторы нашли линейную зависимость между радио и инфракрасными светимостями сейфертовских и родственных им галак-

тик. Исходя из этого, следует допустить наличие значительного радионизлучения у объектов № 52, 171 и 201. В случае объектов № 52 и 171 это подтверждается непосредственными радионаблюдениями Г. М. Товмасыана и Р. Шрамека [48].

Все это подтверждает приведенный в [15] наш вывод о том, что обнаруженные нами галактики с UV-континуумом представляют собой обширный класс объектов с активными ядрами, хотя широкие эмиссионные линии обнаруживаются только у 10% из них.

Поэтому широкие эмиссионные линии, являющиеся следствием недавних взрывов и выбросов газовых облаков из ядер, либо не могут наблюдаться долго, либо наблюдаются лишь при определенной ориентировке галактик в отношении наблюдателя.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE NATURE OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM II. OBJECTS WITH BROAD EMISSION LINES

B. Ye. MARKARIAN

46 objects with broad emission lines detected by a number of investigators [16—29] are considered. Some data, including the Doppler widths of permitted and forbidden lines of these objects are given in Table 1.

The objects having broad emission lines, as well as Seyfert galaxies are separated into types I and II, depending on the character of energy distribution (Fig. 1, Tables 2 and 3) and widths of line profiles in their spectra (Table 1).

Objects of type I have strong radiation in the ultraviolet and moderate or weak radiation in the red part of the spectrum. Besides they have broad permitted and narrow forbidden lines.

Objects of type II have strong radiation in the red part of spectrum and moderate or weak radiation in ultraviolet. In addition both the permitted and the forbidden lines of these objects are broad.

It is predicted: a) that type II QSO must exist as well, b) the number of type II objects in Metagalaxy is probably not less than the number of objects of type I.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. Seyfert, *Ap. J.*, 97, 28, 1943.
2. D. E. Osterbrock, R. A. Parker, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 142, 1365, 1965.
4. Э. А. Дибай, В. И. Проник, *Астрофизика*, 1, 78, 1965.
5. M. F. Walker, *A. J.*, 71, 184, 1966.
6. Э. А. Дибай, В. И. Проник, *Нестационарные явления в галактиках*, Ереван, 1968.
7. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 151, 807, 1968.
8. Б. Е. Маркарян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 34, 3, 1963.
9. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 42, 893, 1965.
10. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, A. R. Sandage, *Quasi Stellar Sources and Gravitational Collapse*, Chicago, 1965.
11. V. A. Ambartsumian, *Solvay Conference Report*, Bruxelles, 1958.
12. V. A. Ambartsumian, *Transactions IAU*, XIV, 145, 1962.
13. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
14. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972.
15. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 8, 165, 1972.
16. Д. В. Видман, Э. Е. Хашикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968; 5, 113, 1969.
17. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 159, 405, 1970.
18. E. Ye. Khachikyan, D. W. Weedman, *Astrofizika*, 7, 389, 1971.
19. H. C. Agr., E. Ye. Khachikyan, C. K. Lynds, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 152, L103, 1968.
20. A. Braccasi, C. R. Lynds, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 152, L105, 1968.
21. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970.
22. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970; 8, 177, 1971.
23. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрон. циркул.*, No. 588, 1, 2; No. 586, 1, 1970.
24. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970; 8, 33, 177, 329, 1972.
25. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 161, L113, 1970.
26. M. H. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
27. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
28. E. M. Burbidge, *A. J.*, 73, 890, 1968.
29. W. L. W. Sargent, *A. J.*, 73, 893, 1968.
30. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 6, 350, 1970.
31. D. W. Weedman, (in press).
32. G. Jackisch, *Astron. Nachr.*, 293, 175, 1971.
33. E. Ye. Khachikyan, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 164, L109, 1971.
34. В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 8, 187, 1972.
35. T. F. Adams, *Ap. J.*, 172, L101, 1972.
36. T. F. Adams, *Ap. J.*, (in press).
37. Э. А. Дибай, В. М. Лютый, *Астрофизика*, 7, 169, 1971.
38. V. C. Rubin, W. K. Ford, *A. J.*, 73, 861, 1968.
39. Y. Andrillat, S. Souffrin, *A. J.*, 73, 862, 1968.
40. Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 4, 240, 1959.
41. R. Minkowski, *A. J.*, 73, 842, 1968.
42. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 171, 5, 1972.

43. *T. F. Adams, D. W. Weedman*, *Ap. J.*, 173, L109, 1972.
44. *T. F. Adams*, *Ap. J.*, 176, L1, 1972.
45. *И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. М. Прохор, К. К. Чуваев*, *Астрон. цирк.* 755, 1, 1973.
46. *G. H. Rieke, F. J. Low*, *Ap. J.*, 176, L95, 1972.
47. *E. T. Young, R. F. Knapp, R. R. Joyce*, *Nature*, 238, 263, 1972.
48. *Г. М. Товмисян* (частное сообщение).
49. *М. А. Арикелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый*, *Астрофизика*, 8, 473, 1972.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## ДЕТАЛЬНАЯ UVV-ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 2276

Р. К. ШАХБАЗЯН

Поступила 27 ноября 1972

Приведены результаты трехцветной детальной фотометрии спиральной галактики NGC 2276. Наблюдения проводились на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Приводится карта распределения поверхностных яркостей и показателей цветов по галактике. Размеры использованной диафрагмы:  $9.7 \times 9.7$ .

Определены интегральные яркости и показатели цвета  $B-V$  и  $U-B$  для галактики в целом, для ядерной области, перемычки и 16 сгущений, наблюдаемых в галактике. Показано, что все эти сгущения являются сверхассоциациями.

Построены кривые распределения яркости и цвета вдоль главных осей галактики и двухцветная диаграмма.

Результаты детальной колориметрии использованы для исследования зависимости относительных интенсивностей и средних поверхностных яркостей от показателя цвета.

NGC 2276 — сверхгигантская галактика типа Sc, видимая анфас. Галактика имеет сложную структуру, весьма асимметричное распределение яркости, резкие отчетливые границы и большое количество компактных и расплывчатых сгущений. Многие из этих сгущений являются сверхассоциациями [1, 2], некоторые из них по яркости могут сравниться с галактикой средней светимости. В галактике наблюдается множество разветвляющихся волокнистых рукавов и короткая перемычка с кольцеобразной структурой, ее охватывающей. По-видимому, именно такая сложная структура галактики заставила Арпа включить ее в свой Атлас пекулярных галактик под номером 25 [3]. Спектральный класс галактики AF [5]. Ван ден Берг относит ее к первому классу светимости [4], а де Вокулер классифицирует ее как галактику типа SA(rs)c [5].

На некоторых наших снимках наблюдается усложненная структура ядерной области галактики с отдельными слабыми сгущениями в ней. Последние создают впечатление расщепленности ядра галактики.

Одной из замечательных особенностей галактики NGC 2276 можно считать появление в ней за промежуток времени в шесть лет трех сверхновых звезд [7—9]. Отметим, что третья сверхновая вспыхнула через два месяца после второй. Она видна на фотографии галактики, приложенной к настоящей статье (яркая точка на  $8''$  к северо-западу от ядра).

Отметим, что асимметрия в распределении яркостей и цветов не столь редкое явление для галактик поздних морфологических типов. В случае галактики NGC 2276 видно, что асимметрия эта частично обусловлена обилием сверхассоциаций, расположенных в небольшом секторе на западе галактики. Почему почти все мощные участки звездообразования собраны именно в этой четверти галактики? Почему их почти совершенно не видно в других областях галактики? И, наконец, почему все три сверхновые вспыхнули опять-таки в этой „активной“ области галактики — трудно сказать. Возможно, исследование распределения нейтрального и ионизованного водорода в галактике, более детальное исследование ядерной области на телескопе с большим масштабом, а также спектральные наблюдения с большой дисперсией прольют свет на некоторые процессы, протекающие в этой интересной галактике.

В настоящей работе мы приводим результаты детальной UVV фотометрии галактики NGC 2276, а также результаты измерений яркостей и показателей цвета сверхассоциаций, наблюдаемых в этой галактике.

1. *Наблюдательный материал и методика наблюдений.* Снимки галактики NGC 2276 в системе UVV были получены в 1968 г. на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Сведения об использованных снимках приведены в табл. 1.

Основой для определения звездных величин при выполнении настоящей работы в большинстве случаев служили звезды рассеянного скопления Coma [10]. Однако, как видно из табл. 1, негативы для галактики NGC 2276 были получены в разное время года, и в тех случаях, когда звездное скопление Coma фотографировать было невозможно, мы пользовались для сравнения звездами NPS.

На взятых из одной коробки пластинках с одинаковыми экспозициями последовательно снимались область галактики в фокусе и стандартная область со смещением фокуса на 4 мм. Пластинки затем проявлялись вместе. Измерения изображения галактики велись на объективном микрофотометре „Шнель“ фирмы Цейсс с помощью диафрагмы, вырезающей на пластинке квадратные площадки со стороной  $9.7''$ .

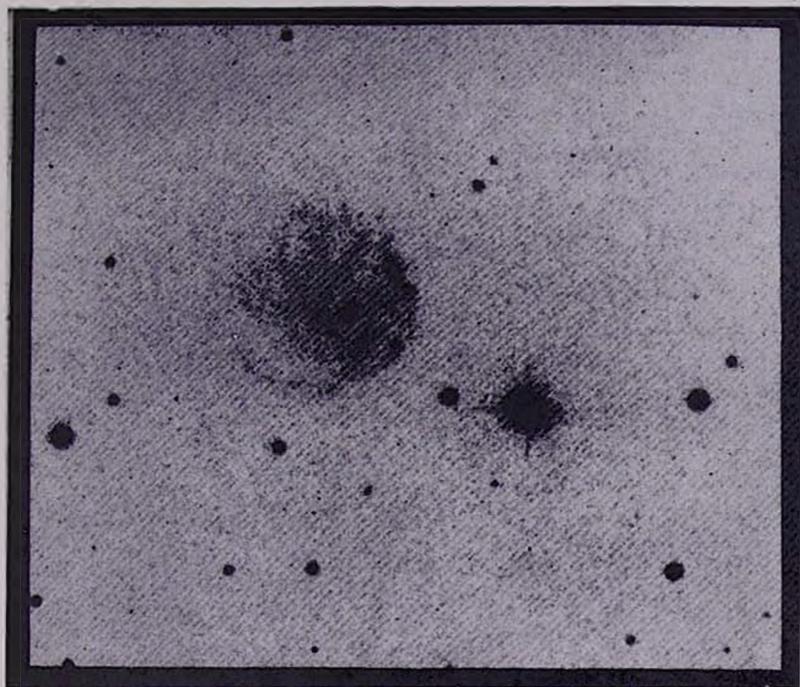


Рис. 1. NGC 2276 в синем цвете. Масштаб 1 мм = 4.8.

К ст. Р. К. Шахбазян

Измерения проводились сплошным образом, так что соседние площадки располагались вплотную друг к другу как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. С помощью нескольких „реперных“ звезд достигалась одинаковая установка пластинки на столике микрофотометра. Пробные установки и измерения одних и тех же пластинок показали, что при тщательной установке пластинки ошибки измерений незначительны. Переход от почернений к яркостям осуществлялся с

Таблица 1

Дата наблюдения	Экспозиция (в мин)	Сорт пластинки	Фильтр
1968 г. 1 IV	10	ZU-2 Agfa Astro Special	GG-13
29 II	7.5	„ „	„
1 V	17	„ „	„
5 II	40	Kodak OA-D	GG-11
31 III	45	„ „	„
26 IV	30	„ „	„
28 IX	45	„ „	„
30 IX	25	„ „	„
31 III	46	ZU-2 Agfa Astro Special	UG-2
25 IV	90	„ „	„
29 IV	87	„ „	„

помощью характеристических кривых, построенных по соответствующим снимкам стандартных звезд. Характеристические кривые строились по 15—20 звездам. Почернения во внефокальном изображении каждой звезды и фона в ее окрестности определялись в четырех точках и брались средние значения. Соответствующие поверхностные яркости определялись по формуле:

$$m/\square'' = m + 2.5 \lg \pi (R^2 - r^2),$$

где  $m$  — известная звездная величина стандартной звезды, а  $R$  и  $r$  — большой и малый радиусы ее внефокального изображения в секундах дуги. В тех случаях, когда сравнение производилось со звездами NPS, переход к системе В производился по уравнениям, приведенным в [5]. Специальное изучение, проведенное по нашей просьбе Р. Г. Мнацаканян [6], показало, что примененная нами комбинация сортов эмульсии и фильтров дает систему звездных величин, близкую к UVB системе. Поправка за галактическое поглощение учитывалась по закону косеканса:  $\Delta m = 0.25 \cos \epsilon |b|$ . Для галактики NGC 2276, находящейся на галактической широте  $b = -28^\circ$ ,  $\Delta m = -0.5$ .

Среднеквадратичные отклонения звездных величин соответствующих площадок в U, B, V лучах равны  $\pm 0^m04$ ,  $\pm 0^m06$  и  $\pm 0^m06$ , а среднеквадратичные ошибки в цветах U—B и B—V, соответственно, равны  $\pm 0^m07$  и  $\pm 0^m08$ .

При измерениях яркостей отдельных сгущений в галактике мы пользовались круглыми диафрагмами с диаметром 8" и 10.6, а также квадратной диафрагмой со стороной 9.7. Диафрагма выбиралась таким образом, чтобы все сгущение оказалось внутри нее. Фон измерялся в нескольких точках в непосредственной окрестности сгущения всегда в одних и тех же участках галактики. Отдельно в десяти точках измерялся фон пластинки вокруг галактики. Собственная яркость сгущения определялась путем фотометрического вычитания из наблюдаемой яркости сгущения усредненной яркости фона вокруг него, при этом обе яркости брались по отношению к фону галактики. Для оценки точности измерений сгущений высчитано среднее из среднеквадратичных отклонений различных определений звездных величин:

$$\epsilon = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta m_i^2}{n(n-1)}}$$

где  $n$  — число наблюдений данного объекта,  $\Delta m_i$  — отклонение данного определения звездной величины от его среднего значения. Значения  $\epsilon$  для B, V, U пластинок меньше  $\pm 0^m04$ , а среднее из среднеквадратичных отклонений различных определений цветов меньше  $\pm 0^m06$ .

Необходимо отметить, что вопрос об определении звездных величин сгущений является очень сложным, так как последние наблюдаются в большинстве случаев на относительно ярком и неоднородном фоне спирального рукава. С другой стороны, сгущения в одних случаях представляются компактными, в других случаях — протяженными объектами. Между тем, примененная в настоящей работе методика верна лишь для протяженных объектов. Поэтому полученные нами яркости и показатели цвета (особенно в случае компактных сгущений) не всегда могут иметь большую точность.

2. *Интегральная звездная величина и показатели цвета галактики.* Результаты измерений приведены в виде карты распределения поверхностных яркостей и показателей цвета (табл. 2). Каждой из измеренных площадок на карте соответствуют три числа: 1) поверхностная яркость с квадратной секунды дуги в системе B, 2) показатель цвета B—V и 3) показатель цвета U—B. Сверху и слева карты указаны прямоугольные координаты центров измеренных площадок в секун-

## КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА ПО ГАЛАКТИКЕ NGC 2276

$x$	+67.9	+58.2	+48.5	+38.8	+29.1	+19.4	+9.7	0.0	-9.7	-19.4	-29.1	-38.8	-48.2
$y$													
+77.6				23.55 +0.45	23.84 +0.69	23.83 +0.70		23.80 +0.52					N
+67.9				23.22 +0.32	22.76 +0.30	22.97 +0.18	23.25 +0.36	22.79 +0.04					w
+58.2				23.15 +0.22	23.04 +0.52	22.73 +0.29	22.67 +0.61	22.88 +0.29	22.96 +0.54	23.42 +0.44			
+48.5				23.16 +0.47	22.92 +0.09	22.55 +0.45	23.10 +0.54	22.89 +0.33	22.25 +0.39	22.75 +0.55	22.72 +0.25		
+38.8		23.74 +0.67	23.07 +0.39	22.95 +0.55	22.87 +0.59	22.75 +0.50	22.86 +0.51	22.56 -0.53	22.47 +0.47	22.71 +0.55	22.01 +0.24	23.57 +0.57	
+29.1	23.67 —	23.02 0.00	22.96 +0.45	22.50 +0.47	22.66 +0.70	22.86 +0.65	22.41 +0.71	22.22 +0.64	22.78 +0.71	22.34 +0.54	21.32 +0.35	22.51 +0.53	
+19.4	23.22 +0.39	23.02 +0.13	22.86 +0.48	22.87 +0.58	22.30 +0.60	22.41 +0.76	22.17 +0.76	22.38 +0.86	22.40 +0.75	22.26 +0.70	21.72 +0.47	21.63 +0.41	23.74 —
+9.7	23.01 +0.16	22.96 —	22.83 +0.52	22.65 +0.61	22.37 +0.56	22.00 +0.66	22.21 +0.98	22.06 +0.84	21.83 +0.57	22.03 +0.57	21.87 +0.54	22.03 +0.56	23.54 +0.63
0.0	—	23.34 +0.26	22.88 +0.39	22.65 +0.50	22.51 +0.62	21.54 +0.52	21.87 +0.96	20.83 +0.90	21.89 +0.88	22.13 +0.79	22.19 +0.65	22.35 +0.60	23.88 +0.84
-9.7			23.18 +0.37	22.82 +0.68	22.83 +0.81	22.28 +0.53	21.43 +0.43	21.99 +0.98	21.73 +0.75	21.96 +0.57	22.55 +0.73	22.63 +0.60	
-19.4			—	+0.12	-0.07	+0.04	-0.06	+0.02	-0.01	-0.09	+0.03	+0.01	
-29.1	23.64 +0.64	23.88 +0.78	23.81 +0.66	23.51 +0.23	23.09 +0.35	22.85 +0.69	22.60 +0.71	22.03 +0.61	22.09 +0.67	22.55 +0.60	22.35 +0.38	23.76 +0.58	
-38.8		23.62 +0.46	23.26 +0.37	23.49 +0.45	23.21 +0.58	23.15 +0.52	23.06 +0.68	22.39 +0.61	22.83 +0.68	22.87 +0.43	23.47 -0.53		23.95
-48.5			—	+0.04	-0.04	-0.09	—	-0.03	-0.02	+0.08	—	—	
-58.2				23.49 +0.33	23.07 +0.41	23.27 +0.62	22.63 +0.33	23.17 +0.57	23.44 +0.46	23.71 +0.51			
						23.72							

дах дуги. Для грубой ориентировки в верхнем правом углу карты отмечено направление экваториальных координат. Пустые квадраты соответствуют участкам, где яркости ниже предельных. Начало координатной системы находится в центре галактики. Ось абсциссов совпадает с направлением по прямому восхождению. Знак „плюс“ в таблице означает к северу и к востоку от ядра.

Измерения охватывают область с размерами  $2.1 \times 2.4$ . Сюда вошло 136 площадок в системе В, 133 — в системе V и 81 площадка в системе U. Предельные поверхностные яркости в этих системах соответственно равны:  $23^m.9$ ,  $23^m.4$  и  $23^m.3$ . В действительности было измерено примерно в два раза больше площадок с целью уверенного определения границ галактики. Размеры галактики получаются гораздо больше, чем по табл. 2 ( $3.2 \times 3.1$ ), что обусловлено тем, что слабые почернения приходится на недодержанные участки характеристических кривых.

На основании данных карты распределения, путем суммирования яркостей отдельных площадок были получены интегральные звездные величины и показатели цвета В—V и U—B галактики. Полученные результаты вместе с данными других авторов даны в табл. 3, при этом измерения Петтита и Холмберга приведены к системе В и V по уравнениям, приведенным в [5].

В табл. 3 приводятся интегральные величины в системе В и показатели цвета В—V и U—B, а также размеры измеренных областей галактики. Из таблицы видно, что согласие с данными других авторов удовлетворительное, особенно если учесть разницу в размерах профо-

Таблица 3

Авторы	В	В—V	U—B	Размеры
Петтит [11]	$12^m.01$	$+0^m.73$	—	$2.7 \times 5.7$
Холмберг [12]	12.04	+0.50	—	$4 \times 4$
Вокулёр [5]	12.25	+0.59	—	$2.3 \times 2.3$
Шахбазян	12.30	+0.59	—	$2.2 \times 2.1$
Шахбазян	12.57	+0.61	-0.09	$1.8 \times 1.7$

тометрированных областей и возможные ошибки, обусловленные переходом от одной системы к другой. Только показатель цвета В—V, полученный Петтитом, на  $0^m.14$  краснее, чем у нас и у де Вокулера и на  $0^m.23$  краснее, чем у Холмберга, хотя размеры диафрагмы, использованной Петтитом, почти вдвое больше участка галактики, измеренного нами и де Вокулером.

Модуль расстояниям NGC 2276, определенный по красному смещению  $V_r = 2595$  км/сек [13] при значении постоянной Хаббла  $H = 75$  км/сек на Мпс, равен 32.7. Если принять  $V = 11^m7$  (по нашему определению), то после учета межзвездного поглощения по формуле  $A_v = 0.19 \cos ec |b|$  [5], для абсолютной величины галактики NGC 2276 в желтых лучах получим значение  $M_v = -21^m4$ . Максимальные размеры галактики по нашим желтым снимкам достигают  $3.2 \times 3.1$  или  $33 \times 32$  Кпс. Таким образом, и по светимости, и по размерам NGC 2276 является сверхгигантской галактикой.

3. *Ядро, перемычка, сгущения.* На некоторых наших снимках наблюдается сложная структура ядерной области галактики со слабыми сгущениями в ней. На ультрафиолетовых фотографиях в центре ядерной области отчетливо вырисовывается очень компактное слабое ядрышко. По Бюраканской классификации ядро галактики оценивается баллом 4 [14].

Описанная в разделе 1 методика и масштаб наших снимков не позволяют определить яркость и цвет самого ядра галактики. С помощью круглой диафрагмы с диаметром 8" нами была измерена центральная область галактики, имеющая на наших негативах довольно расплывчатое изображение. После фотометрического вычитания из наблюдаемой яркости ядерной области усредненного фона галактики в непосредственной окрестности этой области мы получили следующие значения\*:

$$V = 16^m41, \quad B - V = +0^m77, \quad U - V = -0.02$$

$$V/\square'' = 20^m41, \quad M_B = -16^m8$$

На наших негативах (особенно в желтом цвете) хорошо видна восточная часть слабой перемычки галактики и кольцеобразная структура с размерами  $0.5 \times 0.4$ . Перемычка прослеживается к востоку от ядра до расстояния 12". Западная половина перемычки имеет либо весьма низкую поверхностную яркость, либо вообще она отсутствует. Видимая часть перемычки очень коротка, поэтому нам удалось измерить на ней лишь одну площадку к востоку от ядра. Для этой площадки получены следующие значения:

$$V/\square'' = 21^m90, \quad B - V = +0^m87, \quad U - V = +0^m05.$$

Приведенные здесь значения не исправлены за поглощение в нашей Галактике. Мы видим, что цвет перемычки близок к цвету центральной

\*  $M_B$  исправлено за галактическое поглощение.

области галактики, что касается поверхностной яркости перемычки, то после введения поправки за галактическое поглощение она становится равной  $21^m2$ , что на 0.3 величины слабее среднего значения поверхностной яркости перемычек, полученного А. Т. Каллогляном для большой группы SB-галактик [15].

На наших снимках в галактике NGC 2276 насчитывается около 40 сгущений. Многие из них так слабы, что определение их звездных величин оказалось невозможным. Нами измерены яркости и показатели цвета 16 наиболее ярких сгущений. Измерения проводились с помощью круглых диафрагм с диаметрами 8" и 10.6. Комплекс № 16 (табл. 4), в состав которого входят сгущения № 11, 12, 13, 14 и 15, измерялся в два приема с помощью квадратной диафрагмы с размерами  $9.7 \times 9.7$ . Интегральная яркость комплекса была получена путем суммирования яркостей двух примыкающих друг к другу ее участков. Сгущения, приведенные в табл. 4 под номерами 3, 4 и 6, имеют довольно протяженные изображения и их измерения проводились с помощью двух диафрагм (8" и 10.6). В табл. 4 представлены результаты измерений ядерной области и 16-ти сгущений в галактике NGC 2276.

В соответствующих столбцах табл. 4 приводятся следующие данные: порядковый номер сгущения, прямоугольные координаты сгущения по отношению к центру галактики в секундах дуги — X и Y, размеры сгущения в секундах дуги, размеры диафрагмы, поверхностная яркость сгущения в системе В, наблюдаемая видимая величина сгущения в системе В и наблюдаемые показатели цвета В — V и U — В, собственная В величина, собственные показатели цвета и интегральная абсолютная величина сгущения в системе В, исправленные за галактическое поглощение.

Напомним, что собственные В величины и показатели цвета получены после фотометрического вычитания из наблюдаемой яркости сгущения яркости фона галактики в окрестности конденсации. При этом сильная неоднородность фона галактики и клочковатая структура спиральных ветвей могут внести некоторую неуверенность в значения собственных величин сгущений. Поэтому в табл. 4 приводятся дополнительные данные о наблюдаемых значениях звездных величин и цветов, при определении которых вычет яркости фона галактики из яркости сгущения не производился. Для сгущений № 11, 12, 13, 14 и 15 в табл. 4 приводятся только наблюдаемые значения видимых звездных величин и цветов, ибо измерить фон внутри комплекса № 16, в который погружены сгущения и который накладывается на последние, отдельно от сгущений оказалось невозможным.

Таблица 4

№	$x''$	$y''$	$d''$	$D''$	$B/\square''$	Наблюденные			Собственные			$M_B$
						B	B-V	U-B	B	B-V	U-B	
Ядро*	—	—	—	8"	20 <sup>m</sup> .41	16 <sup>m</sup> .16	+0 <sup>m</sup> .81	+0 <sup>m</sup> .03	15 <sup>m</sup> .90	+0 <sup>m</sup> .65	-0 <sup>m</sup> .11	-16 <sup>m</sup> .8
1	-40	+17	6 × 6	"	21.33	17.14	+0.45	-0.66	17.04	+0.25	-0.79	-15.6
2	-31	-19	5 × 5	"	21.20	16.95	+0.18	-0.61	16.85	-0.08	-0.89	-15.8
3	+19	+1	13 × 10	"	21.35	17.10	+0.51	-0.27	17.12	+0.28	-0.56	-15.6
"	"	"	"	10.6	21.49	16.56	+0.59	-0.18	16.48	+0.41	-0.37	-16.2
4	+10	-9	12 × 10	8	21.54	17.29	+0.48	-0.27	17.51	+0.15	-0.68	-15.2
"	"	"	"	10.6	21.45	16.51	+0.56	-0.17	16.48	+0.37	-0.46	-16.2
5	+7	-13	3 × 3	8	21.54	17.29	+0.49	-0.23	17.51	+0.09	-0.56	-15.2
6	-10	-18	11 × 10	"	21.08	16.83	—	-0.15	16.81	—	-0.30	-15.9
"	"	"	"	10.6	21.19	16.25	+0.50	-0.10	16.12	+0.30	-0.30	-16.6
7	-29	+4	4 × 6	8	21.63	17.37	+0.41	-0.22	17.67	+0.24	-0.53	-15.0
8	-15	-33	4 × 4	"	21.98	17.80	—	—	18.33	—	—	-14.4
9	-6	+47	5 × 5	"	21.97	17.72	+0.33	-0.40	17.84	+0.10	-0.73	-14.8
10	-20	+59	3 × 2	"	22.90	18.35	+0.20	-0.47	17.29	-0.07	-0.77	-14.4
11	-29	+36	4 × 4	"	21.30	17.05	+0.28	-0.51	—	—	—	—
12	-33	+30	3 × 3	"	21.58	17.34	+0.31	-0.54	—	—	—	—
13	-26	+28	4 × 4	"	21.55	17.30	+0.42	-0.42	—	—	—	—
14	-31	+24	2 × 4	"	21.34	17.10	+0.46	-0.48	—	—	—	—
15	-32	+18	2 × 2	"	21.52	17.26	+0.40	-0.44	—	—	—	—
16	-29	+29	20 × 10	9.7 × 19.4	21.50	15.82	+0.39	-0.50	15.58	+0.23	-0.66	-17.1

\* Приведенные данные относятся не к самому ядру, а к ядерной области, так как ядро обладает меньшими размерами.

Из табл. 4 видно, что по светимостям и цветам все сгущения, приведенные в списке, можно считать сверхассоциациями, если распространить понятие сверхассоциации и на такие протяженные образования, какими являются объекты № 3, 4, 6 и 16.

Некоторые сгущения галактики по размерам не превышают 300 *парсек*, однако среди компактных сгущений встречаются и такие, для диаметров которых при модуле расстояния 32.7 мы получаем значения в тысячу *парсек* и более. Здесь необходимо учесть, что при оценках размеров сгущений эффекты инструментальные, фотографические, атмосферные и гидировочные неизбежно приведут к искусственному увеличению размеров сгущений. С целью исключения этих эффектов размеры всех сгущений должны быть уменьшены по крайней мере на 25%. Тогда для среднего диаметра более или менее компактных сгущений галактики получим значение, равное или меньше 350 *парсек*. Что касается упомянутых выше протяженных образований, то они, по всей вероятности представляют собой гигантские по размерам конгломераты ассоциаций и областей II.

Из табл. 4 видно, что с увеличением размеров диафрагмы при измерениях протяженных сгущений все они заметно краснеют, т. е. периферийные участки протяженных сгущений краснее их центральных областей. На двухцветной диаграмме, приведенной на рис. 5, сгущения отмечены крестиками. Они расположены значительно выше кривой главной последовательности, а некоторые яркие сгущения, как № 1 и 16, примыкают к участку, соответствующему нетепловому излучению и показывают значительный избыток излучения в ультрафиолете. Интересно отметить, что на двухцветной диаграмме сверхассоциации занимают почти те же участки, что и галактики Маркаряна типа „d“ с диффузными изображениями центральных областей [16].

На рис. 2 приводится карта распределения сгущений в галактике NGC 2276.

4. *Распределение яркости и цветов по галактике.* Галактика NGC 2276 видна почти анфас, однако по отношению к ядру она расположена весьма асимметрично. В то время, как яркая западная часть имеет резкие границы и доходит не далее 50" от ядра, ветви галактики в других направлениях, постепенно ослабевая, простираются до расстояния в две минуты и больше. Галактика асимметрична также по распределению яркости и концентрации сгущений высокой светимости.

Из табл. 2 мы видим, что довольно большим показателям цвета  $B - V (+0^m9)$  в центральной площадке и в примыкающих к ней областях галактики соответствуют относительно малые значения показате-

лей цвета  $U - V$  (около  $+0^m1$ ). Не исключено, что эта аномалия в  $B - V$  и  $U - V$  цветах является следствием дополнительного ультрафиолетового излучения в центральных областях галактики.

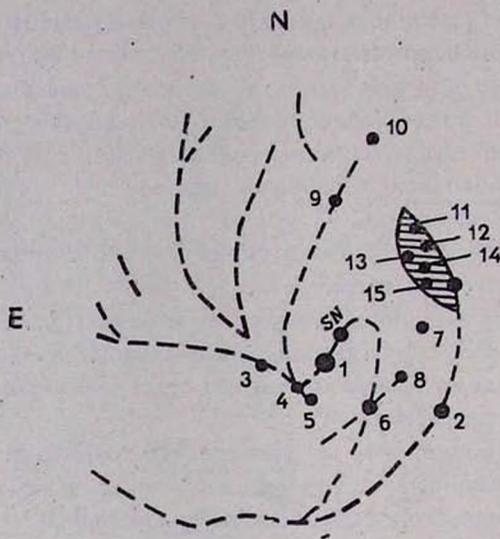


Рис. 2. Карта распределения сгущений в NGC 2276. Масштаб  $1 \text{ м.м.} = 2.2$ .

На рис. 3 и 4 приводится распределение яркости и цветов вдоль центральных разрезов, проходящих в направлениях восток—запад и север—юг. По оси абсцисс отложено расстояние от центра галактики, а по оси ординат — поверхностная яркость и показатели цвета. На рисунках знак „плюс“ соответствует северной и восточной частям галактики, а знак „минус“ — южной и западной областям. Кривые распределения яркости носят весьма асимметричный характер с максимумами в ядерной области и вторичными максимумами в участках, где разрезы проходят через сгущения и спиральные ветви. Обычно эти максимумы сопровождаются убыванием показателей цвета на кривых распределения цвета. Сильные флуктуации яркостей и цветов вдоль осей указывают на сложную структуру галактики и связаны как с клочковатой структурой темной материи, так, вероятно, и с реальными изменениями звездного состава.

Интересно, как изменится картина распределения яркостей и цветов в галактике, если из интегральных яркостей отдельных участков ее вычесть суммарные яркости всех наблюдаемых в них сгущений. Детальная фотометрия делает возможным такого рода сравнения для любых участков галактики. Центральными разрезами, проходящими в

направлениях север — юг и запад — восток галактика была разделена на четыре участка, для каждого из которых были подсчитаны интегральные звездные величины и показатели цвета  $B-V$  и  $U-B$ . Отдельно по данным табл. 4 были подсчитаны суммарные яркости сгущений, попадающих в данную четверть галактики\*. Последние были вычтены из интегральных яркостей соответствующих областей галактики.

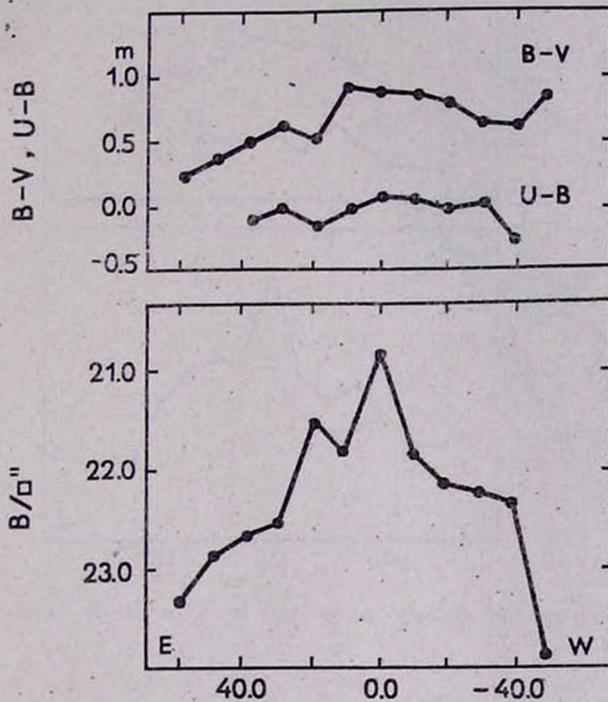


Рис. 3. Распределение яркости и цветов  $B-V$  и  $U-B$  вдоль центрального разреза восток—запад.

В табл. 5 приводятся значения средних поверхностных яркостей и показателей цвета для четырех участков галактики до и после (значения в скобках) вычета яркостей сгущений. Участки I, II, III и IV, рассматриваемые в таблице соответствуют северо-западной, северо-восточной, юго-восточной и юго-западной четвертям галактики. Из табл. 5 видно, что даже после исключения сгущений все же некоторые неоднородности в распределении яркостей и цветов остаются. Так, по поверхностной ярко-

\* При подсчетах в табл. 5 площадки, расположенные на центральных разрезах, делящих галактику на 4 вышеупомянутых участка, не учитывались.

сти область III в среднем на  $0^m.3$  слабее области I, а показатель цвета  $\overline{U-V}$  в этом участке галактики как до, так и после вычета яркостей сгущений остается на  $0.3$  величины краснее показателя цвета  $\overline{U-V}$  области I. Заметим, что вычет яркостей сгущений на показатель цвета  $\overline{B-V}$  этих участков совершенно не влияет.

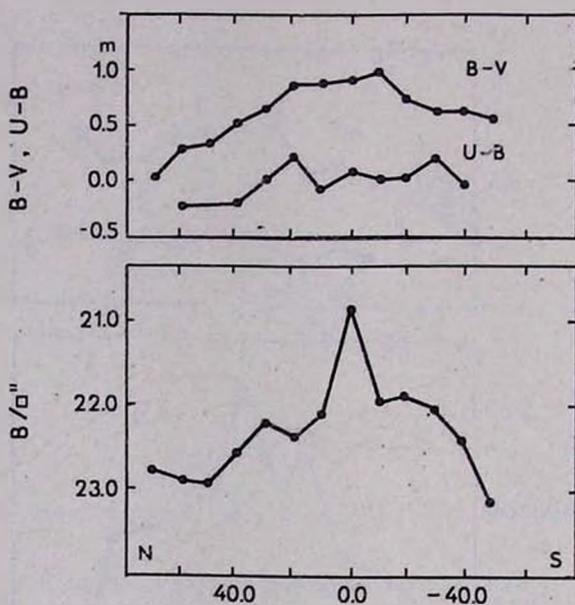


Рис. 4. Распределение яркости и цветов  $B-V$  и  $U-V$  вдоль центрального разреза север-юг.

Таблица 5

	I	II*	III	IV
$\overline{V/\square''}$	$22^m.20$ ( $22^m.44$ )	$22^m.51$ ( $22^m.51$ )	$22^m.84$ ( $22^m.68$ )	$22^m.31$ ( $22^m.36$ )
$\overline{B-V}$	$+0.50$ ( $+0.52$ )	$+0.60$ ( $+0.60$ )	$+0.56$ ( $+0.57$ )	$+0.59$ ( $+0.69$ )
$\overline{U-V}$	$-0.26$ ( $-0.11$ )	$-0.04$ ( $-0.04$ )	$+0.08$ ( $+0.19$ )	$-0.11$ ( $0.00$ )

5. *Двухцветная диаграмма.* На рис. 5 приводится распределение на диаграмме  $U-V$ ,  $B-V$ . Каждая точка на рисунке соответствует измеренной в галактике площадке. Сплошная кривая показывает зави-

\* В участке II нет ни одного сгущения.

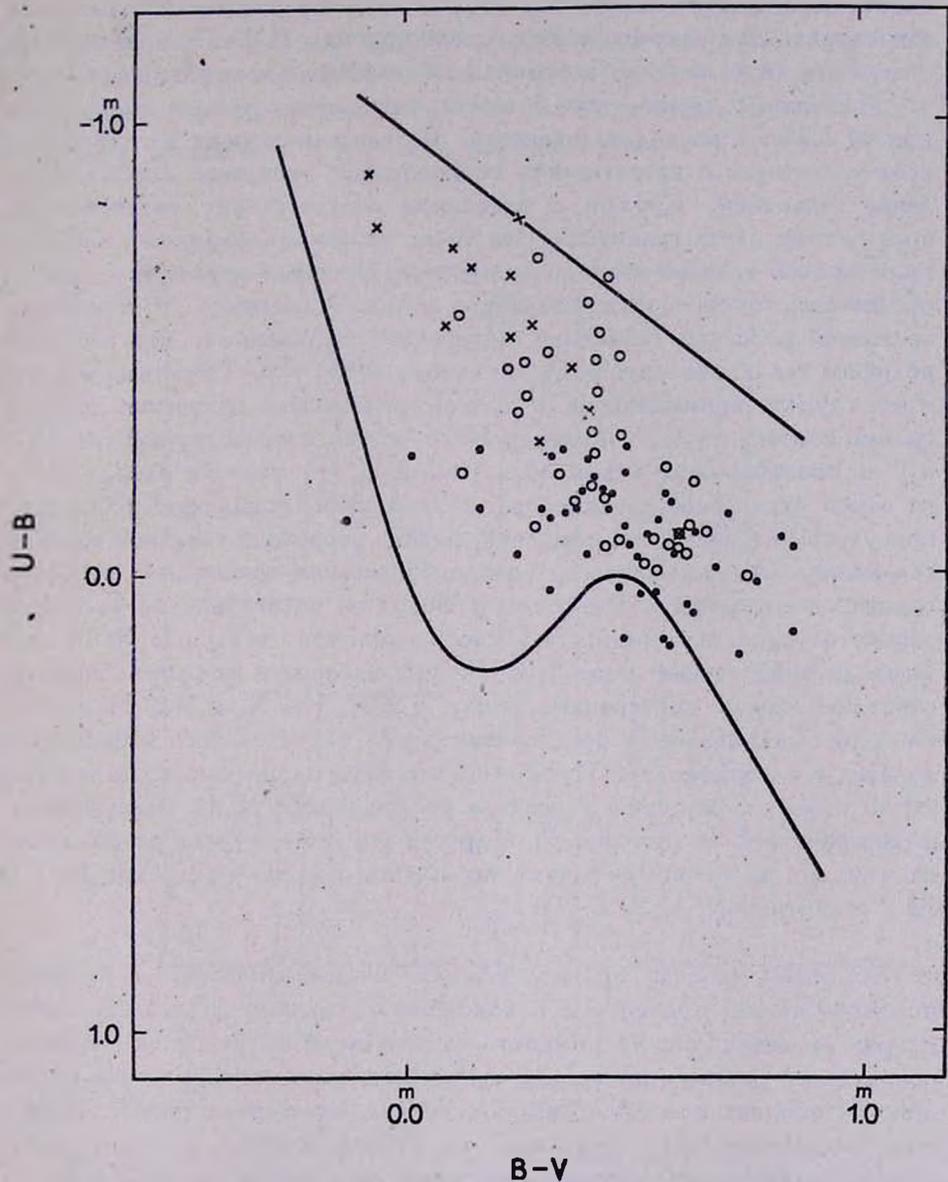


Рис. 5. Двухцветная диаграмма. Точками обозначены площадки восточной половины галактики, пустыми кружками — площадки западной половины галактики. Кружок с крестиком соответствует интегральным цветам галактики. Крестиками отмечены сгущения в галактике. Сплошная линия представляет зависимость для звезд главной последовательности. Прямая линия дает положение источника нетепловой природы.

симось для звезд главной последовательности, а прямая линия дает зависимость для излучения нетепловой природы [17]. При построении диаграммы была введена поправка за галактическое поглощение.

Из рис. 5 видно, что большая часть точек расположена выше кривой главной последовательности. Большая дисперсия на диаграмме свидетельствует о качественном разнообразии звездного состава населения галактики. Кружок с крестиком соответствует интегральным показателям цвета галактики. Эта точка также расположена несколько выше кривой главной последовательности. Пустыми кружками на рис. 5 обозначены точки, соответствующие западной половине, а точками — восточной половине галактики. Диаграмма показывает, что западная половина галактики определенно голубее восточной. Отметим, что пустые кружки, примыкающие к прямой нетеплового излучения, на диаграмме соответствуют комплексу № 16, ярким сверхассоциациями № 1 и 2 и примыкающим к ним областям. Все эти участки расположены на самой отдаленной западной ветви галактики, придающей благодаря присутствию в ней ярких сгущений, резкие очертания западной границе галактики. Здесь процессы звездообразования достигают особенно гигантских масштабов. Хьюмасон и Мейол на расстоянии  $42''$  к северо-западу от ядра галактики, там, где расположено сгущение № 16, наблюдали эмиссионные линии [13]. На приведенном в их работе спектре отчетливо видны эмиссионные линии  $\lambda$  3727,  $H_3$ ,  $N_1$  и  $N_2$ . Наши наблюдения указывают на присутствие здесь значительного избытка излучения в ультрафиолете. Интересно, что одна из сверхновых галактики [8] по своему положению совпала со сгущением № 11, погруженным в комплекс № 16 (см. рис. 2), а другая сверхновая была расположена на той же ветви между двумя ярчайшими сверхассоциациями № 1 и № 2 галактики NGC 2276 [7].

6. *Зависимость относительных интенсивностей и средних поверхностных яркостей от показателей цвета.* Детальная фотометрия галактик дает возможность судить о вкладе участков с данным показателем цвета в интегральную яркость галактики, а также об изменении средних поверхностных яркостей с изменением цвета. Такого рода диаграммы были построены А. Т. Каллогляном в работе [18]. Нами построены аналогичные диаграммы для галактики NGC 2276 в  $B - V$  и  $U - B$ . Как и в работе [18], весь диапазон показателей цвета, встречающихся в галактике, был разделен на интервалы шириной в 0.2 величины, при этом интервалы выбирались так, чтобы интегральный цвет галактики попал в середину одного из интервалов. На рисунках ба и бб по оси абсцисс отложены интервалы показателей цвета  $B - V$  и  $U - B$ , а по оси ординат — суммарные относительные яркости всех

участков с показателем цвета в данном интервале цветов в процентном отношении к интегральной яркости галактики. На рис. 6а эти интенсивности приводятся в системе В, а на рис. 6б—в системе U. Рис. 6с и 6д показывают распределение средних поверхностных яркостей  $\bar{V}/\sigma''$  и  $\bar{U}/\sigma''$  по цветам В—V и U—B, соответственно.

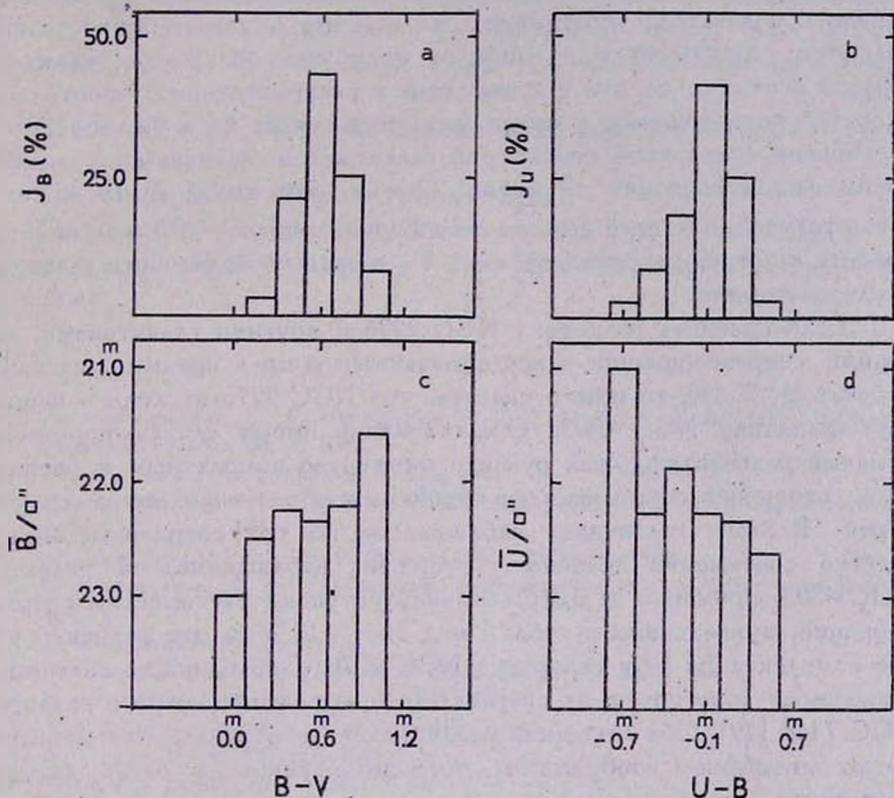


Рис. 6. Зависимость относительных интенсивностей и средних поверхностных яркостей в В и V лучах от показателей цвета В—V и U—B.

Из рис. 6а и 6б видно, что наибольший вклад в интегральную яркость галактики в системе В—43% и в системе U—41% вносят области с показателями цвета, близкими интегральному цвету галактики ( $B-V = +0.6$  и  $U-B = -0.1$ ). Интересно сравнить диаграммы, показывающие распределение поверхностных яркостей. На диаграмме 6с в участке показателей цвета, куда по своему цвету попадает ядро

галактики, мы наблюдаем максимум поверхностной яркости. В несколько уменьшенном виде этот максимум сохраняется и после вычета яркости ядра из интегральной яркости всех участков галактики с показателем цвета  $B-V$  от  $+0^m9$  до  $+1^m1$ . Перейдем теперь к диаграмме на рис. 6d. Мы видим, что максимум поверхностной яркости на этой диаграмме переместился далеко в сторону голубых показателей цветов. Иными словами, если в цвете  $B$  самыми яркими являются красные участки галактики, показатель цвета  $B-V$  которых близок к показателю цвета ядра, то в цвете  $U$  самые яркие участки являются одновременно и наиболее голубыми областями галактики. Эффект этот, так же, как и асимметрия в распределении относительных яркостей по отношению к максимуму на рисунках 6a и 6b, обусловлен в основном спиральной структурой галактики и наличием в галактике ярких сверхассоциаций. Заметим, однако, что вклад самых ярких и очень голубых областей с показателем цвета около  $-0^m7$  в суммарную яркость галактики составляет лишь  $4^0/0$  общей интенсивности галактики в ультрафиолете.

Если сравнить галактику NGC 2276 с другими галактиками, имеющими сверхассоциации и исследованными нами в предыдущих наших работах [1, 2, 19], то можно сказать, что NGC 2276 несколько напоминает галактику NGC 4303. Обе галактики имеют слабую перемычку, ломаные разветвляющиеся рукава, множество компактных и расплывчатых сгущений, собирающихся группами и образующих яркие голубые струи. В обеих галактиках наблюдались по три сверхновые звезды. Однако светимости ярчайших сгущений, наблюдаемых в галактике NGC 4303, примерно на одну величину уступают светимостям сверхассоциаций, приведенных в табл. 4 под № 1 и 2, и на две величины слабее комплекса № 16 в галактике NGC 2276. Последний по светимости и внешнему виду похож на сверхассоциацию, наблюдаемую в галактике NGC 7448 [19]. Оба сгущения разлагаются на отдельные конденсации, имеют диффузные изображения, большие размеры и очень высокую светимость.

Автор признателен академику В. А. Амбарцумяну и академику АН Арм. ССР Б. Е. Маркаряню за интерес к работе и ценные замечания, а также А. Т. Каллогляню за полезную дискуссию.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE DETAILED UBV PHOTOMETRY OF THE SPIRAL GALAXY NGC 2276

R. K. SHAHBASIAN

The results of detailed three-color photometry of the late type spiral galaxy NGC 2276 with a diaphragm  $9.7 \times 9.7$  are presented. The observations have been carried out with the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Observatory. The chart of distribution of surface brightness and color-indexes all over the galaxy is given. The integral magnitudes, U—B, B—V colors along the axes of the galaxy are given.

The results of UBV photometry of 16 superassociations in NGC 2276 are presented.

The U—B, B—V diagram is constructed.

The results of detailed colorimetry are used to investigate the dependence of relative intensities and mean surface brightness from the color.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, С. Г. Искударян, К. А. Саакян, Р. К. Шахбазян, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 3, 1963.
2. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 4, 273, 1968.
3. Н. Агр, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, 1966.
4. S. van den Bergh, *Publ. David Dunlap Obs.*, 2, No. 6, 1960.
5. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1964.
6. Р. Г. Мнацаканян (в печати).
7. С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 3, 133, 1967.
8. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 4, 319, 1968.
9. С. Г. Искударян, *Астрон. цирк.*, № 480, 1968.
10. A. N. Argue, *M. N.*, 127, 97, 1963.
11. E. Pettit, *Ap. J.*, 120, 413, 1954.
12. E. Holmberg, *Medd. Lund Obs.*, Ser. II, No. 136, 1958.
13. M. L. Hiltazon, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
14. С. Г. Искударян, *Астрофизика*, 4, 385, 1968.
15. А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 7, 189, 1971.
16. D. W. Weedtapp, *Ap. J.*, 171, 5, 1972.
17. T. G. Mathews, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 138, 30, 1958.
18. А. Т. Каллолян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 40, 15, 1969.
19. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 6, 367, 1970.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 6

П. НОТНИ, Э. Е. ХАЧИКЯН, М. М. БУТСЛОВ, Г. Т. ГЕВОРКЯН

Поступила 12 января 1973

Приведены результаты спектральных наблюдений галактики Маркарян 6, выполненные на 2-х метровом универсальном телескопе Таутенбургской обсерватории.

Спектры получены с помощью спектрографа типа UAGS и нового ЭОП-а типа М-9щ Бюраканской обсерватории, с дисперсией 170 А/мм. Приводится описание ЭОП-а.

Компоненты водородных линий, обнаруженные в 1969 г. [4, 5], наблюдались в спектре Маркарян 6 в декабре 1971 г. и феврале 1972 г.

Подтверждается наличие широких крыльев у линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , отмеченное в [6]. Делается заключение, что широкие крылья у водородных линий возникли в результате вспышки совместно с коротковолновыми компонентами.

Полный поток излучения в  $H_{\beta}$  и её компоненты не претерпел значительных изменений после января 1970 г. Подтверждается вывод Проника и Чуваева [6] о быстрых изменениях величины потока в непрерывном спектре Маркарян 6.

1. *Введение.* Галактика Маркарян 6 в последнее время привлекает большое внимание многих исследователей из-за своих необычных физических особенностей. Она имеет сильное ультрафиолетовое излучение и яркие широкие эмиссионные линии водорода и запрещенных линий азота [N II]  $\lambda$  6548/83, серы [S II]  $\lambda$  6717/31, кислорода [O III]  $\lambda$  5007, 4959, [O II]  $\lambda$  3727 [1,2]. Согласно классификации ядер галактик, имеющих яркие эмиссионные линии [3], ядро ее было отнесено ко второму классу объектов, которые подобно сейфертовской галактике NGC 1068, обладают большим ядром и содержат в себе газ малой плотности и с большими внутренними скоростями. Уже эти данные говорят в пользу большой активности ядер таких галактик.

В 1969 г. у водородных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  галактики Маркарян 6 появились компоненты, смещенные к коротковолновой части спектра на

величину, соответствующую скорости примерно 3000 км/сек [4, 5]. В дальнейшем наличие компонентов было подтверждено наблюдениями В. И. Проника и К. К. Чуваева [6], а также М. А. Аракеляна, Э. А. Дибая и В. Ф. Есипова\*.

В 1972 г. М. Ульрих сообщила, что эти компоненты в спектре Маркарян 6 исчезли и не были наблюдаены в феврале 1971 г. [7]. Однако наблюдения Адамса [8] не подтвердили вывода Ульрих: компоненты наблюдались им отчетливо в марте, апреле и ноябре 1971 г.

В [4] отмечалось, что яркость компонентов водородных линий в 1969 г. была примерно в два раза меньше, чем в начале 1970 г. Представляет большой интерес выяснить, происходит ли дальнейшее изменение компонентов водородных линий.

*2. Наблюдательный материал, методика наблюдений.* Спектры Маркарян 6 были получены на 2-х метровом универсальном телескопе Таутенбургской обсерватории (ГДР) с помощью спектрографа UAGS и нового электронно-оптического преобразователя Бюраканской обсерватории марки М-9ш [9, 10], специально разработанного для исследования спектров слабых астрономических объектов. Схема устройства ЭОП-а показана на рис. 1.

Как видно из рисунка, ЭОП по электронно-оптической схеме не отличается от ЭОП-а типа М-9, описанного в [11]. Так же, как и М-9, он имеет магнитную фокусирующую систему в виде короткой катушки или постоянного магнита (1), катодную и анодную части (2) и (3). Катодная часть имеет полупрозрачный фотокатод (4), а анодная—диафрагму (3) и люминесцирующий экран (5).

Однако метод изготовления нового ЭОП-а, следовательно и его характеристики, существенно отличается от ЭОП-а типа М-9.

С целью полного устранения многоэлектронной компоненты шумов, а также повышения стабильности работы ЭОП-а при высоком напряжении, фотокатод (4) размером  $6 \times 50$  мм помещается в специальную оправу, имеющую прямоугольную форму. Оправа изготавливается в отдельном специальном вакуумном приборе и после детальных исследований его основных характеристик с помощью манипулятора вводится в корпус ЭОП-а.

Изготовленный описанным методом ЭОП имеет фотокатод только на рабочей части поверхности катодного узла и не имеет паров щелочных металлов на внутренней поверхности и монтаже ЭОП-а, что позволяет прикладывать к его электродам напряжение до 30 киловольт.

\* Частное сообщение.

Люминесцентный экран (5) изготавливается на слюдяной пленке толщиной 10 микрон и также имеет форму прямоугольной щели размером  $6 \times 50$  мм. Фотография изображения с экрана осуществляется контактным методом с помощью вакуумного прижима, обеспечивающего оптический контакт эмульсии кинопленки с поверхностью подложки экрана. Контактная регистрация изображения обеспечивает практически стопроцентный сбор световой энергии, излучаемой люминесцентным экраном ЭОП-а при весьма высоких четкости и контрасте изображения. Разрешающая сила в центре таких ЭОП-ов 30—40 пл/мм.

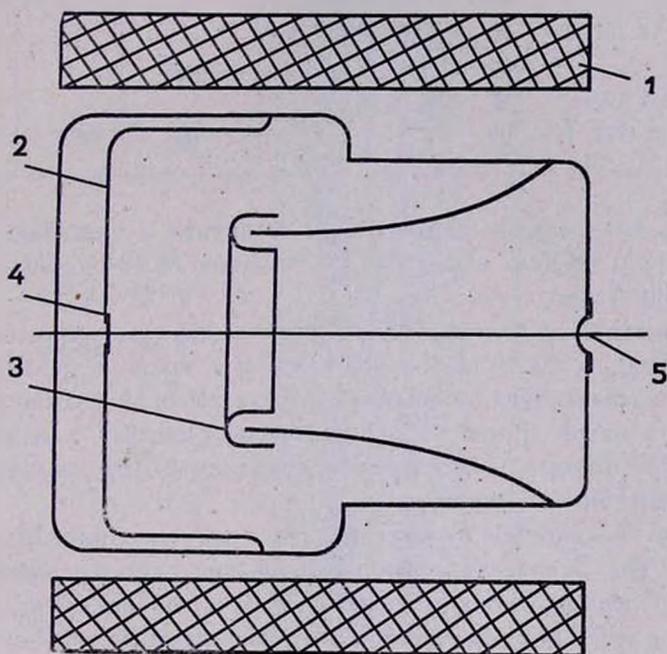


Рис. 1. Схема ЭОП-а марки М-9щ. 1 — магнитная катушка, 2 — катодная часть, 3 — диафрагма, 4 — полупрозрачный фотокатод, 5 — люминесцирующий экран.

Новый ЭОП типа М-9щ превосходит ЭОП типа М-9 в два-три раза по коэффициенту яркости изображения и имеет кроме того яркость темного фона на 1.5—2 порядка меньше.

Результаты подробного лабораторного исследования нового ЭОП-а будут опубликованы отдельно.

Наблюдения, выполненные в Таутенбургской обсерватории с помощью нового ЭОП-а, фактически носили испытательный характер. Ста-

вилось целью выяснить некоторые физические характеристики ЭОП-а (яркость темного фона, разрешение, чувствительность и т. д.).

Получено пять нерасширенных спектров Маркарян 6 с дисперсией около 170 А/мм, сведения о которых помещены в табл. 1.

Таблица 1

№ негатива	Дата набл.	Время экспон. (в мин)	Сорт пленки	Дисперсия А/мм	Тип ЭОП-а	Область спектра
66	14.12.1971	30	FU-2	170	М-9щ	4400—7200
67	"	60	"	"	"	"
73	17.12.1971	30	NP-27, FAN	"	"	"
74	"	30	"	"	"	"
85	13.12.1971	60	"	"	"	"
104	15.2.1972	100	"	200	ФКТ-1	4400—5600

Кроме того был получен один снимок галактики с помощью того же спектрографа и ЭОП-а марки ФКТ-1 (негатив № 104 в табл. 1) и дисперсией 200 А/мм.

Изображения спектров проектировались не точно на центральную область катода, а были несколько смещены к краю, с целью избежания помех, возникающих, по-видимому, из-за высокой влажности и причем всегда в одном и том же месте экрана. Поэтому длинноволновая часть спектра оказалась несколько искривленной, что является следствием магнитной фокусировки.

На рис. 2 приведен отпечаток одного из спектров Маркарян 6 (негатив № 85). В качестве спектра сравнения служили линии аргона и бария. Спектры получены на немецких пленках типа FU-2 и NP-27. Первая из них является фототехнической несенсибилизированной пленкой с малой зернистостью и малой чувствительностью, а вторая, сенсibilизированная методом FAN [12], наоборот, сравнительно крупнозернистая и имеет большую чувствительность, с небольшим зеленым провалом. Даже с часовой экспозицией на пленке NP-27 практически фона ЭОП-а не наблюдается (см. рис. 2).

3. *Результаты наблюдений.* Как видно из табл. 1, все спектры галактики, кроме одного (негатив № 104) охватывают как область  $H_2$ , так и  $H_3$ . На всех спектрах наиболее удачно получилась область вокруг  $H_2$ . Область же вокруг  $H_3$  отличается большими шумами и дефектами на пленке, что заметно снизило точность измерений. Исключение составляют негативы № 85 и 104.

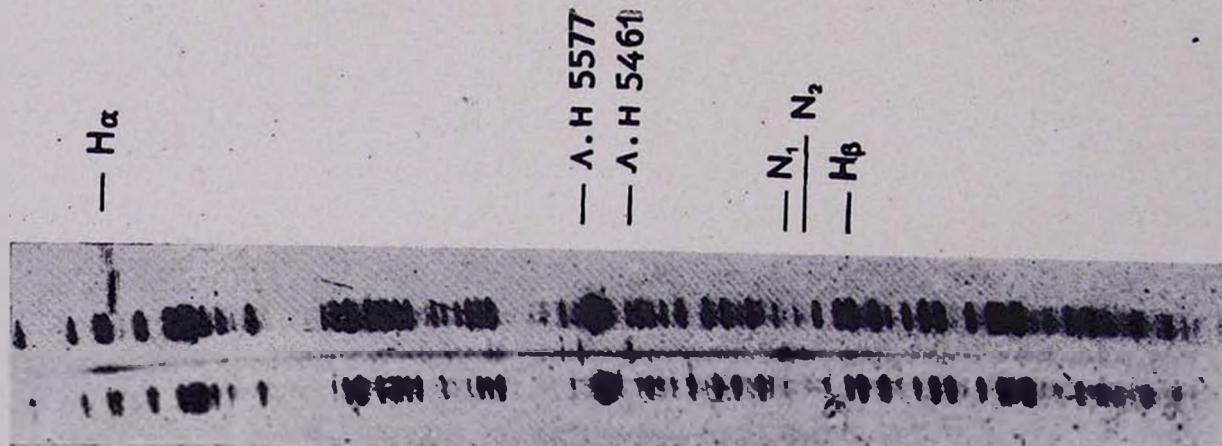


Рис. 2. Спектр Маркарян 6 (негатив № 85).

К ст. П. Нотки и др.

Обозрение спектров показывает, что фиолетовый компонент, обнаруженный три года тому назад [4, 5], ясно выделяется на всех спектрах. На рис. 3 и 4 для примера приведены две записи (в почернениях) областей  $H_2$  и  $H_3$  спектров Маркарян 6. Номер негатива указан рядом с регистрограммой. Положение компонентов линий  $H_2$  и  $H_3$  отмечено на рисунках (согласно данным [4, 5]). Для характеристики разрешения системы на рисунках приведены также контуры линий ночного неба  $\lambda\lambda$  5577, 6300 и 6364, характеризующие разрешающую способность системы.

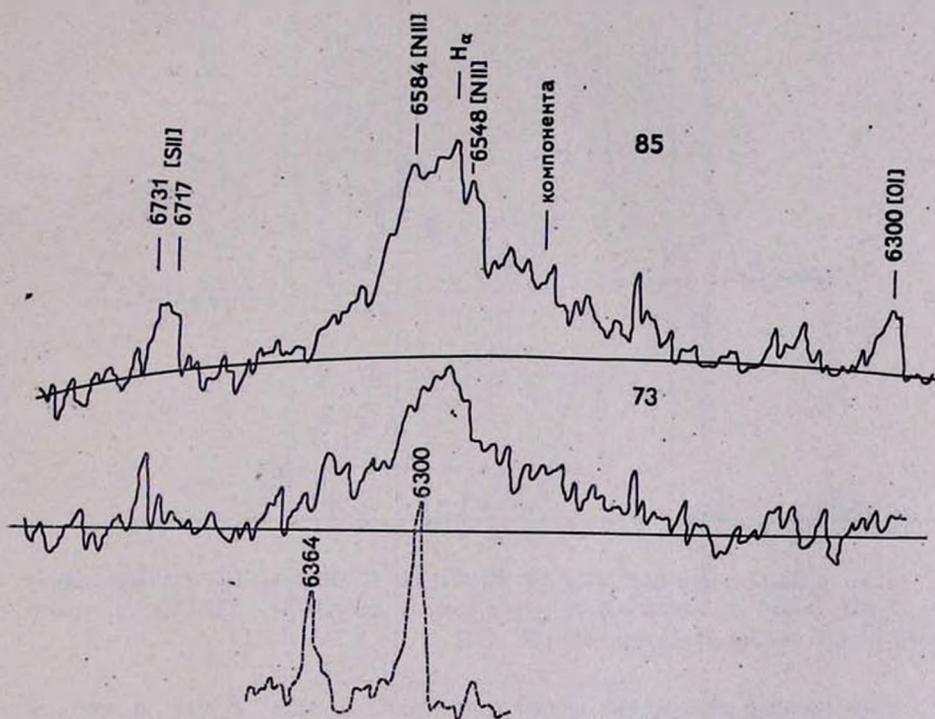


Рис. 3. Регистрограммы спектров Маркарян 6. Область  $H_\alpha$ . Внизу пунктирными линиями приведены контуры линий ночного неба [O I]  $\lambda\lambda$  6300 и 6364. Рядом с регистрограммами указан номер негатива.

Ввиду того, что спектральная чувствительность использованной нами аппаратуры (спектрограф + ЭОП) пока хорошо не изучена, то исследованные линии привязывались к яркости непрерывного спектра. При этом принималось, что уровень непрерывного спектра у Маркарян 6 для одного и того же снимка существенно не меняется в пределах нескольких сот ангстрем вокруг линий  $H_2$  и  $H_3$ .

Сглаженные профили  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  в единицах интенсивности непрерывного спектра представлены на рис. 5 и 6, на которых указаны также положения компонентов водородных линий по данным [4, 5] и линий [N II] 6548, 6583.

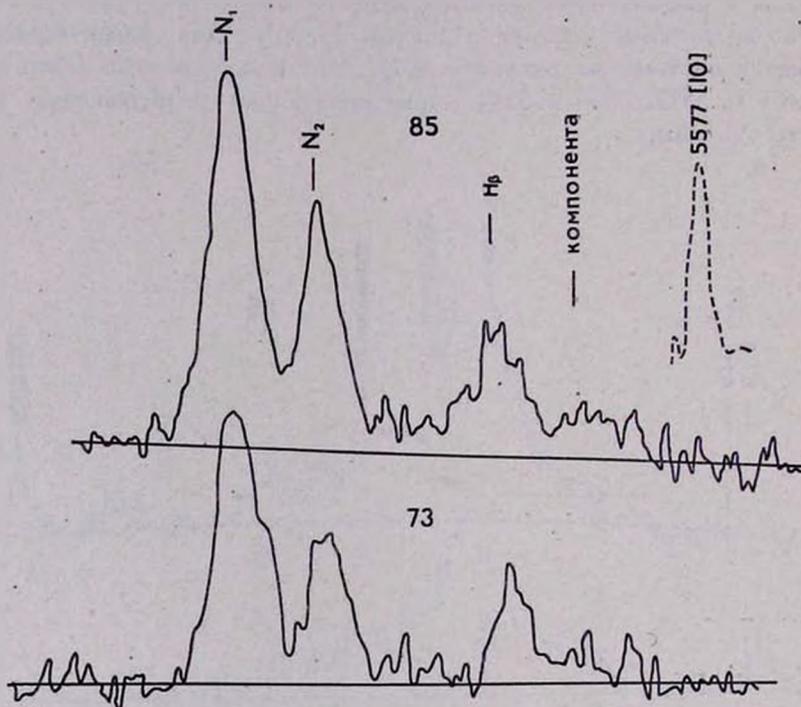


Рис. 4. Регистрограммы спектров Маркаря 6. Область  $H_\beta$ . Справа сверху пунктирной линией проведен контур линии ночного неба [O I]  $\lambda$  5577. Рядом с регистрограммами указан номер негатива.

Результаты измерений линий приведены в табл. 2, где в первом столбце помещены номера негативов, во втором и третьем—эквивалентные ширины линий  $H_\alpha^*$  и ее компоненты, в четвертом и пятом—то же для линий  $H_\beta$ , в шестом—отношение полной интенсивности  $H_\beta$  ( $H_\beta$ -основн. +  $H_\beta$ -комп.) к  $N_1 + N_2$ , в седьмом—отношение  $H_\beta$ -основн. к  $N_1 + N_2$ , в восьмом—отношение  $H_\beta$ -комп. к  $H_\beta$ -основн., в девятом—отношение  $H_\alpha$ -комп. к  $H_\alpha$ -основн. и в последнем—эквивалентная ширина линий  $N_1 + N_2$ .

\* С учетом влияния линий [N II], интенсивность которых принималась равной 35% от основной линии  $H_\alpha$ .

Таблица 2

№ негатива	$W_{H\alpha}$	$W_{H\alpha}$	$W_{H\beta}$	$W_{H\beta}$	$\frac{W_{H\beta}}{W_{N_1+N_2}}$ поан.	$\frac{W_{H\beta}}{W_{N_1+N_2}}$ комп.	$\frac{W_{H\gamma}}{W_{H\beta}}$ комп.	$\frac{W_{H\gamma}}{W_{H\alpha}}$ комп.	$W_{N_1+N_2}$
	основн.	комп.	основн.	комп.			основн.	основн.	
67	87	200	31 :	59 :	0.26	0.09	1.9	2.3	345
73	39	105	22	35	.29	.11	1.6	2.7	200
74	43	106	24	28	.22	.10	1.2	2.5	240
85	36	95	23	45	.35	.12	1.9	2.7	190
104			25	38	.38	.15	1.5		164
1967—68 гг.					.13	.11	0.20		
12.1.1970 г.			18	36	.40	.13	2.0		135

Примечание: При определении эквивалентных ширин влияние слабого темнового фона ЭОП-а не учитывалось.

Для сравнения в конце табл. 2 приведены некоторые данные о Маркарян 6, полученные до и после вспышки и взятые из работ [3] и [5].

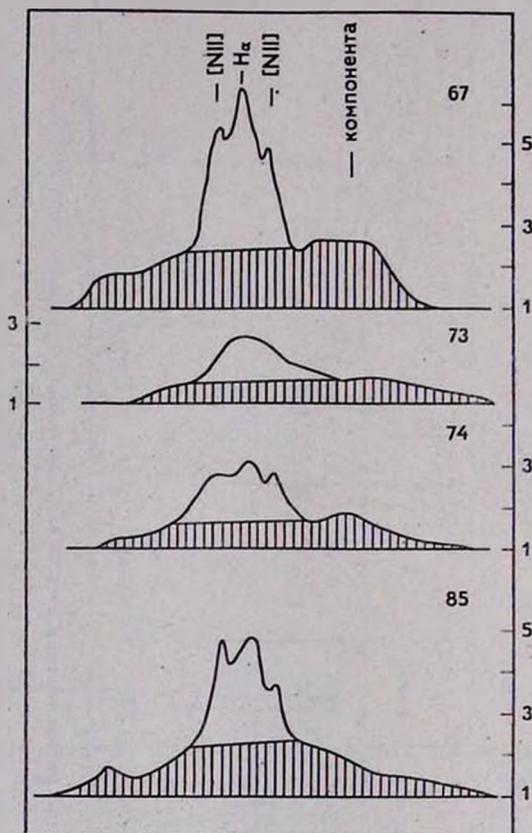


Рис. 5. Сглаженные профили линии  $H_{\alpha}$  в единицах интенсивности непрерывного спектра. Подложка и коротковолновый компонент заштрихованы. Номер негатива указан рядом с линией.

Следует отметить, что некоторые факторы могли повлиять на точность наших данных. Во-первых, это сравнительно небольшая дисперсия спектрографа, в известной мере препятствующая полному отделению компонентов от их основных линий. Во-вторых, поскольку наши спектры не расширены, то это может привести к некоторым систематическим ошибкам при их фотометрировании. В-третьих, некоторая произвольность в проведении уровня непрерывного спектра на регистраграммах также может привести к небольшим систематическим ошибкам.

Наконец, некоторые ошибки могут возникнуть также из-за шумов в спектрах, увеличивающихся к длинноволновому концу вследствие быстрого падения чувствительности фотокатода. Все эти факторы могут привести к ошибкам порядка 30—40%.

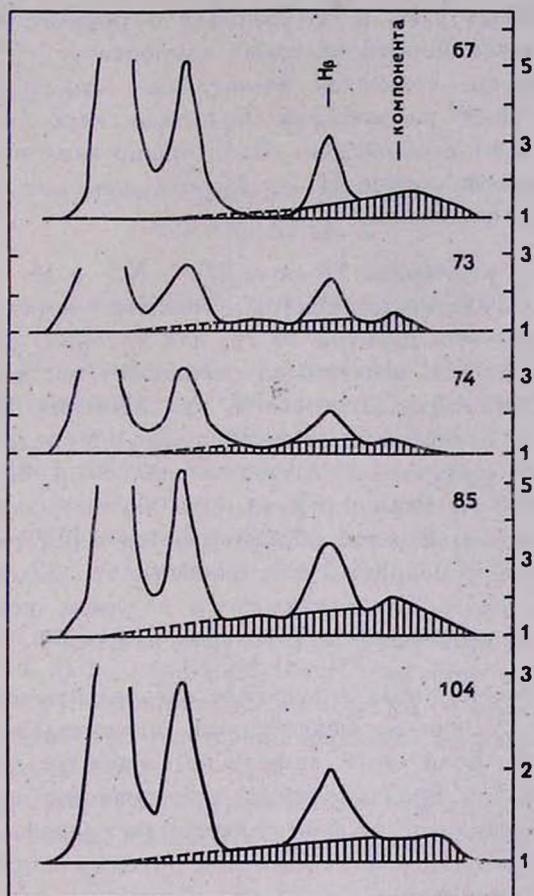


Рис. 6. Сглаженные профили линии  $H_{\beta}$  в единицах интенсивности непрерывного спектра. Подложка и коротковолновый компонент заштрихованы. Номер негатива указан рядом с линией.

4. **Заключение.** Из вышеприведенных данных о спектрах Маркарьян 6 можно сделать следующие выводы:

1) Компоненты водородных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , появившиеся в 1969 г., все еще наблюдались в спектре этой галактики в декабре 1971 г. и феврале 1972 г.

2) Широкие крылья линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  (как это уже отмечалось в [6]) ясно наблюдаются в спектре Маркарян 6. Общая ширина  $H_\alpha$  порядка 240 А, а  $H_\beta$ —170 А. Но так как эти линии у этой галактики не были столь широкими до вспышки [2], то можно сделать заключение, что широкие крылья у  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  возникли в результате вспышки совместно с появлением коротковолновых компонентов.

Таким образом, создается впечатление, что сравнительно узкие линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  сидят на широкой подложке, коротковолновую часть которой составляют компоненты. Это хорошо заметно на рис. 4 и 5, на которых основные линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  отделены от заштрихованной подложки жирными линиями.

3) Значения отношений  $H_\beta$ -полн./( $N_1 + N_2$ ) и  $H_\alpha$ -комп./ $H_\beta$ -основн. в среднем мало менялись от спектра к спектру в период наших наблюдений, за исключением спектра № 74, для которого они сравнительно меньше. Сравнивая эти значения со значениями тех же отношений для начала 1970 г. (см. табл. 2), замечаем, что значения  $H_\beta$ -полн./( $N_1 + N_2$ ) и  $H_\alpha$ -комп./ $H_\beta$ -основн. несколько уменьшились и в среднем в период наших наблюдений составляли, соответственно, 80 и 85% тех же значений начала 1970 г. Если принять, что поток излучения в линиях  $N_1 + N_2$  не меняется, как это обосновывается в [6], то, учитывая возможные ошибки фотометрии, можно считать, что полный поток излучения в линии  $H_\beta$ , а следовательно и в самом компоненте, после января 1970 г. не претерпел значительных изменений.

4. Как видно из табл. 2, значение эквивалентных ширин небулярных линий  $N_1 + N_2$  сильно меняется за сравнительно короткий промежуток времени. Если этот эффект не связан со случайными ошибками наблюдений и предположение о постоянстве потока в небулярных линиях справедливо, то это подтверждает вывод Проника и Чуваева [6] о быстрых изменениях величины потока в непрерывном спектре галактики Маркарян 6.

Более подробное обсуждение полученных результатов предполагается представить в отдельной статье.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает глубокую благодарность дирекции Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленную возможность наблюдать на 2-х метровом универсальном телескопе Таутенбургской обсерватории и большую помощь при монтаже питающей системы ЭОП-а, а также коллективу Таутенбургской обсерватории за содействие при организации наблюдений. Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну и академику АН Арм.ССР Б. Е. Маркаряню за

обсуждение и ценные замечания. Авторы признательны Н. К. Андрияну за большую помощь при обработке спектров.

Центральный институт астрофизики

АН ГДР

Бюраканская астрофизическая

обсерватория

ВНИИОФИ

ИРФЭ АН АрмССР

## THE SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE GALAXY MARKARIAN 6

P. NOTNI, E. Ye. KHACHIKIAN, M. M. BUTSLOV, G. T. GEVORKIAN

The results of the spectral observations of Markarian 6 obtained with 2-m universal telescope of the Tautenburg observatory are presented. The spectra have been obtained with UAGS spectrograph and the new image-tube of the Byurakan observatory. The dispersion is about 170 Å/mm. The description of the image-tube is presented.

The violet components of hydrogen lines discovered in 1969 [4, 5] were still present in the spectra of Markarian 6 in December 1971 and February 1972.

The presence of wide wings of hydrogen lines  $H_{\alpha}$  and  $H_{\beta}$  noted in [9] is confirmed. It is concluded that these wings of hydrogen lines arose together with the components as a result of explosion.

The full  $H_{\beta}$  flux and its component did not suffer considerable changes after January 1970.

The conclusion of Pronik and Chuvaev [6] on the rapid changes of the continuum flux of Markarian 6 is also confirmed.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. Ye. Khachikian, A. J., 73, 891, 1968.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
3. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Astrofizika*, 7, 389, 1971.
4. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрон. цирк.*, № 591, 1970.
5. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 164, L 109, 1971.
6. В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 8, 187, 1972.
7. M. H. Ulrich, *Ap. J.*, 171, L 35, 1972.
8. T. F. Adams, *Ap. J.*, 172, L 101, 1972.
9. М. М. Бутслов, С. В. Липатов, Б. М. Степанов, В. Н. Стожкова, Т. М. Федоровская, *Труды ВНИИОФИ, Доклад на общесоюзном семинаре*, 1970.

10. *М. М. Бутслов, В. В. Прокофьев, Г. Е. Смолкин, С. Д. Фанченко*, УФН, 104, 509, 1971.
11. *М. М. Бутслов*, Электронная техника, электроннолучевые и фотовольтрические приборы, сер. IV, вып. 5, 1968.
12. *W. Högner*, Die Sterne, 47, 136, 1971, (Mitteilungen Karl-Schwarzschild Observatorium, Tautenburg, No. 56).

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## О ЦЕНТРАЛЬНЫХ СГУЩЕНИЯХ E И SO-ГАЛАКТИК

К. А. СААКЯН

Поступила 21 ноября 1972

Представлены результаты классификации центральных частей 31 эллиптической и 29 линзовидных галактик. Большинство наблюдаемых галактик оценены классом 3. Звездopodobные ядра встречаются очень редко.

Настоящая работа является частью программы наблюдений по классификации галактик на основе структуры их центральных частей, начатой в Бюракане в 1963 г. Результаты относительно спиралей и спиралей с перемычкой уже опубликованы [1—4]. В работе [5] приведены результаты классификации 29 эллиптических и линзовидных галактик. Почти все они отнесены к классу 3 по системе бюраканской классификации, кроме двух, которые оценены классами 2 и 1. Согласно [6—9] эллиптические и линзовидные галактики иногда имеют резко очерченные центральные части. Многие считают, что сильно сжатые SO-галактики имеют ядра, похожие на ядра спиральных галактик. Согласно Маркаряну и др. [10], в эллиптических и линзовидных галактиках иногда встречаются сильно конденсированные ядра, имеющие звездopodobные изображения. С другой стороны, известно, что карликовые галактики, как например системы в Печи и Скульпторе, NGC 1472 и вообще эллиптические галактики низкой поверхностной яркости не обладают сколько-нибудь заметными ядрами.

Исходя из этого, а также для полноты статистики ядер всех морфологических типов галактик Хаббла, мы нашли целесообразным провести наблюдения также [эллиптических и линзовидных галактик в целях классификации их центральных частей. В программу наблюдений были включены 60 галактик типов E и SO с известными радиаль-

Таблица 1

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ СГУЩЕНИЯ Е-ГАЛАКТИК

№	NGC	Тип по Моргану	$m_{pg}$	Класс	$V_r$ км/сек
1	2	3	4	5	6
1	185	gkDE3	11. <sup>m</sup> 8	3	-24
2	194		13.3	3	5237
3	205	gD4-5	10.8	5	-8
4	221	kE3	9.5	4	38
5	474			3	2402
6	584	kE4	11.4	3	1878
7	596	kED2	12.1	3	2097
8	636	E+3	12.4	3	1983
9	736		13.6	3	4528
10	750	gD1-gkD1	13.7	3	5295
11	751	gD1-gkD1	14.1	3	5291
12	1400		12.3	3	379
13	1407	kE1D	11.2	3	1706
14	1451	S0	14.5	3	3867
15	1453	E2-3	12.9	3	3859
16	1521	kE3D	13.0	3	4060
17	1600	kD4E	12.2	3	4728
18	2693	kE3	13.3	3	4895
19	2694		15.5	3	5165
20	3115	kD7	9.8	3	423
21	3193	kE2	12.2	3	1272
22	3226		12.6	3	1233
23	3379	kED1	10.5	3	862
24	3605		14.0	3	600
25	3608	kDE3	12.1	3	1117
26	3640	kE3(SD)	11.6	3	1198
27	4278	kDE1	11.2	3	615
28	4283	kE1	13.1	3	1062
29	4494	kE2	10.9	3	1318
30	5687	kE5(D)	12.8	3	2286
31	5982	kE4	12.4	3	3071

ными скоростями, из них 33 являются галактиками типа D по Моргану [11-13].

Методика наблюдений и классификации центральных частей галактик описана в работах [1-4, 14]. В табл. 1 и 2 приводятся ре-

Таблица 2

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ СГУЩЕНИЯ SO-ГАЛАКТИК

№	NGC	Тип по Моргану	$m_{pg}$	Класс	$V_r$ км/сек
1	2	3	4	5	6
1	125		13. <sup>m</sup> 8	3	5423
2	128	kD7p	12.7	3	4384
3	890	k:D4p	12.6	3	4193
4	1332	zDE7	11.0	3	1507
5	1449	S0	14.6	3	4116
6	1601	S0	15.1	3	4895
7	2549	gkD7	12.1	3	1157
8	2563		13.7	3	4664
9	2685	kD6p	12.3	3	961
10	2723			3	3530
11	2911		13.6	3	2978
12	3245	gkD5	11.8	3	1198
13	3489	gkD5	11.0	3	572
14	3593	gkD5	11.6	3	427
15	3607	kE3	11.0	3	858
16	3619	gkDS3p	12.6	3	1745
17	3921			4	6023
18	3990	kD6	13.6	3	816
19	3998	kD2	11.2	3	1205
20	4026	kS6—kD6	11.7	3	956
21	4111	kD7	11.6	3	784
22	5353		12.1	3	2284
23	5689	kD6—kS6	12.9	3	2354
24	5866	kS7—kD7	10.9	2	924
25	6927		15.6	3	4517
26	7332	k?D7	11.7	4	1464
27	7377	kD4	12.4	3	3501
28	7457	gkD5	12.3	3	738
29	7585	kD6	12.7	3	3489

зультаты классификации центральных частей эллиптических и линзовидных галактик по пятибалльной системе бюраканской обсерватории в фотографических лучах. В столбцах таблиц последовательно приведены: 1) порядковый номер, 2) номер галактики по NGC, 3) тип галактики по Моргану [11—13], 4) видимая звездная величина галактики

## Примечания к таблицам 1 и 2

- 205 — Ядро галактики ведет себя необычно на наших снимках. При определенной экспозиции оно звездообразное, появляется внезапно (можно оценить классом 5), на меньших экспозициях оно совершенно исчезает, а на больших как бы сливается с околоядерным фоном. Сама галактика является пекулярной.
- 221 — Имеет очень компактное ядро с достаточно резкими краями, но все же оно отличается от звезд.
- 736 — Только на одной пластинке имеет класс 4:.
- 1449 — В желтых лучах можно оценить 4:; имеет довольно резкие границы и размер изображения не уменьшается при последовательной экспозиции, но имеет слабую поверхностную яркость, однако изображение исчезает внезапно. В синих лучах класс 3:.
- 1451 — В желтых лучах ведет себя так же, как NGC 1449, в синих — имеет класс 3.
- 2549 — В желтых лучах размер ядра не меняется на последовательных экспозициях, но имеет слабую поверхностную яркость.
- 2563 — В синих лучах на одной пластинке класс чуть больше 3, а на очень хорошем, желтом снимке определено классом 3.
- 2911 — В синих лучах изображение оценивается классом 3, в желтых — 4:.
- 3193 — Одно изображение в цепочке имеет звездообразный вид с резкими краями, а остальные изображения сильно отличаются от звездного.
- 3226 — В желтых лучах звездообразное — 5:; но имеет слабую поверхностную яркость, а в синих лучах определенно имеет класс 3.
- 3489 — На трех снимках в синих лучах оценено классом 3, а в желтых имеет класс 4.
- 3605 — В желтых лучах ядро звездообразное, класс 4, в синих — 3.
- 3921 — В синих лучах изображение звездообразное, класса 4, а в красных лучах галактика не наблюдалась. Эта галактика проектируется на область скопления галактик во Льве и имеет радиальную скорость  $+6023$  км/сек. Она известна как пекулярная [16], с очень яркой центральной частью.
- 4494 — Имеется только один снимок в желтых лучах, где оценивается классом 4: . Размер изображения не меняется вдоль последовательности и имеет низкую поверхностную яркость.
- 5866 — Галактика видна сбоку.

в фотографических лучах, 5) бюраканский класс ядра и 6) радиальная скорость [15].

Из данных табл. 1—3 видно, что и у эллиптических, и у линзовидных галактик в основном встречаются ядра класса 3. Но у неко-

Таблица 3  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ E И SO-ГАЛАКТИК ПО КЛАССАМ

Тип галактики	Класс				
	5	4	3	2	1
SO	—	2	26	1	—
E	1	1	29	—	—

торых галактик, как среди Е так и среди SO все же встречаются звездоподобные ядра. Три из четырех галактик с звездоподобными ядрами находятся на сравнительно близких расстояниях. Возможно поэтому, что среди эллиптических и линзовидных галактик существует много объектов со звездоподобными ядрами, которые не выявляются из-за малого масштаба 21" телескопа Шмидта, на котором проводились наблюдения, и из-за сильного околоядерного фона этих галактик.

Автор признателен академику АН Арм.ССР Б. Е. Маркарян за обсуждение результатов работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE CENTRAL CONDENSATIONS IN E AND SO-GALAXIES

K. A. SAHAKIAN

The results of the classification of central condensations of 31 elliptical and lenticular galaxies are presented. Most of the observed galaxies are estimated by class 3. Starlike nuclei are observed very seldom.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Товмасян, А. Т. Каллолян, Сообщ. Бюраканской обс., 36, 31, 1964.
2. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 4, 41, 1968.
3. С. Г. Искусдарян, *Астрофизика*, 4, 385, 1968.
4. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 5, 593, 1969.
5. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, 4, 150, 1968.
6. H. Smith, *Ap. J.*, 82, 192, 1935.
7. M. F. Walker, *Ap. J.*, 136, 695, 1962.
8. E. Hubble, *The Realm of Nebulae*, Oxford Univ. Press, 1936.
9. A. Lallemand, M. Duchesne, M. F. Walker, *P.A.S.P.*, 72, 76, 1960.
10. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, *Астрофизика*, 1, 38, 1965.
11. W. W. Morgan, *P.A.S.P.*, 70, 364, 1958.
12. W. W. Morgan, *P.A.S.P.*, 71, 92, 1959.
13. W. W. Morgan, *P.A.S.P.*, 71, 394, 1959.
14. V. A. Ambartsumian, *Transactions IAU*, 12B, 578, 1966.
15. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
16. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, F. Hoyle, *Ap. J.*, 138, 883, 1963.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

### О КЛАССИФИКАЦИИ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ЯРКИХ ГАЛАКТИК

Р. Г. МНАЦАКАНЯН

Поступила 21 ноября 1972

Приведены результаты пятибалльной бюраканской классификации околоядерных областей 87 ярких галактик различных морфологических типов.

В конце пятидесятых годов В. А. Амбарцумяном впервые была выдвинута идея активности ядер галактик [1]. В дальнейшем изучение этой активности стало одним из центральных вопросов внегалактической астрономии [2]. Важной задачей стало изучение морфологии центральных сгущений галактик. Одним из первых шагов в этом направлении была разработанная в Бюраканской обсерватории методика наблюдений центральных областей галактик и их пятибалльная классификация [3—6].

Дальнейшие работы [7] показали, что галактики со звездобразными ядрами, т. е. галактики, ядра которых оценены баллами 4—5, чаще чем другие галактики показывают признаки активности. Для последующих исследований необходимо было иметь возможно широкий список галактик, околоядерные области которых оценены в пятибалльной системе. В настоящее время такие оценки существуют для 468 галактик ярче  $13^m$  с известными радиальными скоростями [3—6]. Однако эти работы по тем или иным причинам не охватили все яркие галактики каталога Вокулера [8], для которых известны радиальные скорости.

Настоящее краткое сообщение имеет целью, по возможности, дополнить опубликованные до сих пор списки.

Были отобраны 13 областей, в которых имелось около 90 ярких ( $m_{\text{PK}} \leq 13^m$ ) галактик различных морфологических типов. Наблюдения

Таблица 1

№	NGC	Тип	m	Балл по оценке		Примечания
				авт.	[3-5]	
1	2	3	4	5	6	7
1	3147	Sb	11.3	4	4	
2	3338	Sc	11.2	2	2	
3	3348	E0	12.0	3		
4	3367	SBc	11.9	5	5	
5	3377	E6	11.3	3	3	
6	3379	E0	10.5	3	3	
7	3384	SB0	10.9	3	3	
8	3389	SB0	12.1	2	2	
9	3403	Sc	12.9	4		
10	3412	Sc	11.5	3	3	
11	3516	SB0	12.5	5	3	
12	3610	SB0	11.6	3	3	
13	3613	E5	11.7	3	3	
14	3619	S0	12.7	3	3	
15	3542	Sb	11.5	3	4	
16	3690/ IC694	Sa+ Sa	12.1	4/1		Взаимодействующие галактики VV 118 [9]
17	4116	SBc	12.3	1	2	
18	4123*	SBc	11.8	4	4	
19	4125	E6	11.0	3	3	
20	4179	E7	11.7	3		
21	4256	Sb	13.0	4	3	
22	4261	E3	11.7	3		
23	4339	E0	12.6	3		
24	4365	E2	11.1	3		
25	4371	SBa	11.8	3	3	
26	4374	S0	10.2	3	3	
27	4385*	SB0	12.9	4		
28	4406	E3	10.1	3	3	
29	4417*	SB0	12.1	3		
30	4420*	SBb	12.5	1		Морфологический тип определяется неточно
31	4424	SBa	12.3	3		
32	4425	Sa	12.8	3	3	
33	4429	S0	11.1	3	3	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
34	4435	SB0	11.9	3	3	
35	4438	Sap	10.9	3	3	
36	4442	SB0	11.6	3	3	
37	4457	SBa	11.7	3		
38	4459	S0	11.5	3		
40	4461	S0	12.0	3	1	
41	4469*	SB0	12.5	3		
42	4472	E1	9.3	3		
43	4473	E5	11.3	3	3	
44	4474	S0	12.7	3		
45	4476	E4	13.4	2	3	
46	4477	SB0	11.4	3	3	
47	4478	E2	12.3	3	3	
48	4486	E0	9.6	3	3	
49	4501	Sc	10.1	3		
50	4503	Sc	12.3	3	3	
51	4517	Sc	11.1	4		
52	4526	S0	10.6	3		
53	4527	Sb	11.3	4		
54	4532*	Im	12.2	1		
55	4535	Sc	10.4	4	4	
56	4536	Sb	10.9	4	4	
57	4550	E7	12.6	3	2	
58	4552	E0	11.0	3	3	
59	4568	Sc	11.7	4	2	
60	4569	Sb	10.1	5	5	
61	4570	E7	11.8	3		
62	4579	Sb	10.3	3	3	
63	4818*	SBab	12.1	4		
64	4915	E0	13.0	4		
65	4928*	SBcp	12.9	1		Спиральная галактика малых угловых размеров. Класс светимости—IV [9]
66	4941	Sa	12.0	4		
67	4951*	SBc	12.7	1		Диффузные рукава низкой поверхностной яркости
68	4958	E7	11.5	3		
69	4981*	SBbc	12.2	3		
70	4995	Sb	11.9	3	3	
71	5173	E0	13.7	3		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
72	5194	Sc	8.9	5	4	
73	5195	Ep	10.5	4		
74	5198	E1	12.9	3		
75	5308	S0	12.5	4		
76	5322	E4	11.1	3		
77	5430*	SBb	12.8	4		
78	5566	SBa	11.4	3	3	
79	5574	SB0	13.4	3	3	
80	5576	E4	12.0	3		
81	5775	SBc	12.2	1		Пекулярная галактика, видна с ребра, вдоль большой оси нечто подобное дочке сгущений
82	5806	Sb	12.4	3	3	
83	5813	E1	12.0	3		
84	5831	E3	12.7	3		
85	5838	S0	11.7	3		
86	5846	E0/E3	11.2	3/3		
87	5850	SBb	11.6	2	2	

велись на 21" телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории. На пластинках ORWO ZU-2, без фильтра, были получены изображения ядер галактик методом последовательно возрастающих экспозиций [3]. Далее околоядерные области этих галактик оценивались в пятибальной системе. 41 галактика классифицировалась впервые. Ниже приведено распределение этих галактик по морфологическим типам:

E	SO	Sa	Sb	Sc	Im
17	8	5	4	6	1

Кроме того, в исследуемых областях оказалась 41 галактика, для которых ранее были произведены оценки околоядерных областей. Нами, совершенно независимо, повторно были оценены ядра этих галактик. Результаты наших, а также оценок других авторов [3—6], приведены в табл. 1, где в соответствующих графах приводятся следующие данные:

- 1—порядковый номер,
- 2—номер галактики по каталогу NGC,
- 3—морфологический тип галактики по Хабблу, согласно [8],
- 4—интегральная фотографическая звездная величина галактики [8],
- 5—балл по оценке автора,
- 6—балл по оценкам других авторов [3, 5, 6].

Звездочкой отмечены галактики, радиальные скорости которых не определены. В примечаниях приводятся описания некоторых галактик по картам Паломарского обозрения.

41 повторно оцененная галактика позволили нам сделать некоторые заключения об объективности оценок ядер галактик. Табл. 2 иллюстрирует зависимость числа совпадений или расхождений баллов при повторных оценках от морфологического типа галактики.

Таблица 2

Тип Δ баллов	E	SO	Sa	Sb	Sc	N	N (%)
0	9	10	4	7	6	36	80
1	2	0	0	2	2	6	13
2	0	2	0	0	1	3	7
<i>n</i>	11	12	4	9	9	45	100
<i>n</i> <sub>0</sub> / <i>n</i> (%)	82	83	100	78	66		

Первые три строки представляют собой числа галактик, у которых расхождения равны, соответственно, 0, 1, 2 баллам. В строке *n* приведены числа галактик в каждом морфологическом типе, а последняя строка — это отношение числа совпадений (*n*<sub>0</sub>) к числу галактик для каждого типа, выраженное в процентах. В графе *N* даны числа совпадений и расхождений для всех типов галактик. Последняя графа — это те же числа, выраженные в процентах.

Из таблицы видно, что в 80% случаев старые и новые оценки совпадают, расхождения в 1 балл наблюдаются у 13%, а расхождения в 2 балла встречаются только три раза.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE CLASSIFICATION OF THE CENTRAL PARTS OF SOME BRIGHT GALAXIES

R. G. MNATSAKANIAN

The data of five-mark Byurakan classification of the central parts of 87 bright galaxies of different morphological types are presented.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 9, 23, 1956.
2. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, A. R. Sandage, Rev. Mod. Phys., 35, 947, 1963.
3. А. Т. Каллолян, Г. М. Товмасян, Сообщ. Бюраканской обс., 36, 31, 1964
4. К. А. Саакян, Астрофизика, 4, 41, 1968.
5. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 4, 150, 1968.
6. С. Г. Искусдарян, Астрофизика, 4, 385, 1968.
7. Г. М. Товмасян, Астрофизика, 2, 419, 1966.
8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас и каталог взаимодействующих галактик, М., 1959.
10. S. van den Bergh, Publ. David Dunlap Obs., 11, 6, 1960.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

### ПОИСКИ КАРЛИКОВЫХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Н. Ш. МАИЛЯН

Поступила 30 октября 1972

На картах Паломарского обозрения в области с  $\alpha > 56^\circ$  и  $b > 20^\circ$  обнаружены 104 карликовые сфероидальные галактики. Пространственная плотность этих объектов оценена как  $10^{-1} \text{ Мпс}^{-3}$ . Показано, что отмеченная ранее тенденция галактик этого типа к концентрации к галактикам высоких светимостей невелика. Распределение рассматриваемых объектов по угловым диаметрам представлено как  $\lg N \sim - \lg d$ .

Карликовые сфероидальные галактики или галактики типа Скульптора характеризуются низкой поверхностной яркостью. Поверхностная яркость большинства их заключена, по-видимому, в пределах  $24^m.5 - 27^m.0$  с квадратной секунды. Поэтому их обнаружение является довольно сложной задачей. Для объектов типа Скульптора характерны также малый градиент поверхностной яркости и отсутствие наблюдаемых ядер [1].

Настоящая работа посвящена поискам карликовых сфероидальных галактик на картах Паломарского атласа, охватывающих область небеса с  $\delta > 56^\circ$ , и интерпретации полученных результатов.

Изучение галактик с низкой поверхностной яркостью в близких скоплениях (Virgo, Fornax) показало, что это действительно карликовые системы (малый градиент поверхностной яркости и малые размеры). Это позволяет предположить, что если не все, то большинство зарегистрированных в настоящей работе галактик с низкой поверхностной яркостью действительно являются карликовыми объектами.

Важность изучения карликовых галактик была отмечена в [2, 3].

Известны исследования карликовых галактик, и в частности систем типа Скульптора, в скоплениях Virgo, Coma и Fornax [4—7]. Эти работы были выполнены на негативах, что, по-видимому, не дает

возможности выявить большинство объектов с низкой поверхностной яркостью. Нам представляется, что Паломарский атлас, благодаря контрастности отпечатков, больше подходит для поисков подобного рода объектов. На картах Паломарского атласа были выполнены работы [1, 8, 9]. Первая из них является каталогом карликовых галактик и включает всего 14 карликовых сфероидальных систем (отбирались объекты с диаметром больше 1.1), во второй исследовались галактики типа Скульптора только в области скопления Virgo. В работе же [9] велись поиски карликовых галактик типа Скульптора во всей области неба с  $\delta > -27^\circ$ .

Нами было проведено два независимых обзора карт Паломарского атласа в области неба с  $\delta > 56^\circ$  с целью поисков галактик низкой поверхностной яркости. Во избежание ошибок, вызванных внешним сходством искомым объектов с остатками вспышек Новых и Сверхновых в Галактике, из числа обрабатываемых карт были изъяты те, что охватывают область неба с  $b \leq 20^\circ$ .

Регистрировались объекты с диаметрами  $d \geq 0.5$  мм, что при масштабе карт  $1 \text{ мм} = 67.1$  соответствует 0.56. Наличие карликовой галактики считалось установленным лишь в том случае, когда след ее был хорошо виден как на синей, так и на красной картах. Всего были обнаружены 104 системы искомого типа. Из них 75 были зарегистрированы дважды, 82 лишь в первый раз, а 97 только во второй раз.

Имея результаты двух независимых поисков, мы можем оценить полное число объектов рассматриваемого типа, которые мы могли бы обнаружить в изучаемой области неба. Если  $p_1$  и  $p_2$  — вероятности регистрации объектов, соответственно, при первом и втором обзорах,  $n_1$  и  $n_2$  — числа зарегистрированных при этом объектов,  $n_{12}$  — число объектов, зарегистрированных при обоих обзорах, а  $N$  — полное число искомым объектов, то, очевидно,

$$n_1 = p_1 N,$$

$$n_2 = p_2 N,$$

$$n_{12} = p_1 p_2 N.$$

Тогда

$$N = \frac{n_1 n_2}{n_{12}} = 106.$$

Итак, можно считать, что подавляющее большинство объектов нами было зарегистрировано.

Результаты обоих обзоров сведены в табл. 1. В последовательных столбцах приведены порядковый номер галактики по списку, экваториальные координаты, диаметры объектов в мм, соответственно, на синей и на красной картах; индексы „\*“ и „—“ обозначают, соответственно, наличие проектирующейся на диск галактики звезды и вытянутую форму системы. Обозначения 1, 2 и 12 в последнем столбце указывают на то, что данная галактика была обнаружена только при первом или только при втором обзоре или, наконец, при обоих обзорах.

Представляет интерес сравнение результатов наших поисков с результатами работы [9]. Из 241 объекта типа Скульптора, зарегистрированного В. Е. Караченцевой, в интересующую нас область попадает лишь 21. Такую значительную разницу в результатах обзоров, тем более при одинаковом к ним подходе, трудно объяснить. Но обращает на себя внимание то обстоятельство, что подавляющее число этих объектов (15) сосредоточено в ограниченной области — между  $\alpha$ , равными  $8^h$  и  $12^h$ , и  $\delta$ , равными  $65^\circ$  и  $75^\circ$ . Это позволяет полагать, что поиски карликовых галактик на широтах  $\delta > 56^\circ$  велись в основном вблизи группы М 81, тем более, что в область группы М 81 из нашего списка попадают те же 21 плюс одна галактика, которую из каких-то соображений Караченцева могла не внести в свой список.

Сравним диаметры объектов на синей и красной картах. Подсчеты дали следующие результаты: для 50% объектов диаметры изображений, в пределах точности измерений, совпадают, у 43% диаметры на синих картах превосходят диаметры на красных, и лишь у 7% диаметры на красных картах больше диаметров на синих. Это дает некоторое представление о цвете обнаруженных нами карликовых галактик. Оценка среднего значения интернационального показателя цвета приводит к величине  $\sim 0^m 6$ .

Для сравнения картин распределения карликовых галактик высокой светимости из каталога А. де Вокулер и Ж. де Вокулера [10] были выбраны галактики с  $m_{pg} \leq 13.0$ , находящиеся в исследованной области неба. Несмотря на общее сходство распределений тех и других объектов, отчетливо выделяются отдельные группы карликовых галактик, довольно удаленные от ярких систем. Поэтому вывод о несомненной связи карликовых систем с индивидуальными яркими галактиками [8, 9] не кажется нам очевидным.

Таблица 1

№	$\alpha$	$\delta$	$d$	Примечания	№	$\alpha$	$\delta$	$d$	Примечания
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
1	2 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup>	82°30'	0.6	2	37	8 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup> 41 <sup>s</sup>	59°17'	0.9,0.7*	12
2	3 11 31	81 11	0.7	2	38	9 04 47	60 18	8.7—	2
3	47 00	88 43	0.6,0.5	12	39	16 22	75 57	1.1,1.0	12
4	56 14	79 57	0.6—	2	40	20 04	85 50	0.5	12
5	4 02 00	89 05	0.6,1.0	12	41	24 44	74 38	1.2,1.0*	12
6	10 01	85 58	0.6	2	42	26 08	63 24	0.7,0.5	12
7	5 07 44	81 37	0.5	1	43	36 15	58 46	0.5—	12
8	10 57	74 32	0.6—	2	44	37 02	71 29	2.7,2.0	12
9	19 21	72 42	0.7,0.6	2	45	41 33	69 45	1.1,0.8	12
10	27 45	78 44	1.7,1.0	2	46	49 33	58 44	0.6,0.7	12
11	49 53	75 25	2.0,1.5	12	47	53 22	68 47	0.8	1
12	53 10	68 41	0.6,0.5	12	48	53 40	69 24	1.4,1.2	12
13	54 03	73 23	0.7,0.5	2	49	10 00 20	66 58	1.1,1.0	12
14	6 12 59	74 49	0.8*	2	50	03 16	68 16	1.4,1.1	12
15	33 00	88 56	0.6—	12	51	04 58	70 56	0.8	12
16	35 52	80 38	0.6,0.5	12	52	15 22	65 53	1.0	12
17	42 20	60 15	0.5	2	53	24 04	71 31	0.7,0.6	12
18	49 27	71 31	0.6	2	54	24 52	67 08	1.0,0.8	12
19	7 00 54	66 06	0.6	1	55	25 04	63 38	0.7	2
20	03 59	78 39	0.6,0.5	12	56	27 58	78 08	0.7,0.8	1
21	10 59	76 04	1.0,0.7*	12	57	41 16	60 45	1.5	12
22	17 03	66 56	0.5	1	58	46 10	65 05	1.5,1.2	2
23	24 54	58 59	0.9,0.6	12	59	11 09 34	64 24	0.8—	12
24	50 06	61 35	0.5,0.7	12	60	12 38	58 35	0.6*	12
25	8 02 35	73 19	0.5	12	61	14 50	58 39	0.7	1
26	09 41	73 39	0.5	2	62	17 38	58 03	1.1,0.8	12
27	19 17	85 04	0.6,0.5	12	63	36 43	59 29	0.6	12
28	22 36	79 06	0.6	12	64	40 07	59 24	1.3	12
29	27 59	59 11	0.5	12	65	56 25	56 40	0.5	12
30	29 34	84 36	0.5	12	66	59 46	79 36	0.5,0.6	12
31	31 36	78 10	0.7	12	67	12 04 11	85 56	0.6	12
32	33 44	67 36	0.6,0.5	12	68	17 09	75 25	0.6,0.5	12
33	39 06	77 21	0.6,0.5	12	69	19 02	57 06	0.5,0.6	12
34	41 01	78 51	0.6,0.5	12	70	22 02	61 34	0.8	12
35	45 14	74 12	0.6,0.5	12	71	23 38	58 36	1.4,0.8	12
36	49 29	73 58	0.5	12	72	23 58	62 43	0.7,0.5	12

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
73	12 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup> 52 <sup>s</sup>	70°37'	1.8,1.5	12	89	13 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 19 <sup>s</sup>	60°22'	0.7	12
74	25 39	75 54	0.5	2	90	14 28 09	59 06	0.6,0.5	12
75	32 08	64 57	0.6	12	91	33 47	57 26	0.8	12
76	33 10	73 58	0.5	2	92	15 10 52	57 11	0.7,0.6	12
77	42 20	64 17	0.5	12	93	13 17	63 02	1.0	12
78	42 46	71 05	0.7,0.5	1	94	36 47	59 11	0.6—	12
79	46 27	75 43	0.5—	12	95	44 49	61 48	0.6	12
80	47 57	78 44	1.0,0.6	12	96	55 31	58 54	0.8,0.5	2
81	13 00 50	89 05	0.8	12	97	17 00 16	70 23	1.1,1.0	12
82	03 07	67 59	3.0,2.7	12	98	16 18	75 25	0.5,0.7	12
83	09 08	85 50	0.6,0.5	2	99	28 12	59 15	0.6,0.5	12
84	21 36	58 04	1.9,1.5	12	100	46 39	67 31	0.7,0.6	12
85	26 25	68 00	0.8	12	101	18 09 04	80 47	0.5—	2
86	31 23	82 03	0.6—	2	102	22 18	65 43	1.8,1.7	12
87	44 08	65 44	0.5	12	103	52 05	76 53	0.6,0.5	12
-88	48 14	63 03	0.7	12	104	22 39 00	88 17	0.7	12

На рис. 1 приведена зависимость логарифма числа объектов типа Скульптора с диаметром, большим данного значения, от логарифма этого значения. Здесь же для сравнения дается прямая  $\lg N \sim -3 \lg d$ , соответствующая равномерному распределению. Распределение числа объектов по диаметру, согласно нашим данным, может быть представлено соотношением  $\lg N \sim -\lg d$ . Возможно, что это отклонение от равномерного распределения хотя бы частично обусловлено селекцией.

Если принять средний линейный диаметр карликовых сфероидальных галактик  $D = 2.6 \pm 0.7$  клс (по данным Ходжа [11] для подобных объектов в Местной группе), то на расстоянии 16 Мпс их угловые диаметры будут составлять 0.56. Можно поэтому полагать, что отмеченная часть объектов типа Скульптора располагается на расстоянии 16 Мпс и ближе. Из шести карликовых сфероидальных галактик Местной группы на таком расстоянии были бы обнаружены лишь три системы (Fornax, Sculptor, Leo I).

Если отвлечься от неоднородности распределения в пространстве карликовых сфероидальных галактик, можно оценить их число в сфере радиусом в 16 Мпс и среднюю пространственную плотность в этой сфере. 104 обнаруженных нами объекта находятся в телесном угле 0.69 стерадиана. Следовательно, полное число карликовых

сфероидальных галактик в сфере радиусом в 16  $Mpc$  равно примерно  $2 \cdot 10^3$ , а пространственная плотность этих объектов — около  $10^{-1} Mpc^{-3}$ . Эта величина на порядок превосходит значение, полученное в [9].

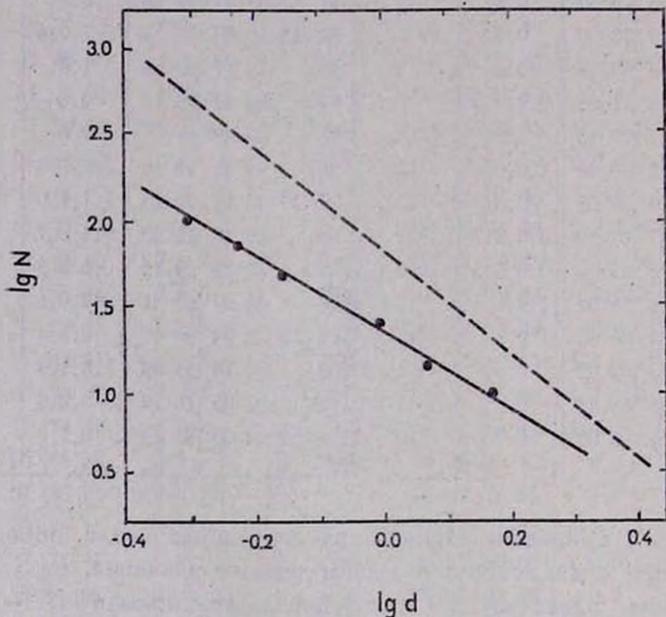


Рис. 1. Распределение числа объектов по диаметрам (сплошная линия). Пунктиром нанесена прямая  $\lg N \sim -3 \lg d$ .

**Основные выводы.** 1. Карликовые сфероидальные галактики встречаются, по-видимому, чаще чем предполагалось ранее [9].

2. Отмеченная в [8, 9] тенденция к концентрации к галактикам высоких светимостей не столь велика.

3. Распределение карликов типа Скульптора в пространстве, изученном нами, отклоняется от равномерного. Оно может быть аппроксимировано соотношением  $\lg N \sim - \lg d$ .

4. Оценка нижнего предела пространственной плотности карликовых сфероидальных галактик приводит к значению  $10^{-1} Mpc^{-3}$ .

5. Средний показатель цвета карликов типа Скульптора в интернациональной системе около  $0^m 6$ .

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за руководство работой.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE SEARCH OF DWARF SPHEROIDAL GALAXIES

N. SH. MAILIAN

104 dwarf spheroidal galaxies are discovered on the Palomar Sky Survey Charts in the region with  $\alpha > 56^\circ$  and  $b > 20^\circ$ . The space density of these objects is estimated as  $10^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ . It was shown that the earlier mentioned tendency of galaxies of this type in relation to the concentration around the galaxies of high luminosity is not strong. The distribution of angular diameters of objects under consideration is presented as  $\lg N \sim -\lg d$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *S. van den Bergh*, Publ. David Dunlap Obs., 2, 1959.
2. *В. А. Амбарцумян*, Вопросы космогонии, 8, 14, 1962.
3. *V. A. Ambartsumian*, A. J., 66, 536, 1961.
4. *G. Reaves*, A. J., 61, 69, 1956.
5. *G. Reaves*, P. A. S. P., 74, 392, 1961.
6. *G. Reaves*, P. A. S. P., 78, 407, 1966.
7. *P. Hodgs*, P. A. S. P., 72, 188, 1960.
8. *И. Д. Караченцев*, Астрофизика, 1, 203, 1965.
9. *В. Е. Караченцева*, Сообщ. Бюраканской обс., 39, 61, 1968.
10. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.
11. *P. Hodgs*, Ap. J., 144, 869, 1966.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## A POSSIBLE EVIDENCE FOR THE RECENT PRODUCTION OF MARKARIAN GALAXIES

J. HEIDMANN, A. T. KALLOGLHIAN

Received 19 January 1973

A list of pairs of Markarian galaxies with strong ultraviolet continuum is compiled. The statistical considerations show that most of them are physical. However, the observed differences of radial velocities of components of several pairs strongly suggest that a large proportion of these physical systems have positive energy. If so the kinematical ages of these systems are of the order of  $10^8$  years, which serves as an argument in favour to the recent production of Markarian galaxies.

Markarian [1—5] published five lists containing 507 galaxies with strong ultra-violet continuum in a 6000 sq. degree survey. Markarian has mentioned the existence of pairs of galaxies in his lists. In the present paper we consider some aspects of the statistics of the pairs of Markarian galaxies.

The pairs listed in Table 1 were picked up from Markarian's finding charts. Essentially the list is complete up to at least  $r = 8'$ . Five of them were already noted by Markarian. We did not include the very close pairs listed under a single Markarian number as those may be different condensations in single galaxies and we carefully checked on the *Palomar Sky Survey* prints that the pairs used here are made up of distinct galactic systems; only two (Ma 30—31, 305—306) may be systems of the NGC 5194-5 type.

According to Table 1 the histogram of Fig. 1 is constructed which gives the number of pairs with angular separation  $r$ , per 2 arcmin interval. The number of pairs expected for a random distribution is equal to  $0.14 r$  per  $2'$  interval and is represented as a dashed line in Fig. 1. It is clear that the observed number of pairs is much larger and that *most of them are physical pairs*.

*Table 7*

DATA FOR 18 CLOSE PAIRS AND A TRIPLET OF  
MARKARIAN GALAXIES

Markarian number	Angular separation (arcmin)	Projected separation (kpc)	Radial velocity difference (km/s-1)
11			
12	5.9	93	—
30			
31	0.7	20	350
38			
39	0.6	25	230
56			
57	5.3	150	310
121			
122	2.8	70	—
181			
182	2.7	63	—
211			
212	3.0	—	5400
220			
221	0.6	—	—
232			
233*	10.0	—	—
261			
262	1.1	40	—
295			
296	1.1	20	—
305			
306	0.5	11	—
325			
326	6.7	92	600
355			
356	0.5	18	—
397			
398	10.2	—	18900
404			
405	10.6	—	—
481			
482	6.8	—	—
499			
500	1.8	—	—
239	1.9	55	—
240	8.9	260	—
242			
(239)	8.1	230	—

\* Number 231 in list.

For the pairs of Table 1 with known radial velocities [6—12] the distances and the projected linear separations  $R$  were calculated (with a Hubble constant  $75 \text{ km/s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ). Fig. 2 gives the distribution of  $R$ . Fig. 2 shows a large drop, though it is complete up to  $r = 8'$ ; then Fig. 2, though probably incomplete for  $R$  larger than a few hundred  $kpc$ , gives a good approximation to the true distribution up to  $R \approx 200 \text{ kpc}$  and the drop it shows is probably real.

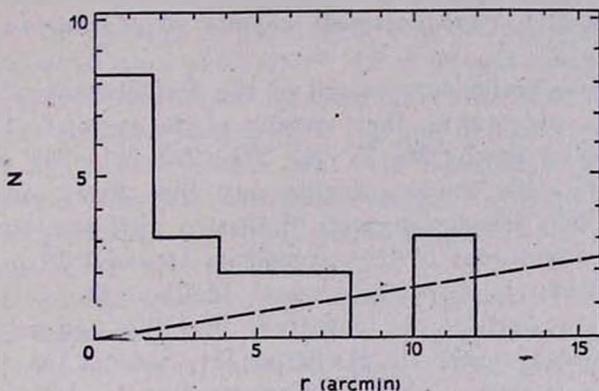


Fig. 1. Histogram of the distribution of pairs of Markarian galaxies versus angular separation  $r$  in arcmin. The dashed line is the number expected for a random distribution.

The conclusion that most pairs in Table 1 are physical is strengthened by inspection of the radial velocity differences  $\Delta V$  between the components.  $\Delta V$  ranges from 230 to  $600 \text{ km/s}^{-1}$ , except for Ma 211—212 and 397—398 which may be optical pairs.

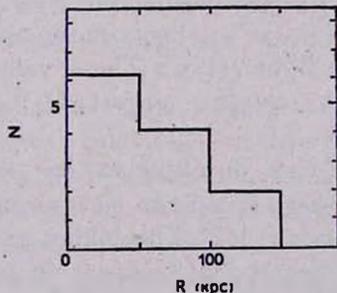


Fig. 2. Histogram of the distribution of the separation  $R$  projected on the sky, in  $kpc$ , between the components in pairs of Markarian galaxies.

We found one triple system: Ma 239—240—242, whose separations are given in Table 1. It is in a group of galaxies around NGC 4973.

The probable number of Markarian galaxies lying within  $10'$  from the centers of the pairs of Table 1 is 0.12; then the triplet is probably physical. If it is not, our data suggests the possibility of simultaneous pair production of two Markarian galaxies by a parent body.

The drop in Fig. 1 suggests that most of the other Markarian galaxies are singles. Then, if the triplet is physical, the ratios *number of singles* (*number of pairs*) *number of triplets* are 468[18]1. There is about a constant 25/1 ratio from one class to the next and this suggests *the production of a random small number of Markarian galaxies by a parent body.*

We made a preliminary search of the *Palomar Sky Survey* prints for anomalous objects in the vicinity of the systems. Possible candidates may exist nearby Ma 38—39, 211—212, 261—262 and 325—326. The most remarkable one is a double very blue fuzzy object  $2'$  North of Ma 261—262; Iskudarian and Markarian (private communication) estimate the magnitudes of its components to about 19 in the blue.

An important question is to know whether the total energies of the systems are positive or negative. For the two pairs Ma 30—31 and 38—39, already noted by Markarian [1], Sargent [6] estimated the minimum mean masses of their components for circular relative motion to be 3.0 and  $1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ , corresponding to minimum mass to light ratios  $M_i/L_{pg} = 20$  and 9 respectively. These last values are close to the mean value derived by Bottinelli et al. [12] from their 21 cm line observations of Markarian galaxies:  $\langle M_i/L_{pg} \rangle = 12$ , where  $M_i$  is the *indicative* total mass introduced by N. Heidmann [13]. It is then possible that these two pairs are bound systems.

In addition to the two probably optical pairs Ma 211—212 and 397—398, there are in Table 1 two other pairs with a known  $\Delta V$ : Ma 56—57 and 325—326. If we make the same estimates for them we obtain  $1.7$  and  $3.9 \times 10^{11}$  for the minimum mean masses and 230 and 340 for the minimum mass to light ratios. These values are a strong indication of positive energy, as the largest  $M_i/L_{pg}$  values obtained by Bottinelli et al. is only 80.

Further information may be obtained for the case of the wider pair Ma 7—8 for which there is a mass measurement. Here  $r = 26'$  and  $R = 340$  kpc;  $\Delta V = 280$  km/s $^{-1}$  [12]; Khachikian, private communication); on large scale plates Ma 7 and Ma 8 appear to be of strikingly similar morphological types [14] and very probably form also a physical pair. The minimum mean mass for circular relative motion is  $3.2 \times 10^{12} M_{\odot}$  while the 21-cm line observations lead to  $M_i = 4.0 \times 10^{11} M_{\odot}$  for Ma 7. Therefore, the pair Ma 7—8 has a positive energy.

Then, as out of these five pairs, again without into taking account of the two probably optical pairs, at least three have positive energy, it is likely that *a large proportion of the other physical systems also have positive energy and have their components flying apart.* This conclusion is valid if the mass of the possibly left over parent body is negligible.

In the case of positive energy pairs it is natural to introduce a kinematical age  $t = R \langle \tan i \rangle / \Delta V$  where  $i$  is angle between the pair line and the plane of the sky;  $\langle \tan i \rangle = 1$ . For the pairs Ma 7—8, 56—57 and 325—326, we obtain  $t = 1.0 \times 10^9$ ,  $4.8 \times 10^8$  and  $1.5 \times 10^8$  years respectively. Thus *the components of these pairs started to depart one from the other quite recently* compared to the age of the universe or even compared to the evolution time which is imparted to galaxies in conventional models. The data presented here give evidence for the recent production of Markarian galaxies and give support to the views proposed by Ambartsumian as early as 1958 [15].

We did not find any clear difference between Markarian galaxies at large and those in pairs for parameters such as strength of UV spectrum, Markarian types, absolute magnitudes, morphological types. But it should be noted that *in Table 1 there is no Seyfert type galaxy* though the expected number for random distribution is four [6—8, 16—21]. From Shramek's and Tovmassian's (private communication) 6-cm survey of Markarian galaxies, two or possibly four detected galaxies are in the systems of Table 1, while the expected number for random distribution is two.

The drops in Fig. 1 and 2 suggest *the transformation of at least one of the Markarian components into a galaxy with no ultra-violet continuum to occur within a time of the order of half a billion years.* If the mass of the possibly left over parent body is not negligible the systems may all be bounded and this would account for the drop of Fig. 2.

Correlations between more widely separated Markarian galaxies and between Markarian galaxies, Zwicky [22] galaxies—for which a large proportion of multiple systems have been found by Bertola *et al.* [23]—and normal galaxies are being investigated and more details will be given in a later paper. A thorough investigation of the systems of Table 1 may bring up significant contributions to the problem of the origin of galactic systems at large.

This work was done while one of us (J. H.) was on leave from Paris Observatory as a Visiting Astronomer in Byurakan Observatory

under the Exchange Program between the Academy of Sciences of the U.S.S.R. and the C.N.R.S. of France.

It is a pleasure to thank Dr. V. A. Ambartsumian for very valuable discussions.

Paris Observatory,  
Byurakan Astrophysical Observatory

## ВОЗМОЖНОЕ СВИДЕТЕЛЬСТВО О НЕДАВНЕМ ПРОИСХОЖДЕНИИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Ж. АЙДМАНН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Составлен список пар галактик Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом. По статистическим соображениям большинство пар является физическими. Наблюдаемые разности радиальных скоростей компонентов пар свидетельствуют в пользу того, что большая часть физических пар обладает положительной энергией. Если это так, то кинематический возраст систем порядка  $10^8$  лет, что говорит о недавнем возникновении галактик Маркаряна как отдельных единиц.

### REFERENCES

1. B. E. Markarian, *Astrofizika*, 3, 55, 1967.
2. B. E. Markarian, *Astrofizika*, 5, 443, 1969.
3. B. E. Markarian, *Astrofizika*, 5, 581, 1969.
4. B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, *Astrofizika*, 7, 511, 1971.
5. B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, *Astrofizika*, 8, 155, 1972.
6. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970.
7. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
8. M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov, B. E. Markarian, *Astrofizika*, 7, 177, 1971.
9. M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov, *Astrofizika*, 8, 33, 1972.
10. M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov, *Astrofizika*, 8, 177, 1972.
11. M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov, *Astrofizika*, 8, 329, 1972.
12. L. Bottinelli, L. Couguenheim, J. Heidmann, *Astron. Astrophys.*, (in press).
13. J. Heidmann, *Ap. Lett.*, 3, 153, 1969.
14. A. T. Kalloghlian, *Astrofizika*, 7, 521, 1971.
15. V. A. Ambartsumian, XIème Conférence Solvay, éd. Stoops, Bruxelles, 241, 1958.
16. E. Ye. Khachikian, *A. J.*, 73, 891, 1968.
17. M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov, B. E. Markarian, *Astron. Circ.*, No. 568, 1970.

18. *D. W. Weedman, E. Ye. Khachikian*, *Astron. Circ.*, No. 506, 1969.
19. *M. A. Arakellian, E. A. Dibay, V. F. Yesipov*, *Astrofizika*, 6, 39, 1970.
20. *M. A. Arakellian, E. A. Dibay, V. F. Yesipov, B. E. Markarian*, *Astrofizika*, 6, 357, 1970.
21. *M. H. Ulrich*, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
22. *F. Zwicky, M. A. Zwicky*, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-eruptive Galaxies*, Calif. Inst. Techn., 1971.
23. *F. Bertola, F. Lucchin, E. Nasi*, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 42, 517, 1971.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. IV. БЕСКОНЕЧНАЯ СРЕДА

Н. Б. ЕНГИБАРЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 2 августа 1971

Пересмотрена 12 января 1973

В статье, представляющей собой продолжение серии работ [1—3], рассматривается задача переноса резонансного излучения в бесконечной среде. Задача ставится при достаточно общих предположениях о виде функции перераспределения по частотам в случае, когда последняя считается независимой от угла рассеяния. В некоторых случаях, как, например, при точном законе перераспределения для доплеровского уширения линии, удается довести решение задачи до конца. Определяются степень возбуждения на различных расстояниях от источника, а также распределение длины пути фотона, в зависимости от исходной частоты (последнее при учете поглощения в непрерывном спектре). Приводятся результаты численных расчетов.

В предыдущих статьях данной серии [1—3] был предложен метод точного решения задачи переноса излучения в плоскопараллельном слое конечной толщины, а также в полубесконечной среде, внутри спектральной линии. Задачи рассматривались как с учетом, так и без учета зависимости функции перераспределения от угла рассеяния.

В настоящей статье будет рассмотрена задача некогерентного рассеяния в бесконечной среде при достаточно общих предположениях относительно функции перераспределения. Расчет поля излучения в бесконечной среде представляет определенный интерес с точки зрения выяснения физики ряда эффектов, имеющих место как в этом, так и в более общих случаях. Задача о переносе излучения в бесконечной среде возникает в тех случаях, когда размеры среды намного превосходят длину свободного пробега кванта, то есть когда оптическая толщина среды в центральной частоте линии очень велика. С такой

ситуацией мы сталкиваемся, в частности, при определении светового режима в глубоких слоях полубесконечной среды. Данная задача несравненно проще соответствующих задач для полубесконечной среды и среды конечной толщины, и, как будет показано ниже, в ряде важных случаев допускает решение в замкнутой форме. Это дает возможность наглядно представить влияние тех или иных исходных упрощающих предположений о виде функции перераспределения (когерентность, полная некогерентность) на конечный результат. Представляет несомненный интерес также определение влияния указанных упрощающих предположений на значения некоторых важных физических характеристик, описывающих поле излучения. Мы имеем в виду прежде всего степень возбуждения в той или иной точке среды, среднюю длину пробега кванта, расстояние от места первичного возбуждения атома до места „гибели“ кванта, возбуждившего некоторый атом в указанном элементарном объеме.

1. Рассмотрим задачу о расчете поля излучения в бесконечной однородной, изотропно рассеивающей среде, создаваемого точечным источником, расположенным в начале декартовой системы координат  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  (все величины  $\tau_i$  измеряются в единицах оптической длины в центре спектральной линии). Задача переноса излучения в бесконечной среде при монохроматическом и полностью некогерентном рассеянии рассмотрена в книге В. В. Иванова [4]. Отсылая за всеми подробностями к указанной книге, отметим, что решение задачи сводится к определению функции источника  $S_p(\tau, x', x)$ , представляющей собой отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения. Указанная функция удовлетворяет следующему уравнению:

$$S_p(\tau, x', x) = \frac{\lambda}{4\pi} r(x', x) \frac{e^{-a(x)\tau}}{\tau^3} + \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-a(x'')|\tau-\tau'|}}{|\tau-\tau'|^2} S_p(\tau', x'', x) d\tau'. \quad (1)$$

Функции  $S_p(\tau, x', x)$  можно приписать следующий вероятностный смысл:  $(\lambda(x')/(\lambda(x))) S_p(\tau, x', x) d\tau dx$  представляет собой вероятность того, что квант, имеющий при поглощении в некоторой точке М безразмерную частоту  $x'$ , после ряда рассеяний поглотится в элементарном объеме  $d\tau$  на расстоянии  $\tau$  от точки М, имея при этом некоторую частоту, заключенную между  $x$  и  $x + dx$ . Знание функции  $S_p$  позво-

лит определить поле излучения при произвольном распределении источников простым интегрированием.

Для решения уравнения (1) применим к обеим частям преобразование Фурье по пространственным координатам  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$ . При этом заметим, что если некоторая функция  $f(x, y, z)$  зависит от координат  $x, y, z$  через  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , то ее преобразование Фурье

$$F(u, v, w) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) e^{i(ux+vy+wz)} dx dy dz$$

зависит от  $u, v, w$  посредством  $s = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$  и обращается тем самым в радиальное преобразование функции  $f(r)$  с ядром  $4\pi(r \sin rs)/s$

$$F(s) = 4\pi \int_0^{\infty} f(r) \frac{r \sin rs}{s} dr,$$

обращение которого дается формулой

$$f(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} F(s) \frac{s \sin rs}{s} ds.$$

С учетом всего сказанного уравнение (1) принимает следующий вид:

$$Q(x', x, s) = r(x', x) + \lambda \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'') V(x'', s) Q(x'', x, s) dx'', \quad (2)$$

где принято

$$V(x, s) = \frac{1}{s} \operatorname{arctg} \frac{s}{\alpha(x)} \quad (3)$$

$$Q(x', x, s) = \frac{4\pi}{\lambda V(x, s)} \int_0^{\infty} S_p(\tau, x', x) \frac{\sin \tau s}{s} d\tau. \quad (4)$$

Интегральное уравнение (2) мы рассмотрим при одном из следующих предположений относительно функции перераспределения  $r(x', x)$ :

а) случай доплеровского уширения линии, когда  $r(x', x)$  имеет вид

$$r(x', x) = \int_{\max(|x'|, |x|)}^{\infty} e^{-z^2} dz = \begin{cases} \Phi(x), & \text{если } |x'| < |x| \\ \Phi(x'), & \text{если } |x'| > |x|, \end{cases} \quad (C)$$

где введено обозначение

$$\Phi(x) = \int_{|x|}^{\infty} e^{-z^2} dz;$$

б) случай, когда функция перераспределения  $r(x', x)$  заменяется выражением вида

$$r(x', x) = \sum_{k=1}^n a_k(x') a_k(x) + \gamma a(x') \delta(x' - x) \quad (F)$$

В первом из перечисленных случаев [уравнение (2) может быть сведено к следующей краевой задаче (зависимость от параметра  $s$  мы опускаем):

$$\frac{d}{dx'} \left[ \frac{1}{V(x')} \frac{dy(x', x)}{dx'} \right] + 2\lambda e^{-x'^2} y(x', x) = \theta(x' - x) e^{-x'^2}, \quad (5)$$

$$y(0, x) = y_x'(\infty, x) = 0, \quad (6)$$

где

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ 1 & \text{при } x \geq 0. \end{cases}$$

К решению задачи (5), (6) после небольших видоизменений могут быть применены результаты работы В. С. Владимирова [5], позволяющие свести указанную задачу к последовательному решению уравнения Риккати и двух линейных дифференциальных уравнений первого порядка. Аналогичные результаты можно получить, применяя метод решения интегральных уравнений с симметрическими ядрами, предложенный в [6], непосредственно к исходному уравнению (2).

Функция

$$U(x', x) = \sqrt{V(x')} Q(x', x) \quad (7)$$

удовлетворяет уравнению

$$U(x', x) = \sqrt{V(x')} r(x', x) + \int_0^{\infty} K(x', x'') U(x'', x) dx'', \quad (8)$$

где

$$K(x, y) = 2i\sqrt{V(x)V(y)}\Phi(y) \text{ при } x < y; \quad K(x, y) = K(y, x). \quad (9)$$

В силу быстрой сходимости интеграла, стоящего в правой части (9), можно верхний предел [интегрирования] заменить конечным числом  $a$ . Решение уравнения (9) сводится к последовательному решению уравнений (см. [6]) вольтерровского типа

$$\Psi(x, y) = K(x, y) + \int_x^y \Psi(t, x)\Psi(t, y) dt, \quad (10)$$

$$E(x, y) = \Psi(x, y) + \int_x^y \Psi(t, y)E(x, t) dt, \quad (11)$$

$$\varphi(x, y) = \sqrt{V(x)}r(x, y) + \int_0^x \Psi(t, x)\varphi(t, y) dt, \quad (12)$$

после чего функция  $U(x', x)$  находится из соотношения

$$U(x', x) = \varphi(x', x) + \int_{x'}^a \varphi(t, x)E(x', t) dt. \quad (13)$$

Остановимся несколько подробнее на решении уравнений (10)–(12). Обратимся сначала к уравнению (10). В нашем частном случае, когда ядро  $K(x, y)$  задается посредством (9), функция  $\Psi(x, y)$  имеет структуру

$$\Psi(x, y) = 2i\sqrt{V(x)V(y)}\Phi(y)\omega(x), \quad (14)$$

причем  $\omega(x)$  удовлетворяет уравнению

$$\omega(x) = 1 + 2i\Phi(x) \int_0^x V(t)\omega^2(t) dt. \quad (15)$$

Если теперь ввести обозначение

$$f(x) = \int_0^x V(t)\omega^2(t) dt, \quad (16)$$

то для определения этой функции получаем упомянутое уравнение Риккати

$$\frac{df}{dx} = V(x)[1 + 2\lambda\Phi(x)f(x)]^2, \quad (17)$$

с начальным условием  $f(0) = 0$ . Решение этой задачи легко может быть получено численно, после чего находится функция  $\omega(x)$ , а из (14) определяется и функция  $\Psi(x, y)$ .

Обратимся теперь к уравнению (11), которое с учетом (14) можно переписать в виде

$$E(x, y) = 2\lambda\sqrt{V(y)}\Phi(y)\left[\sqrt{V(x)}\omega(x) + \int_x^y \sqrt{V(t)}\omega(t)E(x, t)dt\right]. \quad (18)$$

Представим функцию  $E(x, y)$  в виде

$$E(x, y) = 2\lambda\sqrt{V(x)V(y)}\Phi(y)F(x, y), \quad (19)$$

где  $F(x, y)$  удовлетворяет следующему уравнению:

$$F(x, y) = \omega(x) + \int_x^y \Psi(z, z)F(x, z)dz. \quad (20)$$

Отсюда, как нетрудно увидеть, функция  $F(x, z)$  удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{dF}{dy} = \Psi(y, y)F(x, y)$$

с начальным условием

$$F(x, x) = \omega(x).$$

Решая полученное уравнение и представляя его решение в (19), окончательно будем иметь

$$E(x, y) = 2\lambda\sqrt{V(x)V(y)}\Phi(y)\omega(x)\frac{W(y)}{W(x)}, \quad (21)$$

где для краткости введено следующее обозначение:

$$W(y) = \exp\left\{\int_0^y \Psi(t, t)dt\right\} = \exp\left\{2\lambda\int_0^y V(t)\Phi(t)\omega(t)dt\right\}.$$

Обращаясь, наконец, к решению интегрального уравнения (12), перепишем предварительно его в виде

$$\varphi(x, y) = \sqrt{V(x)} \left[ r(x, y) + 2\lambda \Phi(x) \int_0^x \sqrt{V(t)} \omega(t) \varphi(t, y) dt \right]. \quad (22)$$

В случае, когда  $x < y$ , учитывая (С) и (15), будем иметь

$$\varphi(x, y) = \sqrt{V(x)} \omega(x) \Phi(y). \quad (23)$$

Рассмотрим теперь случай, когда  $x > y$ . В этом случае уравнение (22) имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) = \sqrt{V(x)} \Phi(x) \left[ 1 + 2\lambda \Phi(y) \int_0^y V(t) \omega^2(t) dt + \right. \\ \left. + 2\lambda \int_y^x \sqrt{V(t)} \omega(t) \varphi(t, x) dt \right] \end{aligned}$$

или же, если учесть (15), то

$$\varphi(x, y) = \sqrt{V(x)} \Phi(x) \left[ \omega(y) + 2\lambda \int_y^x \sqrt{V(t)} \omega(t) \varphi(t, x) dt. \right]$$

Функцию  $\varphi(x, y)$  представим в виде

$$\varphi(x, y) = \sqrt{V(x)} \Phi(x) \sigma(x, y).$$

Тогда для определения функции  $\sigma(x, y)$  будем иметь уравнение

$$\sigma(x, y) = \omega(y) + \int_y^x \Psi(t, t) \sigma(t, y) dt,$$

которое легко свести к дифференциальному уравнению

$$\frac{d\sigma(x, y)}{dx} = \Psi(x, x) \sigma(x, y)$$

с начальным условием  $\sigma(y, y) = \omega(y)$ .

Решая полученное уравнение, имеем

$$\sigma(x, y) = \omega(y) \frac{W(x)}{W(y)}.$$

Таким образом, окончательно для  $\varphi(x, y)$  находим

$$\varphi(x, y) = \begin{cases} \sqrt{V(x)} \omega(x) \Phi(y), & \text{если } x < y \\ \frac{E(y, x)}{\sqrt{V(y)}}, & \text{если } x > y \end{cases} \quad (24)$$

где мы использовали соотношение (21). Подставляя полученные выражения для  $\varphi(x, y)$  и  $E(x, y)$ , соответственно из (24) и (21), в (13), для функции  $Q(x', x, s)$  получаем следующие выражения:

$$Q(x, y) = \omega(x) \Phi(y) + 2\lambda \frac{\omega(x) \Phi(y)}{W(x)} \int_x^y V(t) \omega(t) \Phi(t) W(t) dt + \\ + 4\lambda^2 \frac{\omega(x) \omega(y)}{W(x)W(y)} \int_y^x V(t) \Phi^2(t) W^2(t) dt \quad \text{при } x < y. \quad (25)$$

$$Q(x, y) = 2\lambda \frac{\omega(y)}{W(y)} \left[ \Phi(x) W(x) + 2\lambda \frac{\omega(x)}{W(x)} \int_x^y V(t) \Phi^2(t) W^2(t) dt \right] \quad (26) \\ \text{при } x > y.$$

Здесь необходимо обратить внимание на то, что искомая функция двух переменных  $Q(x', x)$  выражается целиком через функции одного переменного. Приведенные соотношения дают решение уравнения (2) в случае доплеровского уширения линии.

Второй случай, к рассмотрению которого мы переходим, относится к закону (F). Здесь мы выделяем слагаемое, соответствующее доле излучения, рассеивающейся ближе к монохроматическому. Это кажется нам важным, поскольку при заданном  $\lambda$  подходящим выбором  $\gamma$  можно добиться значительной точности в аппроксимации функции перераспределения. Такой выбор можно делать всегда, если только удастся получить решение задачи при точном законе перераспределения. Вопрос об оптимальном выборе значения параметра  $\gamma$  нуждается в специальном исследовании. Эту величину можно приближенно оценить, исходя из физических соображений [7].

При законе (F) решение уравнения (2) представляет собой сумму регулярной и сингулярной частей

$$Q(x', x, s) = \bar{Q}(x', x, s) + \tilde{Q}(x', s) \delta(x' - x).$$

Для  $\bar{Q}$  и  $\tilde{Q}$  имеем следующие выражения:

$$\tilde{Q}(x, s) = \frac{\gamma^a(x)}{1 - i\gamma^a(x) V(x, s)};$$

$$\begin{aligned} \bar{Q}(x', x, s) &= \frac{1 + iV(x, s) \bar{Q}(x, s)}{1 - i\gamma^a(x') V(x', s)} \sum_{k=1}^n \alpha_k(x') Q_k(x, s) = \\ &= \frac{1}{[1 - i\gamma^a(x') V(x', s)][1 - i\gamma^a(x) V(x, s)]} \sum_{k=1}^n \alpha_k(x') Q_k(x, s). \end{aligned}$$

Система функций  $\{Q_k(y, s)\}$  удовлетворяет алгебраической системе уравнений

$$Q_k(y, s) = \alpha_k(y) + \lambda \sum_{m=1}^n c_{km}(s) Q_m(y, s),$$

где

$$c_{km}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(x, s) \alpha_k(x) \alpha_m(x)}{1 - i\gamma^a(x) V(x, s)} dx.$$

После определения функции  $Q(x', x, s)$  тем или иным способом, полное решение задачи сводится к обращению преобразования Фурье. К этому вопросу мы еще вернемся в конце статьи.

2. Знание функции  $S_p(\tau, x', x)$  позволяет, в частности, определить степень возбуждения атомов в каждой точке среды. Для ее определения введем функцию, которой мы припишем следующий вероятностный смысл:  $G(x, \tau) d\tau$  — представляет собой вероятность того, что квант, излученный в начале координат, с частотой  $x$ , после ряда рассеяний поглотится в элементарном объеме  $d\tau$ , на расстоянии  $\tau$  от начала координат. Допустим теперь, что в начале координат помещен источник, который за единицу времени изотропно излучает  $\frac{A_{21}}{\lambda} \frac{N(x)}{k_0^3 n^2} dx$  квантов в интервале частот  $x, x + dx$ . Тогда число квантов, поглощенных за единицу времени в элементарном объеме  $d\tau$ , будет равно

$$\frac{A_{21}}{\lambda k_0^3 n^2} \int_{-\infty}^{\infty} N(x) G(x, \tau) dx.$$

С другой стороны, число квантов, спонтанно излученных указанным объемом за единицу времени, равно

$$n_2 A_{21} dV = n_2 A_{21} \frac{d\tau}{k_0^3 n^2},$$

где  $n_2$  — число возбужденных атомов,  $n$  — полное количество атомов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $k_0$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом в центральной частоте линии. Воспользовавшись условием стационарности, для степени возбуждения получаем

$$\frac{n_2(\tau)}{n} = \int_{-\infty}^{\infty} N(x) G(x, \tau) dx.$$

Функцию  $G(x, \tau)$  нетрудно выразить через  $S_p(\tau, x', x)$ . Однако для ее определения можно получить отдельное интегральное уравнение

$$G(x, \tau) = \frac{\alpha(x)}{4\pi\tau^2} e^{-\alpha(x)\tau} + \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\tau'\alpha(x)} \frac{d\tau'}{\tau'^2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') G(x', \tau - \tau') dx',$$

которое решается таким же способом, как и уравнение (1). В случае доплеровского уширения линии преобразование Фурье  $\bar{G}(x, s)$  от функции  $G(x, \tau)$  имеет вид

$$\bar{G}(x, s) = \varphi(x, s) + V(x, s) \frac{\omega(x, s)}{W(x, s)} \int_x^{\alpha} \varphi(t, s) \Phi(t) W(t, s) dt,$$

где

$$\varphi(x, s) = V(x, s) \left[ \alpha(x) + 2\lambda\Phi(x) W(x, s) \int_0^x \frac{\alpha(t) V(t, s)}{W(t, s)} \omega(t, s) dt \right].$$

Остальные обозначения совпадают с обозначениями, введенными в разделе 1.

Знание степени возбуждения на любом расстоянии  $\tau$  от источника позволяет, в частности, определить размеры области накопления [3].

3. Представляет известный интерес определение распределения длины пути фотона, проходимого им от места первоначального излучения до места его „гибели“. Подобная задача при предположении о полном перераспределении по частотам была рассмотрена в работе В. В. Иванова [8]. Здесь мы займемся вопросом определения распределения длины пробега кванта в зависимости от частоты, в которой он излучается в начале своего пути, причем нами будет предложен несколько иной подход.

Введем в рассмотрение величину  $P(x, l) dl$ , представляющую собой вероятность того, что излученный в некоторой точке квант частоты  $x$  после ряда рассеяний погибнет, пройдя при этом путь,

заключенный между  $l$  и  $l + dl$ . Поставим задачу об определении функции  $P(x, l)$ , учитывая при этом поглощение в непрерывном спектре. Для указанной функции, исходя из ее вероятностного смысла, нетрудно получить следующее интегральное уравнение:

$$P(x, l) = e^{-[\alpha(x)+\beta]l} [(1-\lambda)\alpha(x) + \beta] + \\ + \lambda \int_0^l e^{-[\alpha(x)+\beta]l'} dl' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, t) P(t, l-l') dt, \quad (27)$$

где через  $\beta$  обозначено отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре спектральной линии.

Для решения уравнения (27) применим к обеим его частям преобразование Лапласа по  $l$ . Тогда будем иметь

$$\bar{P}(x, s) = \frac{(1-\lambda)\alpha(x) + \beta}{\alpha(x) + \beta + s} + \frac{\lambda}{\alpha(x) + \beta + s} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, t) \bar{P}(t, s) dt, \quad (28)$$

где через  $\bar{P}(x, s)$  обозначено преобразование Лапласа функции  $P(x, s)$  по  $l$ . Как и следовало ожидать, имеем  $\bar{P}(x, 0) = 1$  при  $(1-\lambda)^2 + \beta^2 \neq 0$ . Введем функцию

$$T(x) = \int_0^{\infty} l P(x, l) dl,$$

представляющую собой средний путь, пройденный квантом частоты  $x$ . Нетрудно убедиться, что

$$T(x) = - \left[ \frac{d}{ds} \bar{P}(x, s) \right]_{s=0} \quad \text{и} \quad \lim_{x \rightarrow \infty} T(x) = \frac{1}{\beta}.$$

Воспользовавшись (27), можно получить уравнение для определения функции  $T(x)$ :

$$T(x) = \frac{1}{\alpha(x) + \beta} + \frac{1}{\alpha(x) + \beta} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, t) T(t) dt. \quad (29)$$

Уравнения (27) и (29) решаются точно так же, как уравнение (2). В случае закона перераспределения (С) решение уравнения (29) имеет вид:

$$T(x) = \omega(x) \left[ 1 + \frac{1}{W(x)} \int_x^{\infty} \omega(t) \Phi(t) W(t) dt \right]. \quad (30)$$

С целью сопоставления значений величины  $T(x)$  при различных предположениях о виде функции перераспределения приведем выражение для функции  $T(x)$  и для случая полного перераспределения по частотам

$$T(x) = \frac{1}{\alpha(x) + \beta} \left[ 1 + \lambda \frac{\alpha(x) \delta_1(\beta)}{1 - \lambda \delta_2(\beta)} \right], \quad (31)$$

где

$$\delta_k(\beta) = A \int_0^{\infty} \frac{\alpha^k(x)}{\alpha(x) + \beta} dx;$$

$A$  — нормировочный множитель, равный  $\pi^{-1/2}$ , в случае доплеровского уширения линии. В этом случае  $\alpha(x) = e^{-x^2}$ .

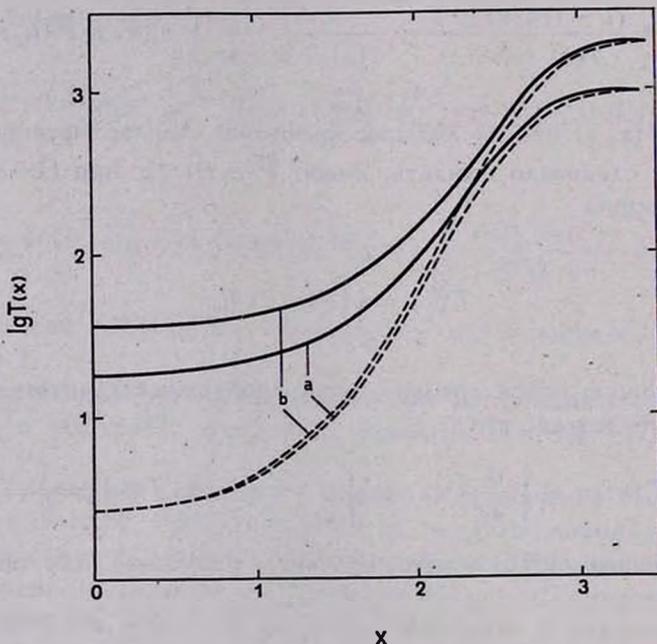


Рис. 1. Зависимость среднего пути, проходимого квантом, от частоты. Сплошные кривые соответствуют случаю точного закона перераспределения; пунктиром обозначены кривые в случае полного перераспределения по частотам; а)  $\lambda = 0.7$ ,  $\beta = 10^{-3}$ , б)  $\lambda = 0.7$ ,  $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$ .

На рис. 1 приведены графики функции  $T(x)$ , задаваемой формулой (30), при различных значениях параметров  $\lambda$  и  $\beta$ . Для сравне-

ния приводятся также кривые, относящиеся к случаю полного перераспределения по частотам (на рис. 1 они изображены прерывистой линией), когда  $T(x)$  задается посредством (31). Как видно из рис. 1 и табл. 1, предположение о полном перераспределении по частотам приводит к значительным отклонениям значений  $T(x)$  в центральных частотах линии от его значений в случае точного закона перераспределения. Что же касается крыльев линий, то здесь согласие кажется удовлетворительным.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ  $T(x)$ ; а) В СЛУЧАЕ ТОЧНОГО ЗАКОНА ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ; б) В СЛУЧАЕ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ

x	$\lambda=0.7$ $\beta=10^{-3}$		$\lambda=0.7$ $\beta=5 \cdot 10^{-4}$		$\lambda=0.8$ $\beta=10^{-3}$	
	а	б	а	б	а	б
0	18.331	2.5763	35.507	2.6592	52.119	2.9511
0.3	18.870	2.6701	36.436	2.7532	52.962	3.0449
0.6	20.115	3.0709	38.578	3.0917	53.995	3.3825
0.9	22.192	3.8182	41.988	3.8904	54.157	4.1925
1.2	26.220	5.7752	48.363	5.8689	54.537	6.1488
1.5	35.438	10.963	62.298	11.196	59.633	11.334
1.8	58.078	26.144	94.189	26.851	78.599	26.803
2.1	118.55	77.475	170.34	80.614	134.86	77.821
2.4	288.08	242.10	376.18	275.32	297.85	242.38
2.7	629.27	595.05	926.72	846.75	634.89	595.21
3.0	904.30	890.32	1644.2	1604.4	906.44	890.36
3.3	985.06	981.73	1939.2	1928.2	985.56	981.73
3.6	998.36	997.66	1993.1	1990.6	998.47	997.66

4. Выше было отмечено, что обращение преобразования Фурье сводится к вычислению интеграла

$$\int_0^{\infty} sF(s) \sin rs ds. \quad (32)$$

Непосредственное численное вычисление этого интеграла при больших значениях  $r$  связано со значительными трудностями из-за сильных колебаний функции  $\sin rs$ . Для преодоления указанной трудности различными авторами применялись специальные методы, пригодные в том или ином конкретном случае. В книге В. В. Иванова [4]

излагаются результаты (полученные автором совместно с Д. И. Нагирнером) решения задачи переноса в бесконечной среде в случае полного перераспределения по частотам. В указанном решении интеграл (32) деформированием контура интегрирования сведен к интегралу с экспоненциально убывающим множителем в подынтегральном выражении. Аналогичные результаты могут быть получены в нашем случае. Однако законность деформирования контура интегрирования нуждается в обосновании.

Можно предложить другой путь вычисления интеграла (32). Пусть функция  $g(x)$  определена на  $[0, \infty)$  и  $\bar{V}_0 g(x) < +\infty$ , а  $\int_0^{\infty} g(x) \sin kx dx$  сходится при  $k > 0$ , тогда для интеграла  $\int_a^{\infty} g(x) \sin kx dx$  ( $a > 0$ ) справедлива следующая оценка:

$$\left| \int_a^{\infty} g(x) \sin kx dx \right| \leq \frac{2}{k} \bar{V}_a g(x). \quad (33)$$

Действительно, пусть  $x_j = a + \frac{2\pi}{k}j$ , тогда

$$\begin{aligned} \int_a^{\infty} g(x) \sin kx dx &= \sum_{j=0}^{\infty} \int_{x_j}^{x_{j+1}} g(x) \sin kx dx = \\ &= \sum_{j=0}^{\infty} \int_{x_j}^{x_{j+1}} [g(x) - c_j] \sin kx dx \text{ при произвольном } \{c_j\}. \end{aligned}$$

Если теперь взять  $c_j = \frac{M_j + m_j}{2}$ , где  $M_j = \sup_{x \in [x_j, x_{j+1}]} g(x)$ ;  $m_j = \inf_{x \in [x_j, x_{j+1}]} g(x)$ , а также  $\omega_j = M_j - m_j$ , то получаем нужную оценку:

$$\left| \int_a^{\infty} g(x) \sin kx dx \right| \leq \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\omega_j}{2} \int_{x_j}^{x_{j+1}} |\sin kx| dx = \frac{2}{k} \sum_{j=0}^{\infty} \omega_j \leq \frac{2}{k} \bar{V}_a g(x).$$

В том частном случае, когда  $g(x) \downarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ , то  $\bar{V}_a g(x) = g(a)$  и оценка (33) принимает вид

$$\left| \int_a^{\infty} g(x) \sin kx dx \right| \leq \frac{2}{k} g(a). \quad (34)$$

Другой вывод оценки (34) содержится в книге Бохнера [9]. Для вычисления интеграла (32) перепишем его в следующем виде:

$$\int_0^{\infty} sF(s) \sin rs ds = \int_0^a + \int_a^{\infty}.$$

Если  $sF(s) \downarrow 0$ , начиная с некоторого значения  $s = s_0$ , как это имеет место в рассматриваемой нами задаче, то второе слагаемое может быть оценено по формуле (34). Что же касается первого слагаемого, то оно может быть вычислено по формуле Филона (см. [8], стр. 580).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за многочисленные обсуждения и ценные замечания.

- Институт математики  
АН АрмССР

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## NON-COHERENT SCATTERING IV. AN INFINITE MEDIUM

N. B. YENGIBARIAN, A. G. NICOHOSSIAN

The problem of the resonance radiation transfer in an infinite medium is solved. The problem is considered for a sufficient general assumption on the form of the redistribution function, when the latter is independent from the angle of scattering. In some cases it is possible to solve the problem completely, as, for example, in the case of an exact law of redistribution in frequencies for the Doppler broadening of line. The degree of excitation on the different distances from the source, as well as the distribution of the length of the photon path depending on the original frequency are determined. The results of numerical calculations are given.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н. Б. Енгибарян, *Астрофизика*, 7, 573, 1971.
2. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 8, 71, 1972.
3. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 28, 213, 1972.
4. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
5. В. С. Владимиров, *ПММ*, 19, 315, 1955.
6. Н. Б. Енгибарян, *ДАН СССР*, 203, 19, 1972.
7. L. Spitzer, *Jr.*, *Ap. J.*, 99, 1, 1944.
8. В. В. Иванов, *Астрофизика*, 6, 643, 1971.
9. С. Бохнер, *Лекции об интегралах Фурье*, Физматгиз, М., 1962.
10. И. Снеддон, *Преобразования Фурье*, ИЛ, М., 1955.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1.

ПОСТ-НЬЮТОНОВСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА  
В ТЕОРИИ ИОРДАНА

А. А. БАРАНОВ

Поступила 24 января 1972

Пересмотрена 27 декабря 1972

В работе построена пост-ньютоновская гидродинамика в теории тяготения Иордана, включающая в себя, как частные случаи, пост-ньютоновскую гидродинамику в теории тяготения Эйнштейна и в теории тяготения Бранса—Дикке. Рассматривается распространение малых возмущений в пост-ньютоновской гидродинамике Иордана. Указывается на принципиальную возможность проверки [теории Иордана путем проведения прецизионных акустических измерений.

1. В данной заметке построена пост-ньютоновская гидродинамика в скалярно-тензорной теории гравитации Иордана. Интерес к этой теории возникает потому, что в ней можно понять и объяснить целый ряд явлений в мире нестационарных и взаимодействующих галактик [1—4]. Пост-ньютоновская гидродинамика ОТО была развита Чандрасекаром [5], а в теории Бранса—Дикке Нутку [6]. Пост-ньютоновский подход к гидродинамике ОТО позволяет эффективно решать целый ряд вопросов [7, 8]. Как будет проиллюстрировано ниже, это же справедливо и для теории Иордана.

2. Уравнения теории тяготения Иордана, следуя [9], запишем в виде

$$R_{ik} = -\alpha\varphi^{-\gamma} \left( T_{ik} - \frac{\gamma^2 + \omega}{3\gamma^2 + 2\omega} g_{ik} T \right) - \\ - \frac{\omega}{\varphi^2} \varphi_{,i} \varphi_{,k} - \frac{\gamma(\gamma-1)}{\varphi^2} \varphi_{,i} \varphi_{,k} - \frac{\gamma}{\varphi} \varphi_{,i;k}, \quad (1)$$

$$\square \varphi + (\eta - 1) \frac{\varphi_{,n} \varphi^{,n}}{\varphi^3} = \frac{\eta}{3\eta^2 + 2\omega} \alpha \varphi^{-1} T, \quad (2)$$

где  $\omega$ ,  $\eta$  — константы теории,  $\varphi$  — скалярное поле,  $\alpha = 8\pi/c^4$ , а остальные обозначения — общепринятые.

Разлагая скалярное поле и метрику по малым величинам

$$\varphi = \varphi_0 + \Psi, \quad g_{00} = 1 + h_{00}, \quad g_{\alpha\beta} = -\delta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta} \quad (3)$$

и переходя к ньютоновскому пределу, можно получить [9]

$$h_{00} = -\frac{2U}{c^2} + O(c^{-4}), \quad h_{\alpha\beta} = -\delta_{\alpha\beta} \frac{\eta^2 + \omega}{2\eta^2 + \omega} \frac{2U}{c^2} + O(c^{-3}),$$

$$\Psi = \frac{\alpha}{4\pi G_0} \frac{\eta c^2}{3\eta^2 + 2\omega} \varphi_0^{1-\eta} U, \quad G_0 = \varphi_0^{-\eta} \left( 1 + \frac{\eta^2}{3\eta^2 + 2\omega} \right), \quad (4)$$

где  $U$  — ньютоновский потенциал тяготения.

Из уравнений (1) и (2), следуя итерационной методике [5, 6], находим уточненные компоненты

$$h_{00} = -\frac{2U}{c^2} + \frac{1}{c^4} (2U^2 - 4\Phi^*), \quad (5)$$

$$h_{0\alpha} = \frac{1}{c^3} \left( \frac{6\eta^2 + 4\omega}{2\eta^2 + \omega} U_{,\alpha} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t \partial x^\alpha} \right), \quad (6)$$

где использованы следующие уравнения для обобщенных потенциалов

$$\Delta U_\alpha = -4\pi G_0 \rho v_\alpha, \quad \Delta \chi = 2U, \quad \Delta \Phi^* = -4\pi G_0 \varphi^*,$$

$$\varphi^* = \frac{3\eta^2 + 2\omega}{4\eta^2 + 2\omega} v^2 + \frac{\eta^2 + 2\omega}{4\eta^2 + 2\omega} U + \frac{1}{2} \Pi + \frac{3\eta^2 + 3\omega}{4\eta^2 + 2\omega} \frac{P}{\rho}. \quad (7)$$

Здесь  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\Pi$  — плотность внутренней энергии,  $v_\alpha$  — компонент скорости.

Из законов сохранения для временного и пространственных компонентов

$$T_{j,k}^{ik} = 0 \quad (8)$$

с учетом (5) и (6) получаются, соответственно, пост-ньютоновское уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \frac{\partial (\rho^* v_\alpha)}{\partial x^\alpha} = 0, \quad (9)$$

где 
$$\rho^* = \rho \left[ 1 + \frac{1}{c^2} \left( \frac{v^2}{2} + \frac{3\gamma^2 + 3\omega}{2\gamma^2 + \omega} U \right) \right]$$

и уравнения пост-ньютоновской гидродинамики в теории Иордана

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\sigma v_\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(\sigma v_\alpha v_\beta)}{\partial x^\beta} + \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left[ \left( 1 + \frac{\gamma^2 + 2\omega}{2\gamma^2 + \omega} \frac{U}{c^2} \right) P \right] - \\ & - \rho \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} + \frac{1}{c^2} \frac{3\gamma^2 + 4\omega}{2\gamma^2 + \omega} \rho \frac{d}{dt} (U v_\alpha) - \frac{1}{c^2} \frac{6\gamma^2 + 4\omega}{2\gamma^2 + \omega} \rho \frac{dU_\alpha}{dt} + \\ & + \frac{1}{2c^2} \rho \frac{\partial^3 \chi}{\partial t^3 \partial x^\alpha} - \frac{1}{c^2} \frac{6\gamma^2 + 4\omega}{2\gamma^2 + \omega} \rho v_\beta \frac{\partial U_\beta}{\partial x^\alpha} - \frac{2}{c^2} \rho \left( \varphi^* \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial \Phi^*}{\partial x^\alpha} \right) = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\sigma = \rho \left[ 1 + \frac{1}{c^2} \left( v^2 + 2U + \Pi + \frac{P}{\rho} \right) \right].$$

Из уравнений (9) и (10), как частный случай, вытекает пост-ньютоновская гидродинамика в теории тяготения Эйнштейна и теории Бранса—Дикке.

3. В качестве примера рассмотрим распространение малых возмущений в пост-ньютоновской гидродинамике Иордана.

Обозначая штрихованными значками возмущенные величины на фоне равновесных  $\rho = \rho_0 + \rho'$ ,  $P = P_0 + P'$ ,  $v_\alpha = v'_\alpha$ , и проводя обычную линеаризацию уравнений (9) и (10) с учетом условия равновесия, вытекающего из (10), и считая величины  $v'_\alpha$ ,  $\rho' v_\alpha$ ,  $\partial U / \partial t$ ,  $\partial \rho / \partial t$ ,  $U'$  более высокого порядка малости, получаем линеаризованные уравнения движения, из которых непосредственно следует уравнение для распространения малых возмущений в пост-ньютоновской гидродинамике теории Иордана

$$\begin{aligned} & \left[ 1 + \frac{1}{c^2} \left( \frac{7\gamma^2 + 6\omega}{2\gamma^2 + \omega} U + \Pi + \frac{P_0}{\rho_0} \right) \right] \frac{\partial^2 \xi_\alpha}{\partial t^2} - \\ & - \left( 1 + \frac{\gamma^2 + 2\omega}{2\gamma^2 + \omega} \frac{U}{c^2} \right) a^2 \frac{\partial^2 \xi_\beta}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} - \frac{a^2}{c^2} \frac{\gamma^2 + 2\omega}{2\gamma^2 + \omega} \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x^\beta} \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} - \\ & - \frac{a^2}{c^2} \frac{3\gamma^2 + 3\omega}{2\gamma^2 + \omega} \left( \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x^\alpha} \frac{\partial U}{\partial x^\beta} + \xi_\beta \frac{\partial^2 U}{\partial x^\beta \partial x^\alpha} \right) + \\ & + \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} \left( \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x^\beta} + \frac{\xi_\beta}{c^2} \frac{3\gamma^2 + 3\omega}{2\gamma^2 + \omega} \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} \right) + \frac{2}{c^2} \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x^\beta} \left( \varphi^* \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial \Phi^*}{\partial x^\alpha} \right) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где, как обычно [10], принято  $P' = a^2 \rho'$ , скорость звука  $a = \sqrt{(\partial P / \partial \rho)}$ , а смещение частицы  $\xi_\alpha = \rho_0 v_\alpha$ .

Из (11) следует уравнение для распространения звуковых колебаний с учетом тяготения в теории Ньютона

$$\frac{\partial^2 \xi_\alpha}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \xi_\beta}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} + \frac{\partial \xi_\beta}{\partial x^\beta} \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} = 0. \quad (12)$$

Различный характер уравнений (11) и (12) для распространения звуковых волн позволяет указать на принципиальную возможность проведения экспериментальной проверки теории тяготения Иордана путем выполнения прецизионных акустических измерений. Такие измерения, по-видимому, можно было бы провести с помощью рафинированной методики ядерного акустического резонанса [11].

Институт тепло- и массообмена  
АН БССР

## THE POST-NEWTONIAN HYDRODYNAMICS IN JORDAN'S THEORY

A. A. BARANOV

The post-Newtonian hydrodynamics is derived in Jordan's theory of gravitation. Those of Einstein's general relativity and of Brans—Dicke gravitational theory can be derived as private cases of the above mentioned. The propagation of small perturbations is considered in such hydrodynamics. It is pointed out that the test of Jordan's theory is possible by means of precise acoustical measurements.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960; УФН, 96, 3, 1968.
2. P. Jordan, in „Recent Development in General Relativity“, New York, 1952.
3. Г. С. Саакян, сб. „Проблемы современной космогонии“, под ред. В. А. Амбарцумяна, Наука, М., 1969.
4. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 3, 311, 1967; 4, 181, 567, 1968; 5, 555, 1969.
5. S. Chandrasekhar, Ap. J., 142, 1488, 1965.
6. Y. Nutku, Ap. J., 155, 999, 1969.
7. А. А. Баранов, Б. М. Берковский, сб. „Конвекция в каналах“ под ред. А. В. Лыкова, Минск, 1971.
8. Б. М. Берковский, А. А. Баранов, Инж.-физ. журнал, 21, 63, 1971.
9. А. М. Фиксельштейн, Бюлл. ИТА, 12, 5, 1970.
10. Г. Ламб, Гидродинамика, ГТТИ, М.-Л., 1947.
11. А. Р. Кессель, Ядерный акустический резонанс, Наука, М., 1969.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

### ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В МАГНИТНОМ И ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЯХ

А. Э. ДОЛГИНОВ, М. А. ЗЕЛИКМАН

Поступила 21 ноября 1971

Пересмотрена 15 июня 1972

Определены дисперсионные соотношения и найдены ветви низкочастотных колебаний плазмы, находящейся в магнитном и гравитационном полях.

Показано, что такие колебания могут существовать в плазме Солнца и звезд.

Поведение плазмы в космических условиях, как правило, определяется как магнитными, так и гравитационными полями. Однако, перенося результаты лабораторных исследований на космическую плазму, гравитационным полем без достаточных оснований пренебрегают. Чтобы выяснить, какие колебания могут распространяться в плазме при наличии гравитационного и магнитного полей, надо прежде всего получить дисперсионные соотношения. Такие соотношения были получены Лайтхиллом [1] для случаев, когда достаточно учесть любые два из трех факторов: газового давления, магнитного поля, гравитационного поля. В данной работе мы получим дисперсионные соотношения для случая, когда все три фактора являются существенными. Будем исходить из уравнений магнитной гидродинамики для полностью ионизованной электронно-протонной плазмы [2—5].

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2 n}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{H}}{c} \right) - \frac{e}{mc} \mathbf{j} \times \mathbf{H} + \frac{e}{2m} \nabla P,$$
$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \nabla P + \rho \mathbf{g}. \quad (1)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla S = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0.$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $n$  — концентрация частиц,  $S$  — энтропия единицы объема,  $u$  — макроскопическая скорость,  $J$  — плотность тока,  $P$  — давление плазмы,  $H$  — магнитное и  $E$  — электрическое поле,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $m$  — масса и  $e$  — заряд электрона.

Используя систему (1), мы тем самым ограничиваемся случаями, когда:

1) рассматриваемые частоты много меньше характерных частот плазмы, т. е.  $\omega \ll \omega_{HP} = \frac{eH}{mC}$ ,  $\omega \ll \nu_{ep}$  и  $\omega \ll \omega_{LP} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{M}}$ , где  $\nu_{ep}$  — частота столкновений электронов с ионами. Кроме того, декремент Джоулева затухания  $\sim \omega \nu_{ep} \omega_c^{-2} \ll 1$ , поэтому диссипативный член  $\nu_{ep} J$  не включен в первое уравнение системы (1);

2) длины волн  $\lambda$  много больше дебаевского радиуса  $r_D$ ;

3) давление изотропно, а скорости достаточно малы, чтобы пренебречь членом  $(u \nabla) u$  в уравнении движения;

4) теплопроводность за период колебаний пренебрежимо мала;

5) пренебрегаем также молекулярной и турбулентной вязкостью.

Рассматривая волны как малые возмущения, а также считая, что справедливо приближение геометрической оптики (ВКБ), т. е. длины волн  $\lambda$  много меньше характерных размеров рассматриваемой области  $L$ , линеаризуем систему (1) совместно с уравнениями Максвелла и переходим к системе уравнений для Фурье-компонент всех рассматриваемых величин. Полагая для определенности, что градиент энтропии  $\nabla S_0$  направлен вдоль вектора гравитационного ускорения  $g$ , что  $\omega_H \ll \omega_L$ , а фазовые скорости  $v = \omega/k$  много меньше скорости света  $C$ , и последовательно исключая неизвестные, получим следующее условие разрешимости системы:

$$A_3 x^3 + A_2 x^2 + A_1 x + A_0 = 0, \quad (2)$$

где

$$A_3 = W \cos^4 \beta, \quad A_0 = b(G - W),$$

$$A_1 = W(b + 1) + bW \cos^2 \beta - [1 + bG] \times \\ \times \sin^2 \alpha - 2bG \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma,$$

$$A_2 = [bG \cos^2 \gamma - W(b + 2) + \sin^2 \alpha] \cos^2 \beta.$$

Здесь  $x = k^2 k_A^{-2}$ ,  $k_A^2 = \omega^2 V_A^{-2}$ ,  $V_A = H_0 / \sqrt{4\pi \rho_0}$  — альвеновская скорость,  $b = V_A^2 V_S^{-2}$ ,  $V_S^2 = (\partial P / \partial \rho)_S$  — квадрат скорости звука,  $W = \omega^2 N^{-2}$ ,  $N^2 = - (g/\rho_0) (\partial \rho / \partial S)_p (\partial S_0 / \partial Z)$  — квадрат частоты Вейселя—Брунта,

$G = 1 + g^2 V_S^{-2} N^{-2}$ . Ось  $Z$  системы координат выбираем противоположно направлению  $g$  при этом  $\beta$  — угол между волновым вектором  $k$  и магнитным полем  $H_0$ ,  $\alpha$  — между  $k$  и  $g$ ,  $\gamma$  между  $g$  и  $H_0$ . Индексом 0 везде обозначаем невозмущенное значение.

Отметим, что при антипараллельности  $g$  и  $\nabla S_0$  частота Вайсяля—Брунта становится мнимой, что свидетельствует о неустойчивости системы.

Поскольку всеми диссипативными процессами пренебрегаем, то затухание не влияет на распространение волн и не сказывается на дисперсионных кривых. Уравнение (2) перестает быть справедливым при  $\cos \beta \leq \omega/\omega_H$ , т. е. при  $\beta \approx \pi/2$ . В этом случае волновой вектор становится комплексным, а при  $\beta = \pi/2$  — чисто мнимым, что соответствует полному внутреннему отражению. Однако в интересующей нас области частот величина  $(\omega/\omega_H)$  очень мала, так что все формулы справедливы почти вплоть до  $\beta = \pi/2$ . Полагая в дальнейшем  $\beta \approx \pi/2$ , мы будем иметь в виду допустимую область углов близ  $\pi/2$ .

Как видно из (2), существует симметрия решений относительно обращения направления любого из векторов  $k$ ,  $g$  и  $H_0$ . Кроме того, одной и той же величине углов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  соответствуют два направления, симметричных относительно плоскости  $(g, H_0)$ . Поэтому достаточно исследовать решения только в области  $0 \leq \gamma \leq \pi/2$ ,  $0 \leq \beta \leq \pi/2$ ,  $0 \leq \alpha \leq \pi$ .

Решение дисперсионного уравнения (2) аналитически можно записать так:

$$x = \frac{1}{3A_3} \left[ 2 \sqrt{A_2^2 - 3A_1A_3} \cos \frac{\varphi}{2} - A_2 \right],$$

$$\cos \varphi = \frac{9A_1A_2A_3 - 2A_2^3 - 27A_0A_3^2}{2 \sqrt{(A_2^2 - 3A_1A_3)^3}}.$$

Величину  $\cos \varphi/3$  по заданной величине  $\cos \varphi$  можно найти из графика рис. 1. Трем значениям  $\cos \varphi/3$  соответствуют три значения  $x$ .

В отсутствие гравитационного поля в уравнении (2) исчезают члены, не содержащие  $W$ , и оно приобретает вид  $(x \cos^2 \beta - 1) \times [x^3 \cos^2 \beta - x(b+1) + b] = 0$ . Решения в этом случае хорошо известны. Они соответствуют альвеновским волнам  $V = V_A \cos \beta$  и быстрым и медленным магнитозвуковым волнам [2]

$$V^2 = \frac{1}{2}(V_S^2 + V_A^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{V_S^4 + V_A^4 - 2V_S^2V_A^2 \cos 2\beta}.$$

В общем случае зависимость величины  $k$  от параметров  $W$ ,  $b$ ,  $G$  и от углов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  можно представить в виде семейств поверхно-

стей, описываемых в пространстве концом радиуса—вектора, длина которого равна  $k/k_A = \sqrt{x}$ . Эту пространственную картину можно представить, анализируя сечения ее различными плоскостями. Уравнение (2) для волн, распространяющихся в плоскости  $(g, H_0)$  или в плоскости, перпендикулярной  $H_0$ , упрощается. Поэтому мы ограничимся рассмотрением сечения поверхностей именно этими плоскостями.

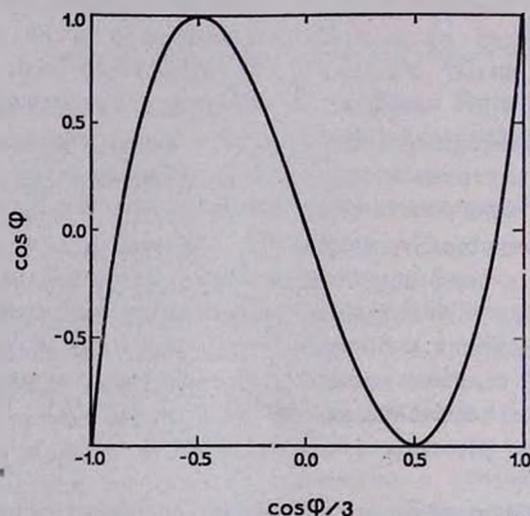


Рис. 1.

При распространении в направлении, перпендикулярном  $H_0$ , т. е. при  $\beta \approx \pi/2$ , единственное конечное решение (2) имеет вид

$$x = b(W - G)[W(b + 1) - (1 + bG)\sin^2\alpha]^{-1}. \quad (3)$$

Если  $(b + 1)W < (1 + bG)\cos^2\gamma$ , то в плоскости  $\beta \approx \pi/2$  график  $k/k_A$  представляет собой эллипс, с ростом  $W$  длины его осей увеличиваются, причем большая ось увеличивается быстрее. При  $(b + 1)W = (1 + bG)\cos^2\gamma$  график принимает вид прямой, параллельной плоскости  $(g, H_0)$ . При дальнейшем росте  $W$  график трансформируется в гиперболу, все более удаляющуюся от плоскости  $(g, H_0)$ .

При  $G(b + 1) > W(b + 1) > 1 + bG$  конечных решений нет. При  $W > G$  появляется новая ветвь, имеющая вид эллипса, расширяющегося с дальнейшим ростом  $W$ . Соответствующие графики приведены на рис. 2.

Кроме этих конечных решений, при  $W(b + 1) < 1 + bG$  существует одно бесконечное решение, а при  $W(b + 1) > 1 + bG$  — два.

При распространении волн в плоскости  $(g, H_0)$ , т. е. когда  $\alpha = |\beta \pm \gamma|$ , уравнение (2) разбивается на два:

$$x \cos^2 \beta = 1, \quad (3)$$

$$Wx^2 \cos^2 \beta + [bG \cos^2 \gamma - W(b+1) + \sin^2 \alpha]x + b(W-G) = 0. \quad (4)$$

Уравнению (3) соответствуют волны с фазовой скоростью, определяемой выражением  $V = V_A \cos \beta$ . Это альвеновские волны.

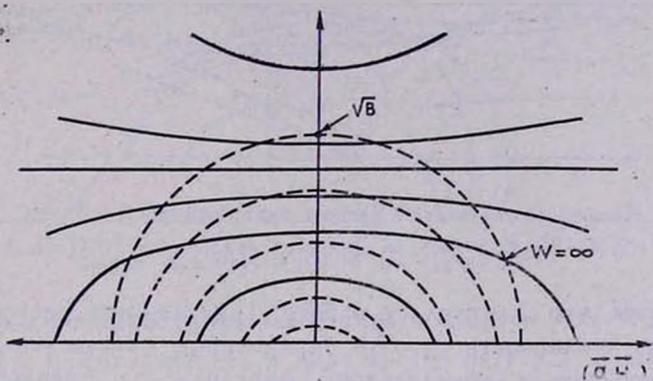


Рис. 2. Сечение поверхности  $k/k_A$  плоскостью, перпендикулярной плоскости  $(g, H_0)$ . Магнитное поле перпендикулярно чертежу.

Анализируя выражение (4) и рассматривая соответствующие графики, приведенные на рис. 3—6, можно видеть, что:

1) При  $W(b+1) < (1+bG) \cos^2 \gamma$  график представляет собой кривую с максимумом, причем с ростом  $W$  направление на этот максимум все более отклоняется от направления магнитного поля, а величина этого максимума растет. При  $W(b+1) = (1+bG) \cos^2 \gamma$  максимум соответствует  $\beta \approx \pi/2$ , а его величина бесконечна. Дальнейшее увеличение  $W$  ведет к симметризации кривой относительно направления магнитного поля, поскольку влияние гравитации снижается. В пределе при  $W \rightarrow \infty$  приходим к хорошо изученному случаю отсутствия гравитации. При  $W > G$  появляется еще одна ветвь, график которой имеет вид эллипса.

2) Изменение угла  $\gamma$  влияет на вид графика двояко: а) за счет изменения угла наклона максимума; б) за счет изменения соотношения между  $W(b+1)$  и  $(1+bG) \cos^2 \gamma$ , т. е. частоты, при которой происходит качественное видоизменение графика.

3) Увеличение параметра  $b$  также ведет к симметризации кривой относительно направления магнитного поля. Можно видеть, что на-

правления, соответствующие максимальному и минимальному значениям  $k/k_A$ , не зависят от  $b$ :  $\text{ctg } 2\beta_0 = \frac{W - \cos 2\gamma}{\pm \sin 2\gamma}$ .

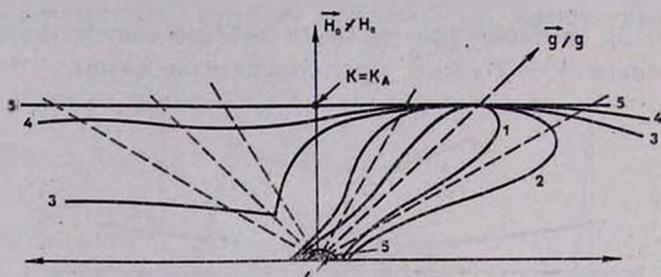


Рис. 3. Кривые соответствуют разным значениям  $W$ : 1  $\rightarrow W=10^{-3}$ ; 2  $\rightarrow W=0.25$ ; 3  $\rightarrow W=1$ ; 4  $\rightarrow W=4$ ; 5  $\rightarrow W=\infty$ . Для всех кривых  $\gamma=\pi/4$ ,  $G=2$ ,  $b=10^{-3}$ .

Отметим, что Лайтхилл в работе [1] исследовал распространение волны именно в плоскости  $(g, H_0)$ . Предельные случаи нашего рассмотрения совпадают с результатами Лайтхилла, а именно: 1) случай  $W \rightarrow \infty$  соответствует отсутствию гравитации; 2) случай  $b = v_A^2 v_S^{-2} = 0$  соответствует либо несжимаемой плазме, либо отсутствию магнитного поля.

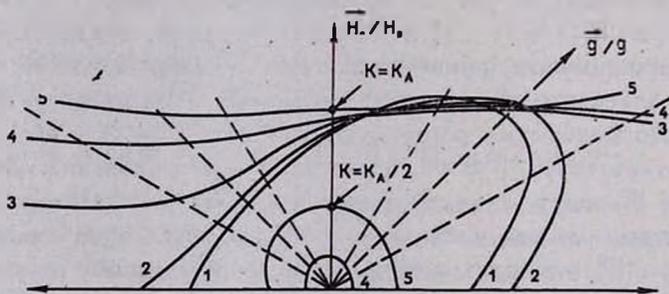


Рис. 4. Аналогичен рис. 3 для случая  $b=0.25$ .

У нас случай малых  $b$  описывается одним графиком, в то время как в работе [1] рассматриваются по отдельности случаи  $v_A = 0$  и  $v_S = \infty$ , и эти графики не сопрягаются.

Как уже было отмечено, условием применимости наших результатов является требование  $\lambda \ll L$ , или иначе  $\omega L k \gg v_A k_A$  [5]. В каждом конкретном случае надо проверять выполнение этого условия.

Рассмотрим, для примера, возможные типы волн в плазме солнечной короны. В этом случае [6]:  $n \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu \sim 10 \text{ сек}^{-1}$ ,  $g \sim 10^4 \text{ см сек}^{-2}$ ,  $T \sim 10^6$ ,  $r_D \sim 1 \text{ см}$ ,  $L \sim 10^{11} \text{ см}$ ,  $N \sim (g/L)^{1/2} \sim 10^{-4} \div 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$ .

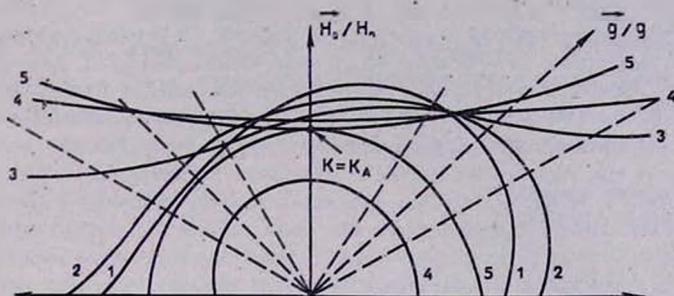


Рис. 5. Аналогичен рис. 3 для случая  $b=1$ .

Поскольку интересующие нас частоты малы  $\omega \sim N \sim (g/L)^{1/2}$ , то упрости  $\lambda \ll L$  можно записать в виде  $k/k_A \gg v_A/V \sqrt{gL}$ . Учитывая, что в короне  $v_S^2 \sim gL/10$ , получаем, что величины  $k/k_A$ , для которых справедливо наше рассмотрение, должны удовлетворять соотношению:

$$(k/k_A) \gg (v_A^2/10 v_S^2)^{1/2} = (b/10)^{1/2}.$$

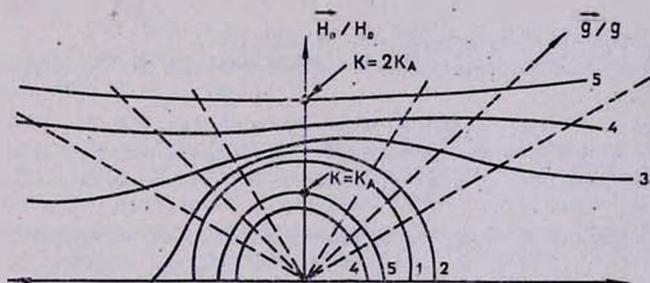


Рис. 6. Аналогичен рис. 3 для случая  $b=4$ .

Мы видим, что для графика рис. 3, где  $b = 10^{-3}$ , теория справедлива при  $k/k_A \gg 10^{-2}$ . Такое значение  $b$  при указанных значениях параметров соответствует магнитному полю  $10^{-2} \text{ гс}$ . Аналогично, при  $b = 0.25$  (рис. 4) должно быть  $k/k_A \gg 0.16$ . Это значение  $b$  соответствует  $H_0 \sim 0.16 \text{ гс}$ . Очевидно, что при  $b = 4$ , т. е.  $H_0 \sim 0.6 \text{ гс}$ , (рис. 6)  $k/k_A \gg 1$ , и ход кривой можно проследить лишь качественно с большой вероятностью ошибки.

В качестве другого примера возьмем хромосферу Солнца. В этом случае  $\rho \sim 10^{-10}$  гсм<sup>-3</sup>,  $g \sim 10^4$  см сек<sup>-2</sup>,  $L \sim 10^9$  см,  $T^\circ \sim 10^4$ ,  $N \sim 10^{-3} + 10^{-2}$  сек<sup>-1</sup>,  $V_s^2 \sim 3KT/M \sim 10^{12} \sim gL/10$ .

Таким образом, и здесь должно выполняться то же условие  $k/k_A \gg \sqrt{b/10}$ , но значению  $b = 10^{-3}$  соответствуют магнитные поля  $H_0 \sim 1$  гс,  $b = 0.25 - H_0 \sim 16$  гс,  $b = 4 - H_0 \sim 60$  гс.

Рассмотренные колебания могут существовать также в недрах Солнца и звезд. Если взять среднюю плотность  $\rho \sim 1$  гсм<sup>-3</sup>,  $H < 10^3$  гс, то легко видеть, что рис. 2—6 правильно описывают ветви колебаний в широком интервале значений  $k/k_A$ .

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

## OSCILLATIONS OF THE PLASMA IN MAGNETIC AND GRAVITATIONAL FIELDS

A. Z. DOLGINOV, M. A. ZELIKMAN

The dispersion relations are obtained for low frequency plasma oscillations in magnetic and gravitational fields. This kind of oscillations can exist in the solar and stellar plasma.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. M. J. Lighthill, IAU Symposium No. 28, 429, 1967.
2. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, М., 1960.
3. Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, ИЛ, М., 1957.
4. С. Б. Пикельнер, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
5. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, Наука, М., 1970.
6. И. С. Шкловский, Физика солнечной короны, Физматгиз, М., 1962.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## СТРОЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ВЕТВИ И ВОЗРАСТ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

А. М. ЭЙГЕНСОН

Поступила 26 сентября 1972

Отношение числа звезд с голубой стороны пробела переменных к общему числу непременных звезд горизонтальной ветви сравнивается с другими характеристиками шаровых скоплений. Показано, что более старым скоплениям соответствует большая населенность области слева от пробела. Получены указания на то, что эволюция вдоль горизонтальной ветви происходит в голубую сторону. С увеличением возраста ветвь гигантов выпрямляется и смещается влево на  $S-M$  диаграмме. Одновременно происходит перемещение в голубую сторону горизонтальной ветви как целого.

*Введение.* В 1955 г. Арп [1] заметил, что численность переменных типа RR Лир в шаровых скоплениях зависит от градиента населенности непременной части горизонтальной ветви: с увеличением относительной населенности области, находящейся справа от пробела, число переменных возрастает. Этот вывод получен по 6 скоплениям. Кинман [2] подтвердил отмеченную зависимость по данным для 8 скоплений. Список Сандейджа и Валлерстейна [3] содержит 13 скоплений, которым приписаны индексы  $b$ ,  $r$  и  $e$  (индексы  $b$  и  $r$  означают преимущественную населенность области слева или справа от пробела, соответственно;  $e$  относится к скоплениям с примерно одинаковой населенностью обеих областей). Рассмотрение табл. 4 в [3] показывает, что наибольшее количество переменных соответствует индексам  $e$  и  $be$ .

В 1965 г. Розино [4] по 10 скоплениям пришел к выводу о существовании общего правила, согласно которому переменных больше всего в тех скоплениях, в которых градиент населенности горизонтальной ветви мал, т. е.  $B/(B+R) \sim 0.5-0.7$  (здесь  $B$  и  $R$  — числа

звезд с голубой и красной стороны пробела). Исключение представляет  $\omega$  Cep со 138 звездами типа RR Лиры и отношением  $B/(B+R) \sim 0.85$ .

1. Недавно А. В. Миронов [5] определил параметр  $B/(B+R)$  для 26 шаровых скоплений. Работы [1, 2, 4, 6] позволяют независимо найти значения этого параметра для некоторых скоплений списка Миронова. Сравнение всех определений показывает, что отклонения составляют несколько сотых и не превосходят 0.1. Таким образом, параметр  $B/(B+R)$  является весьма стабильной характеристикой данного скопления, мало чувствительной как к изменению объема выборки, так и к индивидуальным ошибкам исследователя (эти ошибки связаны главным образом с тем, что в некоторых случаях нельзя уверенно сказать, принадлежит ли данная звезда горизонтальной ветви или, например, нижней части ветви гигантов).

В табл. 1 приведены значения параметра  $B/(B+R) = \alpha$  еще для 6 скоплений, определенные нами по опубликованным в последнее время диаграммам.

Таблица 1

NGC	4833	6218	6362	6541	6981	7099
$\alpha$	0.93	0.98	0.19	0.91	0.62	0.95
Источник	[7]	[8]	[9]	[10]	[11]	[12]

На рис. 1 представлена гистограмма  $\alpha$  для 26 скоплений [5] и 6 скоплений табл. 1. Отметим ее характерные особенности: 1) пики при крайних значениях  $\alpha$ ; 2) пробел при  $0.3 < \alpha < 0.7$ , в который попадают только два скопления; 3) асимметрия — слева от  $\alpha = 0.5$  находится 11 скоплений, справа — 21.

Недавно Диккенс [11] классифицировал 39 шаровых скоплений по относительной населенности различных участков горизонтальной ветви, выделив 7 отдельных типов. Тип 1 соответствует максимальной населенности голубого, а тип 7 — красного участка. Сравнение типов по [11] с параметром  $\alpha$  показывает, что между ними существует неплохая корреляция, причем увеличение числа скоплений не приводит к заполнению пробела на рис. 1, все характерные черты которого сохраняются.

Параметр  $\alpha$  естественно сопоставить с другими характеристиками скоплений и прежде всего — с численностью переменных типа RR Лиры. На рис. 2 по оси абсцисс отложены значения  $\alpha$ , а по оси ординат —  $\beta = \lg(N_{RR} + 1)$ , где  $N_{RR}$  означает число переменных типа RR Лиры в данном скоплении. Значения  $N_{RR}$  заимствованы из последнего ка-

талога Сойер-Хогг [13]. Для скопления NGC 6362 значение  $N_{RR}$  взято из [14]. Все скопления списков [1, 2] и 9 из 10 скоплений списка [4] попадают в правую часть диаграммы рис. 2 ( $\alpha > 0.5$ ).

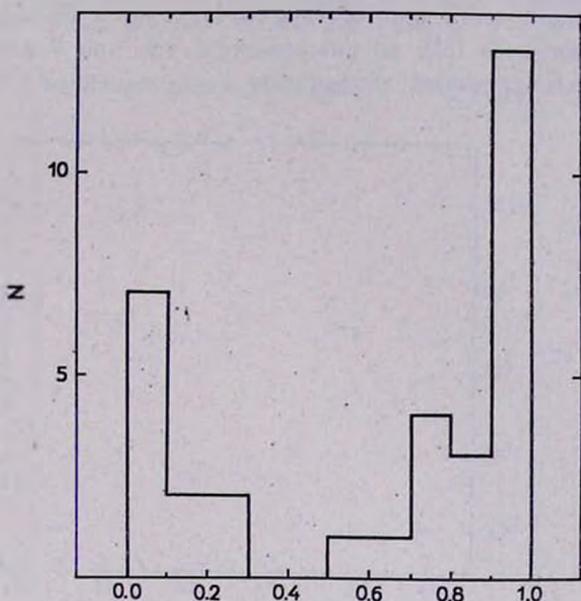


Рис. 1.

Характерные черты рис. 2: 1) все 6 скоплений с  $\beta = 0$  попадают в области крайних значений  $\alpha$ ; 2) с увеличением  $\alpha$  параметр  $\beta$  в среднем возрастает, достигает максимума и затем убывает. Если на рис. 2 провести по способу наименьших квадратов параболу, то ее уравнение будет иметь вид

$$\beta = -6.11\alpha^2 + 6.08\alpha + 0.35$$

$$\pm 1.42 \quad \pm 1.43 \quad \pm 0.23$$

Наиболее сильное уклонение показывает скопление  $\omega$  Cep (в правом верхнем углу диаграммы). Это уклонение частично может быть объяснено звездным богатством  $\omega$  Cep; действительно, если количество переменных нормировать на численность общего звездного населения скопления, которую можно приближенно представить его светимостью, то это скопление уже не будет столь резко выделяться. Такая нормировка приведет к некоторому уменьшению вертикальной дисперсии рис. 2; общий же ход представленной здесь зависимости изменится мало.

Как можно было бы интерпретировать рис. 1, 2 ?



стигающее максимума при  $\alpha \sim 0.5$ . Дальнейшее продвижение центра тяжести звезд в голубую (красную) сторону сопровождается уменьшением населенности пробела. Таким образом, ход зависимости рис. 2 можно рассматривать как ряд последовательных состояний одного скопления, придавая оси абсцисс временной смысл.

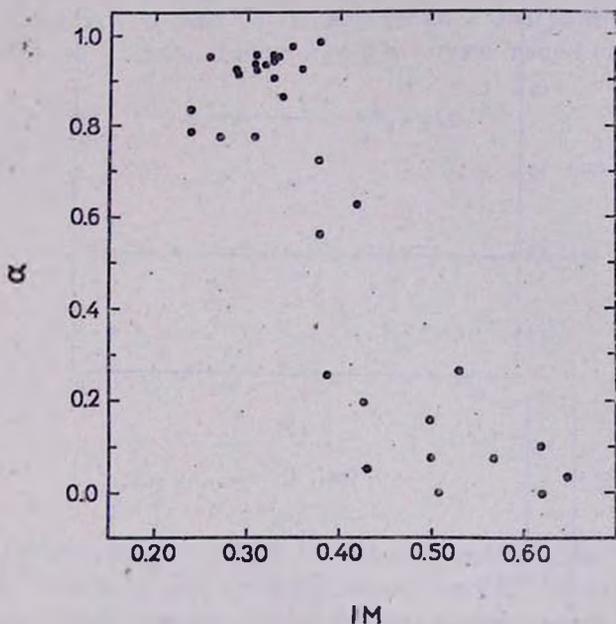


Рис. 3 воспроизводит рис. 1 из работы [5]; добавлены 6 точек, согласно табл. 1 настоящей работы.

Рис. 1 также допускает эволюционную интерпретацию. Действительно, если мы наблюдаем скопления в различной фазе эволюции и параметр  $\alpha$  отражает эту фазу, то из простых вероятностных соображений следует, что более вероятно застать скопление в фазе с большим или малым, чем с промежуточным значением  $\alpha$ . Для иллюстрации этого рассмотрим следующую простую модель.

Разделим отрезок  $MN$  на три части и будем бросать на него меньший отрезок  $PS$  так, чтобы границы этого меньшего отрезка не выходили за пределы  $MN$  (рис. 5а). Обозначим длину отрезка  $PS$ , попадающую при данном бросании на участок  $MK$ , через  $B$ ; на участок  $KL$ —через  $RR$ ; на участок  $LN$ —через  $R$ . При большом числе бросаний эта модель эквивалентна тому, как если бы отрезок  $PS$  равномерно скользил вдоль  $MN$ . Тогда очевидно, что, если  $PS < ML$  и движение

происходит слева направо на рис. 5а, то, пока точка  $S$  не поравняется с  $L$ , величина  $R$  будет оставаться равной нулю, а параметр  $\alpha$  равным единице. В то же время  $RR$  будет увеличиваться. После прохождения точки  $L$  начнет заполняться участок  $LN$ , т. е.  $R$  начнет возрастать.

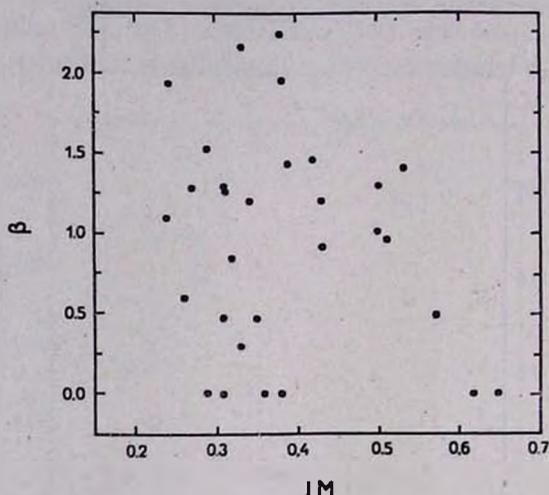


Рис. 4

Максимальное заполнение участка  $KL$  будет соответствовать значению  $B \sim R$ , т. е.  $\alpha \sim 0.5$ . Далее, после прохождения точкой  $P$  участка  $MK$  величина  $B$  будет оставаться равной нулю; соответственно равным нулю будет и параметр  $\alpha$ . Если теперь построить частотное распределение  $\alpha$ , то окажется, что максимумы этого распределения приходятся на крайние значения  $\alpha = 0$  и 1.

Смысл приведенной аналогии очевиден: если границы области пробела переменных типа  $RR$  Лиры на  $S-M$  диаграмме фиксированы, то перемещение отрезка  $PS$  соответствует перемещению центров тяжести горизонтальной ветви скоплений разного возраста, или перемещению центра тяжести звезд данного скопления при предположении, что эволюция происходит вдоль горизонтальной ветви.

Таким образом, уже такая грубая модель способна объяснить по крайней мере две из отмеченных выше особенностей рис. 1. По-видимому, можно было бы добиться лучшего совпадения с реальностью, если ввести некоторые дополнительные предположения. В качестве таких возможностей укажем: 1) варьирование, в разумных пределах, длин всех отрезков рис. 5а; 2) можно предположить, что распределение точек на отрезке  $PS$  не равномерное, а подчиняется некоторому за-

кону распределения, например, нормальному; 3) параметры этого закона также можно варьировать; 4) наконец, можно принять неодинаковую скорость прохождения различных участков горизонтальной ветви. Такое детальное исследование, однако, выходит за рамки настоящей работы. В качестве примера на рис. 5б приведена искусственная гистограмма, полученная при предположении нормального распределения точек на отрезке  $PS$  и некоторых определенных значениях всех параметров (см. подпись к рис. 5). Искусственная диаграмма  $\alpha$ — $\beta$ , соответствующая такой модели, также в общих чертах напоминает рис. 2 [16].

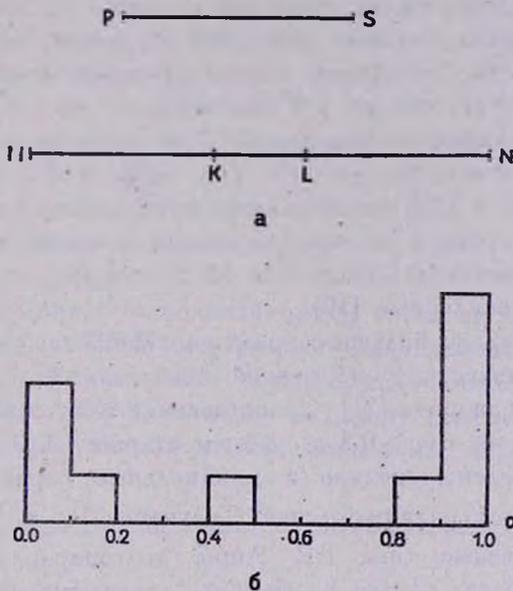


Рис. 5б получен при следующих значениях параметров рисунка 5а:  $MK = 4$ ,  $KL = 2$ ,  $LN = 4$ ;  $PS = 5$ ,  $m = 2$ ,  $\sigma = 1$ .

Интересно отметить, что около 10 лет назад Тиффт [17, 18], исследовавший шаровое скопление NGC 121 в Малом Магеллановом Облаке, пришел к аналогичному выводу о том, что средний цвет горизонтальной ветви скопления определяется в первую очередь возрастом, а не химическим составом.

Суммируя результаты этого раздела, можно заключить, что рис. 1, 2 допускают эволюционную интерпретацию.

2. Согласно распространенным представлениям звездной эволюции, металличность скопления зависит от момента его образования, т. е. от возраста. Если выводы раздела 1 верны, то  $\alpha$  также является временным параметром. При этом характер возрастной зависимости  $IM$  и  $\alpha$

различен: для данного скопления  $IM$  не меняется с течением времени, а параметр  $\alpha$  изменяется в пределах от 0 до 1. При сопоставлении скоплений различного возраста  $\tau$  и металличности можно ожидать, что, если  $\alpha = \alpha(\tau)$  и  $IM = IM(\tau)$ , то между  $\alpha$  и  $IM$  должна существовать зависимость. С этой точки зрения можно объяснить существование зависимости на рис. 3. Далее, обычно считается, что большему возрасту соответствуют меньшие значения металличности; это означает, что скопления с большим значением  $\alpha$ , т. е. с преимущественной населенностью голубой части горизонтальной ветви, старше.

Было бы интересно сопоставить вывод об относительном возрасте скоплений с существующими оценками возраста. К сожалению, обычные оценки возраста шаровых скоплений по точке поворота главной последовательности, во-первых, немногочисленны (главная последовательность достигнута только у 8 скоплений), а, во-вторых, весьма неуверенны по причинам наблюдательного и теоретического характера [19]. Более или менее однородный ряд возрастов для 7 скоплений приведен недавно в [20]; сопоставление этих оценок возраста с  $\alpha$  показывает, что в среднем по мере увеличения возраста  $\alpha$  увеличивается. Исключение представляет скопление M13, которое, по-видимому, вообще является пекулярным [19].

Для значительно большего числа скоплений оценки возраста получены из динамических соображений, независимых от метода, использующего точку поворота [21]. Сопоставление этих оценок с  $\alpha$  показывает, что скопления с  $\alpha > 0.5$  в среднем старше (вариант 1 по [21]).

В [14] приведены средние и минимальные периоды переменных типа RR Лиры для ряда скоплений. Сравнение  $\bar{P}_{..}$  и  $P_{..}^{\min}$  с  $\alpha$  показывает, что переменные типа RR Лиры долгопериодической группы (класс II) появляются только у „голубых“ скоплений ( $\alpha > 0.5$ ). Увеличение периода с  $\alpha$  особенно отчетливо видно при использовании „переходного“ периода по [15]. Между тем, периоду переменных типа RR Лиры придается эволюционный смысл: согласно [20, 22], период увеличивается с возрастом. Наконец, согласно [23], долгопериодические цефеиды появляются только в скоплениях с интенсивной голубой частью горизонтальной ветви, или, в наших обозначениях, только при  $\alpha > 0.5$ . Если эволюционная трактовка изменения периодов верна, то приведенные аргументы поддерживают вывод об увеличении  $\alpha$  с возрастом.

Параметр  $\alpha$  коррелирует и с рядом других характеристик шаровых скоплений: наклон ветви гигантов  $S$ , значения которого приведены для ряда скоплений в [14], увеличивается с увеличением  $\alpha$ ; истинный цвет точки пересечения горизонтальной ветви с ветвью гигантов,

$(B - V)_{0.1}$ , уменьшается с увеличением  $\alpha$  (рис. 6—7). В [24] приведены расстояния от красного конца пробела переменных до ветви гигантов; сопоставление этих расстояний с  $\alpha$  показывает, что по мере увеличения  $\alpha$  это расстояние в среднем уменьшается. Если сделанный здесь вывод о возрастном характере параметра  $\alpha$  правилен, то это озна-

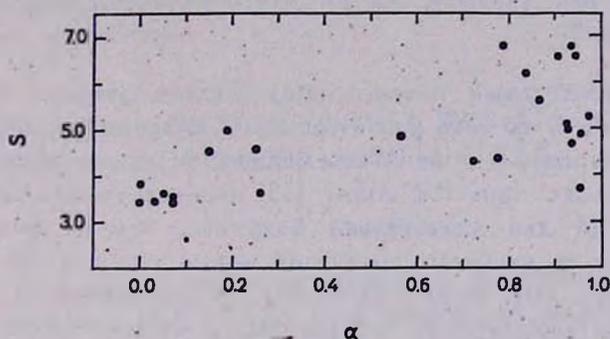


Рис. 6.

чает, что у более старых скоплений ветвь гигантов выпрямляется и сдвигается влево на С—М диаграмме. Одновременно происходит сдвиг влево всей горизонтальной ветви. Этому последнему выводу соответствует результат [20], согласно которому центры области пробела горизонтальной ветви для разных скоплений, определенные как

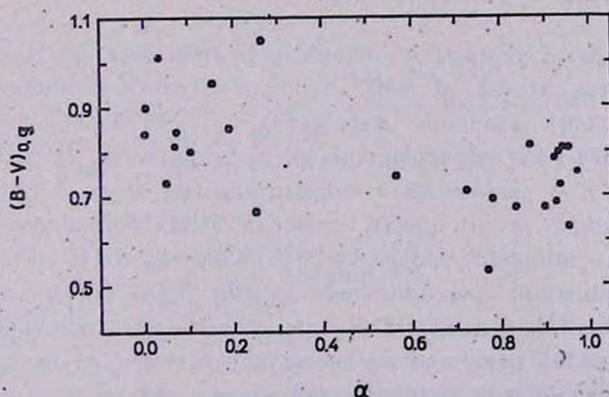


Рис. 7.

средний цвет непременной части горизонтальной ветви, с возрастом смещаются влево на С—М диаграмме. Теоретическая эволюционная модель [25] также согласуется с этим выводом.

Наконец, довольно скудные данные, касающиеся отношения числа красных гигантов к общему числу звезд горизонтальной ветви [6], все же позволяют выявить определенную тенденцию: с увеличением  $\alpha$  это отношение в среднем увеличивается.

Всю совокупность приведенных в этом разделе данных можно рассматривать как указание на то, что параметр  $\alpha$  больше у более старых скоплений.

3. Самостоятельный интерес представляет „тонкая структура“ диаграмм рис. 3, 4, то есть уже отмеченный выше различный ход зависимости параметров  $\alpha$  и  $\beta$  от  $IM$  при больших и малых значениях  $IM$ . Список переменных типа RR Лиры [13] позволяет исследовать зависимость  $\beta$  от  $IM$  для значительно большего, чем на рис. 4, числа скоплений. Если в качестве граничной взять точку с  $IM \sim 0.40$ , то оказывается, что при малых значениях  $IM$  параметры  $\beta$  и  $IM$  не коррелированы (коэффициент корреляции  $-0.13 \pm 0.18$ ). В то же время при  $IM \geq 0.40$  связь  $\beta$  и  $IM$  все же ощутима (коэффициент корреляции  $-0.38 \pm 0.16$ ). Подобный же характер имеет диаграмма  $\tau - IM$ : при  $IM < 0.40$  коэффициент корреляции  $\tau$  с  $IM$  равен  $0.22 \pm 0.22$ , а при  $IM \geq 0.40$  он уже  $-0.60 \pm 0.18$  (вариант 1 по [21]). Таким образом, как оба эволюционных параметра  $\alpha$  и  $\beta$ , так и динамические возрасты шаровых скоплений имеют примерно подобный характер связи с содержанием металлов. Если отмеченное раздвоение реально, то оно может иметь космогоническое значение, будучи связанным с условиями образования скопления.

**Заключение.** Суммируем основные результаты. 1) Довольно уверенным является вывод о том, что более старым скоплениям соответствует большее значение параметра  $\alpha$ , т. е. большая относительная населенность голубой части горизонтальной ветви. 2) Получено указание на то, что параметр  $\alpha$  возрастает от 0 до 1 при эволюции данного скопления, т. е. центр тяжести звезд горизонтальной ветви перемещается в процессе эволюции справа налево на  $S-M$  диаграмме. В качестве возможной альтернативы можно было бы указать, например, модель [26, 27], в которой звезды, испытавшие различную потерю массы при гелиевой вспышке во время нахождения на ветви гигантов, попадают в различные участки горизонтальной ветви. Эта модель требует допущения, вообще говоря, недостаточно физически обоснованного, что степень потери массы звездой связана с содержанием тяжелых элементов. Наша схема представляется более предпочтительной именно в силу того, что она не должна привязываться к подобной детализированной модели.

Развитые здесь представления не противоречат наблюдениям [28] и теории [29] и могут быть предложены в качестве некоторого приближения.

В заключение выражаю глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за руководство работой и В. Ю. Теребижу за ценные обсуждения.

Астрономическая обсерватория  
Львовского университета

## STRUCTURE OF HORIZONTAL BRANCH AND AGE OF GLOBULAR CLUSTERS

A. M. EIGENSON

The ratio of the number of stars from the blue side of the gap of variable stars and that of the total number of nonvariable horizontal branch stars is compared with the other characteristics of globular clusters. It is shown that the larger population of the left side region corresponds to the older clusters. It has been shown that evolution along the horizontal branch occurs on the blue side. Giant branch becomes steeper with the increasing age and moves to the left on C—M diagram. Simultaneously a displacement towards the blue side of the horizontal branch as a whole occurs.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. G. Arp, A. J., 60, 317, 1955.
2. T. D. Kinman, M. N., 119, 538, 1959.
3. A. Sandage, G. Wallerstein, Ap. J., 131, 598, 1960.
4. L. Rosino, 3-rd Colloquium on Variable Stars, Bamberg, 1965.
5. А. В. Миронов, Астрон. ж., 49, 134, 1972.
6. I. Iben, R. Rood, K. Strom, S. Strom, Nature, 224, 1008, 1969.
7. G. Alcatno, Astron. Astrophys., 13, 287, 1971.
8. R. Ractne, A. J., 76, 331, 1971.
9. G. Alcatno, Astron. Astrophys., 16, 220, 1972.
10. G. Alcatno, Astron. Astrophys., 13, 399, 1971.
11. R. Dickens, M. N., 157, 281, 1972.
12. R. Dickens, M. N., 157, 299, 1972.
13. H. Sawyer Hogg, 4-th Colloquium on Variable Stars, Budapest, 1969.
14. V. Castellani, P. Giannone, R. Renzini, Astrophys. Space Sci., 9, 418, 1970.
15. Б. В. Кукаркин, Р. М. Русев, Астрон. ж., 49, 121, 1972.
16. Е. В. Венцель, Теория вероятностей, М., 1964.
17. W. G. Tifft, M. N., 125, 199, 1963.
18. W. G. Tifft, M. N., 126, 16, 1963.
19. A. Sandage, Ap. J., 162, 841, 1970.

20. *W. Thänert*, *Astron. Nachr.*, 292, 251, 1971.
21. *И. В. Петросская*, *Астрофизика*, 1, 437, 1965.
22. *W. Thänert*, 3-rd Colloquium on Variable Stars, Bamberg, 1965.
23. *G. Wallerstein*, *Ap. J.*, 160, 345, 1970.
24. *В. Бааде*, *Эволюция звезд и галактик*, М., 1966.
25. *R. Rood, I. Iben, Jr.*, *Ap. J.*, 154, 215, 1968.
26. *I. Iben, Jr., R. Rood*, *Ap. J.*, 161, 587, 1970.
27. *I. Iben, Jr.*, *P. A. S. P.*, 83, 697, 1971.
28. *O. J. Eggen*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 3, 235, 1965.
29. *M. Schwarzschild*, *Q. J. R. A. S.*, 11, 12, 1970.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

## ГЕНЕЗИС И КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД. I

Э. М. ДРОБЫШЕВСКИЙ

Поступила 13 декабря 1971

Пересмотрена 28 июля 1972

Достигнут синтез представлений о генерации магнитного поля в звездах и о реликтовой природе поля.

В магнитных звездах I-го поколения (типа) поле генерируется во внешней конвективной зоне и накапливается внутри звезды благодаря аккреции немагнитного вещества извне. Это Am и Sr Ap-звезды.

Магнитные звезды второго поколения возникают в тесных кратных системах, если магнитная I-го типа перебрасывает поле вместе с веществом на вторичную (II-й тип магнитных—Sr—Eu Ap-звезды) или если на саму магнитную I-го типа более массивный компонент перебрасывает немагнитное вещество (III-й тип магнитных—Hg—Mn Ap-звезды).

Развитые представления дают возможность понять многие свойства Am и Ap-звезд. Происхождение аномалий их химсостава и природа Asi-звезд в данной работе не рассматриваются.

1. *Введение\**. Большинство магнитных звезд (90 %) лежит в пределах B7 + F0 [2]. Это звезды пекулярные (Ap) или с металлическими линиями в спектре (Am). Несмотря на неоднородности в распределении магнитного поля и аномалий химсостава (у Ap) по поверхности, Ap и Am-звезды не отличаются сильно по своему строению и строению внешних слоев от нормальных A-звезд [3—8].

Расчеты конвективных оболочек A и F-звезд ГП (Главной Последовательности) дают [9—13], что: 1) интенсивность конвекции и переносимая ею энергия максимальны в зоне ионизации водорода в звездах F0—A5 ( $M_* \approx 1.8 + 2.0 M_{\odot}$ ); 2) оболочки звезд, более ран-

\* Основные идеи работы были доложены в порядке дискуссии на 39 Симпозиуме МАС (сентябрь 1969 года) [1].

них, чем F2—F4 ( $M_* \geq 1.4 + 1.5 M_\odot$ ), становятся тонкими — толщина  $d = 10^8 + 10^9$  см, масса  $\Delta M = 10^{-8} + 10^{-10} M_\odot$ , давление газа  $p \approx 10^5$  дин/см<sup>2</sup>; 3) в звездах A0 и более ранних ( $M_* \geq 3M_\odot$ ) конвекция слаба и переносит ничтожный поток энергии, так что у половины магнитных звезд нет развитой внешней конвекции.

Наблюдения подтверждают расчеты: турбулентные скорости максималы и сравнимы со звуковыми в атмосферах звезд F0—A5 и уменьшаются у более холодных и горячих звезд [14—15].

Давление поля  $H_e^2/8\pi$  на магнитных звездах часто составляет  $10^5$  и более дин/см<sup>2</sup> и превосходит газовое давление во внешней конвективной зоне. Наблюдаемый магнитный поток  $\Phi \approx H_e \cdot 2\pi R_e^2$  достигает  $10^{26} + 10^{28}$  жкс. Если бы он удерживался конвективной оболочкой, то поле в ней превосходило бы измеряемое  $H_e$  в  $\sim R_e/d$  раз, и внешние слои вместе с полем были бы сброшены. Поэтому магнитное поле должно удерживаться нижележащим веществом.

Последнее вместе с неправильностью крупномасштабных магнитных полей и отсутствием поля у ряда быстро вращающихся звезд (HD 172324, HD 192954, HD 193182 [16]) служит веским доводом в пользу реликтовой природы полей на звездах [17].

Но тогда неясно, почему наблюдаемые магнитные поля имеют, в основном, звезды в узком интервале F0—B7.

Ниже предпринят синтез, казалось бы, взаимоисключающих гипотез о генерации поля в самой звезде и о реликтовом его происхождении и намечены пути объяснения с единой точки зрения почти всех известных данных о магнитных звездах.

2. *Уход вещества зоны генерации магнитного поля внутрь звезды как механизм накопления магнитного потока.* Примем, что поле генерируется в самой A-звезде и что генерация происходит во внешних слоях — в зоне ионизации водорода или гелия. Конкретизировать механизм пока не будем, но заметим, что ионизация приводит здесь к резкому изменению параметров вещества, к большим градиентам электронного давления, конвективной и пульсационной неустойчивостям. Налицо условия, благоприятные для генерации магнитного поля.

Нужно найти процесс, который привел бы и к проникновению поля внутрь звезды, и к усилению его там. Последнее необходимо, ибо простая диффузия поля из зоны генерации, где должно быть  $p \gg H_e^2/8\pi$ , допускает существование полей менее  $10^3$  гс.

Простейший способ усилить поле, замороженное в среде, сжать его вместе с веществом. Следует допустить поэтому, что поле вместе с веществом переносится из оболочки внутрь звезды. Одновременно

решается проблема проникновения поля в основной объем звезды и, что существенно, реализуются условия для генерации максимально возможного при данной ЭДС магнитного потока.

В начальный момент при данном значении ЭДС скорость приращения потока магнитной индукции имеет наибольшее значение

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \oint E^i d\vec{l}. \quad (1)$$

Здесь  $\oint E^i d\vec{l}$  — некая ЭДС, создаваемая неэлектрическими силами или динамо-процессами и действующая вдоль контура  $l$ , опоясывающего звезду и лежащего в ее оболочке.

В дальнейшем нарастание поля ограничивается джоулевой диссипацией и турбулентной диффузией. В слое толщиной  $d$  поле достигает значения, близкого к асимптотическому, за время

$$\tau_d = \frac{4\pi\sigma_{eff}d^2}{c^2}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{eff}$  — эффективная проводимость вещества.

Если вещество оболочки перемещается внутрь звезды, в зону радиационного равновесия, со скоростью  $v_r$ , то вместе с ним туда будет поступать и магнитное поле. Благодаря джоулевой диссипации поле диффундирует наружу со скоростью

$$|v_{rH}| = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \left| \frac{\partial \ln |H|}{\partial r} \right| \ll \frac{c^2}{4\pi\sigma} \left| \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} \right|$$

(так как из-за вмерзненности в вещество  $\frac{\partial \rho}{\partial r} \ll \frac{\partial |H|}{\partial r} < 0$ ). Чтобы удержать поле и увлечь внутрь новое, достаточно, чтобы

$$|v_r| > \frac{c^2}{4\pi\sigma} \left| \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} \right| \gg |v_{rH}|. \quad (3)$$

В незамагниченном веществе, которое занимает место прежней оболочки и образует новую оболочку, генерируется новое поле. Процесс повторяется, пока происходит замещение замагниченного вещества и остаются прежними процессы возбуждения ЭДС.

Если время обновления вещества оболочки  $d/v_r$  меньше  $\tau_d$ , — времени, по истечении которого в ней становятся существенными процессы диссипации магнитного поля, то скорость генерации магнитного потока максимальна (1). Отсюда вытекает требование

$$v_r > \frac{c^2}{4\pi\sigma_{eff}d}. \quad (4)$$

Если турбулентная диффузия поля мала или отсутствует ( $\tau_{eff} \approx \tau$ ), выражения (3) и (4) дают для зоны ионизации водорода в А-звездах и слоев, прилежащих к ней,  $v_r \approx 10^{-1} + 10^{-3}$  см/сек. За время пребывания А-звезды на ГП ( $2.5 \cdot 10^8 + 10^9$  лет [18]) оболочка с  $d \approx 10^6 + 10^9$  см может обновиться  $10^6 + 10^4$  и более раз.

Проиллюстрируем сказанное. Куперус [19] вычислил асимптотическое значение напряженности термически генерируемого магнитного поля в зоне ионизации нормальных вращающихся звезд. Его результаты представлены кривой 1 на рис. 1. Кривая 2 дает среднюю по радиусу на широте  $45^\circ$  напряженность тороидального поля в звезде к концу пребывания на ГП. Она вычислена в предположении, что вещество оболочки, где генерируется поле, уходит вместе с полем внутрь и замещается немагнитным веществом, как только поле в этой оболочке достигает значения, близкого к асимптотическому. Полученные значения сравнимы с полями, наблюдаемыми на магнитных звездах.

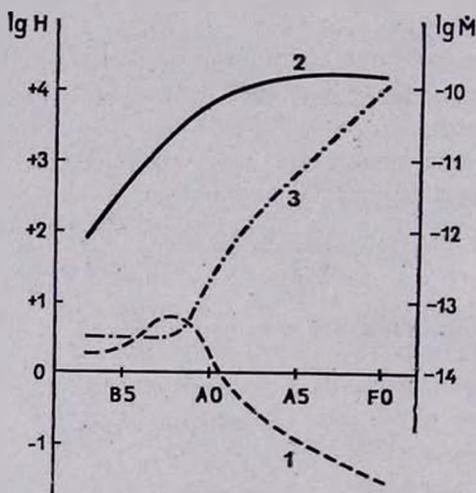


Рис. 1 1 — напряженность термически генерируемого тороидального магнитного поля (ис) по [19]; 2 — средняя по объему звезды напряженность того же поля, увеличенного внутрь звезды и накопленного там благодаря непрерывному обновлению внешних слоев; 3 — необходимая скорость аккреции  $\dot{M}$  (в  $M_\odot$  в год).

Из-за непрерывного обновления вещества поле в зоне генерации остается слабым. Во внешних слоях оно сильно только там, где силовые линии накапливаемого внутри поля выходят наружу.

3. *О причинах обновления внешних слоев звезд. Аккреция и ее источники.* К многократному обновлению вещества наружных слоев одиночной звезды, кроме конвективного перемешивания, приводят, видимо, только два процесса: меридиональные течения, вызванные вращением, и аккреция межзвездного вещества.

В кратных системах циркуляция в звезде вызывается гравитационной деформацией звезды, приливными волнами, эффектами отражения и т. п. Гидродинамика этих явлений плохо изучена. Ясно, однако, что циркуляция ведет, вообще говоря, к искажению геометрии и уменьшению масштаба исходного поля, рано или поздно выносит уже накопленное поле обратно, и процесс аккумуляции магнитного поля звездой прекращается.

Единственным видом движения, которое обновляет внешние слои звезды без выноса вещества наружу и допускает поэтому непрерывное накопление поля в звезде без сильного изменения его геометрии, является аккреция звездой немагнитного вещества извне.

Скорость аккреции, в соответствии с необходимой скоростью перемещения вещества внешних слоев внутрь звезды, должна быть  $M \geq 10^{-13} + 10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$  для А-звезд (рис. 1).

Аккреция межзвездной среды одиночной звездой редко достигает таких значений: например, если звезда медленно движется в облаке холодного газа ( $n \approx 10^1 \text{ см}^{-3}$  [20]; оценки  $M$  есть в [21]).

В кратных системах возможности благоприятнее. Если одна из звезд почему-либо теряет массу, то соседняя захватывает ее.

Механизм потери вещества нормальными звездами с  $M_* \lesssim 1.5 M_{\odot}$  аналогичен таковому у Солнца.

Когда  $M_* \geq 5M_{\odot}$ , вещество может сбрасываться под действием лучевого давления или из-за вращательной неустойчивости [18, 22].

Красные гиганты теряют вещество с  $M \approx 10^{-11} + 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  [22].

На известных этапах эволюции в тесных двойных системах происходит быстрый ( $M \approx 10^{-4} + 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ ) обмен массой [23], который переходит иногда в медленный ( $M \lesssim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ ) [23—24].

Названные процессы способны обеспечить нужную величину  $M$ .

Медленное поступление вещества может происходить на звезды, которые не испускает ветра [25]. Таковы звезды ГП с  $1.5 M_{\odot} \lesssim M_* \lesssim 5M_{\odot}$  (F2 + B6). Факт наличия сильных полей именно у этих звезд подкрепляет предположение о роли аккреции в накоплении поля

4. *О классификации магнитных звезд.* Если принять, что магнитное поле генерируется в самых внешних слоях и уносится внутрь вместе с веществом этих слоев в результате аккреции звездой не-

замагниченного вещества извне, то следует вывод о существовании трех групп магнитных звезд:

*I группа.* Это звезды ГП, в которых поле генерируется поверхностными слоями и аккумулируется и удерживается в нижележащей радиационной зоне благодаря аккреции:

- а) межзвездного вещества;
- б) ветра с компонента двойной с  $M_* \lesssim 1.5 M_{\odot}$ , находящегося на ГП;
- с) ветра с компонента двойной с  $M_* \gtrsim 5 M_{\odot}$ , находящегося на ГП;
- д) ветра с компонента двойной — красного гиганта, не заполняющего поверхности Роша;
- е) вещества с проэволюционировавшего компонента тесной двойной на стадии медленного обмена массой;
- ф) вещества, длительно поступающего с компонента двойной в результате иных процессов.

При данном механизме генерации запасенный магнитный поток пропорционален длительности аккреции. Наибольшую длительность имеет вариант *b* (все время пребывания на ГП), потом следуют варианты *a* (для одиночной звезды  $\sim 10\%$  времени пребывания на ГП и малые  $M$ ), *d* (при небольшой разнице масс компонент) и *e* и, наконец, *c* ( $M$  могут быть значительны).

Часто отмечается, что пекулярность появляется где-то к концу пребывания звезды на ГП [5—6, 26]. Предполагается, некую роль в этом играет обмен массой в проэволюционировавшей двойной. В [26] эта гипотеза подробно аргументируется; отстаивается точка зрения, что все Am и Ap-звезды — члены проэволюционировавших систем. В последнем нет необходимости. Следует только допустить, что часть магнитных звезд — члены проэволюционировавших систем. Тогда должны существовать еще две группы:

*II группа.* Это вторичные компоненты проэволюционировавших двойных, на которые поле перенесено в процессе быстрого обмена массой вместе с веществом бывшей магнитной звезды:

- а) типа Ia, если межзвездное вещество захватывалось более массивным компонентом двойной системы;
- б) типа Ib;
- д) типа Id, если гигант так и не достиг поверхности Роша;
- е) типа Ie — здесь оба компонента проэволюционировали, и масса переброшена обратно, но уже вместе с магнитным полем;
- ф) типа If, если магнитный компонент проэволюционировал раньше.

Возможность переноса магнитного поля с одной звезды на другую отмечена в [26, 27] и подкрепляется обнаружением поля  $10^3$  гс в Ве и М компонентах симбиотического спектра AG Peg [2].

*III группа.* Здесь в процессе быстрого обмена массой немагнитное вещество с более массивного проэволюционировавшего компонента перенесено на магнитную звезду;

с) типа Ic;

d) типа Id, если гигант заполняет в конце концов полость Роша;

f) типа If.

5. *Звезды I и II групп.* Примем теперь, что поле генерируется конвекцией.

Выше отмечалось наличие интенсивной конвекции в тонком наружном слое звезд с  $1.5 M_{\odot} \lesssim M_* \lesssim 3.0 M_{\odot}$ . Это определяет массу магнитных звезд I группы и время генерации и накопления магнитного поля. Переброс вещества таких звезд на вторичный компонент, в результате которого возникают звезды II группы, приводит, согласно расчетам [23, 24, 28], к почти полной передаче массы и появлению звезды типа белого карлика с  $M_* = 0.2 + 0.4 M_{\odot}$ .

Хотя массы звезд I и II групп перекрываются, звезды II группы, в среднем, более массивны, и среди звезд A0—A2 их должно быть больше.

Поле у звезд II группы должно быть наиболее неправильным, ввиду искажений его при перебросе с веществом. То же касается поверхностных неоднородностей химсостава. У звезд, где поле генерируется (I группа), неоднородности химсостава ликвидируются конвективным перемешиванием и могут быть только в местах выхода сильного магнитного поля наружу, где поле подавляет конвекцию и влияет на аккрецию. Большая неправильность поля у звезд II типа в совокупности с менее развитой конвекцией приводит к большим неоднородностям условий на поверхности звезды, усилению спектральной переменности.

Известно [2, 4, 16, 29], что наименьшую спектральную и магнитную переменность имеют, в общем, именно поздние звезды и что спектральные переменные, с другой стороны, обладают более неоднородными магнитными полями.

Учитывая спектральный класс (от F0 до A2—A1, редко A0) и сведения о спектральной переменности [2, 4, 5, 16, 29—31], к I группе допустимо отнести 17 (13 ярких с  $m_v \leq 6^m$ ) магнитных Ap-звезд (по каталогу [2, 16, 32] и по [30]):

*Спектрально-двойные (СД):* HD 15144 ( $m_V = 5^m84$ ;  $P_{orb} = 3^d$ , ADS 1849A;  $\rho = 12.2$ ;  $\Delta m = 3^m0$ ), HD 98088 ( $m_V = 6^m13$ ;  $P_{orb} = 5^d905$ , два спектра [33]; ADS 8115A;  $\rho_{var} = 1.0$ ;  $\Delta m = 5^m5$ ).

*Визуально-двойные:* HD 110380 ( $\gamma$  Vir N;  $m_V = 3^m51$ ; ADS 8630B,  $P_{1orb} = 171.37$  года,  $\rho_{1min} \approx 0.5$ ,  $\Delta m_1 = -0^m03$ ;  $\rho_2 = 53.1$ ;  $\Delta_2 m = 11^m5$ ), HD 130559 ( $\mu$  Lib A;  $m_V = 5^m7$ ; ADS 9396;  $\rho_{1var} \approx 1.5$ ;  $\Delta_1 m = 0^m9$ ;  $\rho_{2var} \approx 15''$  ( $\rho_{2min} \lesssim 6''$ ); возможно, СД [16]), HD 171586A ( $m_V = 6^m46$ ; ADS 11477A;  $\rho_{var} = 9''$  ( $\rho_{min} < 6''$ );  $\Delta m = 5^m8$ ; СД? [34]), HD 201601 ( $\gamma$  Equ A;  $m_V = 4^m68$ ; ADS 14702;  $\rho_{var} = 2.0$ ;  $\Delta m = 6^m8$ ; есть вариации  $V_r$  [16]);

*Одиночные звезды:* HD 19445 ( $m_V = 8^m05$ ); HD 42616 ( $m_V = 7^m17$ ), HD 72968 (3Нуа;  $m_V = 5^m72$ , СД? [2, 34], но в [30] изменений  $V_r$  не найдено), HD 115708 ( $m_V = 7^m82$ ), HD 176232 (10 Aql;  $m_V = 5^m9 \pm 0^m01^*$  [35]), HD 191742 ( $m_V = 8^m14$ ), HD 220825 ( $\kappa$  Psc;  $m_V = 4^m95 \pm 0^m01$  [36]), HD 221760 ( $m_V = 4^m7$ ), звезды HD 24712 ( $m_V = 6^m0$ ) [32], HD 62140 (49 Cam;  $m_V = 6^m32$ ) и HD 149911 ( $m_V = 6^m0$ ) [30].

К I группе следует отнести Am-звезды. Они обычно не показывают спектральной переменности [3] и, по-видимому, все СД [37]. Часть их может быть отнесена к типам Ib и Ic, другие, несмотря на двойственность, к Ia. В каталоге [2, 16, 32] их семь: HD 20210 ( $m_V = 6^m24$ ; СД,  $P_{orb} = 5^d435$ ; ADS 2433A,  $\rho = 30.8$ ,  $\Delta m = 5^m5$ ), HD 27962 (68 Tau;  $m_V = 4^m29$ ; ADS 3206A,  $\rho_{var} = 1.4$ ;  $\Delta m = 3^m3$ ), HD 33254 (16 Ori;  $m_V = 5^m43$ ; СД [38]; IDS 05038N0942;  $\rho = 88.6$ ;  $\Delta m = 6^m8$ ), HD 107651 (17 ComB;  $m_V = 6^m64$ , СД [30]; ADS 8568B,  $\rho = 1.8$ ;  $\Delta m = 7^m7$ ), HD 153286 ( $m_V = 7^m02$ ), HD 184552 (51 Sgr;  $m_V = 5^m66$ ; СД,  $P_{orb} = 8^d116$ ) и BD + 46°1913 ( $m_V = 9^m94$ ). Они имеют слабые ( $\sim 100$  гс) поля (по [30, 38], поля у 17 ComB и 16 Ori не превосходят двух-трех ошибок). Поле 130 гс измерено на HD 189849 (15 Vul;  $m_V = 4^m65$ ; СД,  $P = 3606^d$ ) [39].

Звезды II группы должны проявлять повышенную спектральную и магнитную переменность (в частности, кроссовер-эффект, обозначен

\* Изменения блеска.

знаком  $x$ ) и быть, в общем, более ранними, чем звезды I группы. Таких звезд в каталоге Бэбкока 23 [2, 16, 32]:

*Спектрально-двойные:* HD 8441 ( $m_V = 6^m7$ ;  $P_{orb} = 106^d27$ ), HD 9996 ( $m_V = 6^m29$ ;  $P_{orb} = 273^d2$  [40]), HD 125248 $x$  (CS Vir;  $m_V = 5^m89 \pm 0.05$ ;  $P_{orb} = 1618^d$ ); HD 187474 ( $m_V = 5^m31$ ;  $P_{orb} = 690^d$  [34]); HD 196502 (AF Dra;  $m_V = 5^m19 \pm 0^m03$ ;  $P_{orb} = 551^d$  [5]).

*Визуально-двойные:* HD 90569 $x$  (45 Leo;  $m_V = 6^m03$ ; ADS 7781A;  $\rho_{\text{vnr}} = 38''$ ;  $\Delta m = 5^m0$ ), HD 108662 (16 Com A,  $m_V = 5^m3 \pm 0^m015$ ; ADS 8568;  $\rho = 145.4$ ;  $\Delta m = 1^m3$ ), HD 112413 $x$  ( $\alpha^2$  CVn;  $m_V = 2^m88 \pm 0^m045$ ; ADS 8706;  $\rho = 19.6$ ;  $\Delta m = 2^m5$ ), HD 153882 $x$  ( $m_V = 6^m3 \pm 0^m02$ ; ADS 10310A;  $\rho = 19.0$ ;  $\Delta m = 4^m8$ , переменное V, ?).

*Одиночные звезды:* HD 4778 ( $m_V = 6^m14$ ), HD 25354 ( $m_V = 7^m83 \pm 0^m022$ ), HD 49976 ( $m_V = 6^m3$ ), HD 56495 ( $m_V = 7^m63$ ), HD 65339 $x$  (53 Cam;  $m_V = 6^m01 \pm 0^m01$ ), HD 71866 $x$  ( $m_V = 6^m74 \pm 0^m02$ ; CД? [34]), HD 118022 $x$  (78 Vir,  $m_V = 4^m94 \pm 0^m015$ ), HD 126515 ( $m_V = 7^m11$ ), HD 134793 ( $m_V = 7^m57$ ), HD 151525 (45 Her,  $m_V = 5^m24$ ), HD 190073 ( $m_V = 7^m85$ ), HD 192678 ( $m_V = 7^m38 \pm 0^m015$ ), HD 203006 ( $\theta^1$  Mic;  $m_V = 4^m82$ ), HD 216533 ( $m_V = 7^m9$ ).

Массы звезд обеих групп сильно перекрываются, слабая спектральная переменность может быть и в I группе, происхождение звезд Ie типа подобно происхождению II группы, и поэтому принадлежность ряда звезд нельзя считать установленной твердо.

Например,  $\beta$ CrB (HD 137909 $x$ ,  $m_V = 3^m66 \pm 0^m018$ ; CД (тройная?);  $P_{orb} = 10.496$  лет ( $P_{orb} = 320^d13$ ) [41]) и HD 188041/2 ( $m_V = 5^m65$ ;  $P_{H,l} = 224^d5$ ) в [2, 16] приписан класс F0. У  $\beta$ CrB нет спектральной переменности, у HD 188041 — отмечена. Чтобы определить их принадлежность, необходимы дополнительные критерии. Они будут указаны ниже при обсуждении свойств звезд разных групп.

Здесь отметим, что 1) учет бледнирования линий [42] дал для  $\beta$ CrB  $\theta_s = 0.60$ , для HD 188041  $\theta_s = 0.55$  (соответственно A5—A4 и A3—A2); 2) в обеих звездах атмосферная турбулентность мала [43] — свидетельство слабости внешней конвекции; 3)  $\beta$ CrB показывает кроссовер [43]; 4) цвет HD 188041 сильно меняется [44]. Поэтому

$\beta$  CrB (и подобные ей HD 165474 ( $m_V = 7^m.5$ ; ADS 11056B;  $\rho_1 = 6.4$ ,  $\Delta_1 m = -0^m.4$ ;  $\rho_{2, \text{var}} = 61''$ ,  $\Delta_2 m = 7^m.0$ ), HD 137949 (33 Lib;  $m_V = 6^m.69$ ,  $V_r$  меняется [30]), HD 81009 (ADS 7334,  $\rho_{\text{var}} = 0.1 + 0.2$ ;  $m_{V1} = m_{V2} = 7^m.3$ ;  $P_{\text{orb}} \geq 45$  лет [30])), а также HD 188041 (и подобные ей [2, 16] HD 2453 ( $m_V = 6^m.92$ , есть изменения  $V_r$  [45]) и HD 50169 ( $m_V = 9^m.06$ , возможны вариации  $V_r$  [16])) следует, видимо, отнести ко II группе (всего 30 магнитных звезд, 16 ярких).

О ряде звезд каталога Бэбкока вообще известно мало. Таковы HD 110066, HD 111133, HD 135297, HD 148898 ( $\omega$  Oph), HD 152107 (52 Her, не исключено, что это Si-звезда [16]).

#### 6. Сравнение и обсуждение свойств магнитных звезд I и II групп.

а) *Возраст.* Анализируя наличие Ar-звезд в скоплениях разного возраста, Яшеки [46, 47] нашли, что подгруппы Ar-звезд появляются в последовательности Si- $\lambda$  4200, Mn, Cr—Eu и Sr, что соответствует переходу к более холодным и менее массивным звездам. Отмечено, правда, что „последние три типа объектов перекрываются во времени“ [46].

Ar-звезды, отнесенные нами к I типу, наибольшую peculiarity проявляют в линиях Sr (Sr—Cr), звезды II типа соответствуют, главным образом, Cr—Eu подгруппе.

II группа (как и III группа — см. ниже) возникает из I группы и должна появляться после нее, хотя состоит из звезд более массивных и горячих. Этот вывод противоречит последовательности Яшеков. Более внимательное рассмотрение приводимых ими сведений и данных из [34, 48, 49] показывает, что Sr-звезды, действительно, впервые появляются в более молодых скоплениях, а Cr—Eu звезды имеются только в самых старых из тех скоплений, где еще есть Ar-звезды (рис. 2). Sr, Sr—Cr Ar-звезды (I группа) лежат слева от кривой, соответствующей уходу с ГП, а возникающие по окончании их эволюции звезды II группы (Cr—Eu звезды) — в районе этой кривой или ниже ее. Подтверждается также предположение, что магнитные поля генерируются в звездах с  $M_* \leq 3M_{\odot}$ , т. е. там, где есть развитая внешняя конвекция. Действительно, звезды II типа появляются только по завершении эволюции звезд с  $M_* \approx 3M_{\odot}$ , но не раньше.

Am-звезды появляются почти одновременно со Sr-звездами [48, 49, 54].

6) *Двойственность*. Считается [47], что доля *визуально-двойных* среди Ар-звезд нормальная (20—25% среди звезд с  $m_V \leq 6^m.5$  [45, 55]; далее сравниваются яркие звезды). Но в I группе их заметно больше, и большинство систем — тесные с  $\rho \approx 1-2''$  и заметным относительным движением. Повышенный процент тесных визуально-двойных в I группе следовало ожидать. Во всех системах тут есть компонент позднее F2, способный испускать звездный ветер. Часть ветра захватывает А-звезда, что позволяет ей накапливать магнитное поле.

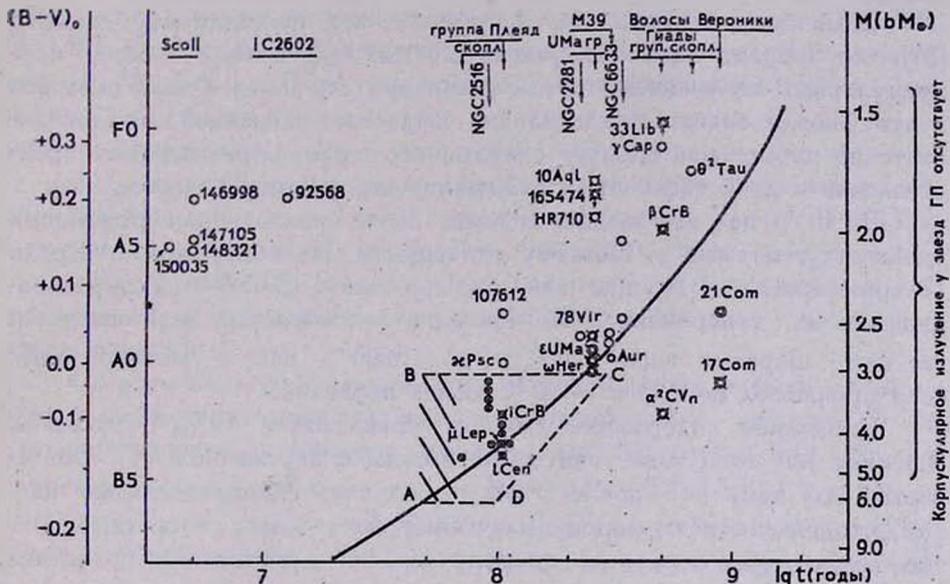


Рис. 2. Диаграмма возраст скопления — спектральный класс для Ар-звезд I, II и III групп. Сплошная кривая дает время эволюции на ГП [18]. Сведения о звездах в скоплениях по [26, 31, 34, 46, 48—53] (длина черты под названием скопления соответствует неопределенности возраста).

ABCD — область возможного обнаружения звезд III группы. ○ — звезды I группы (Sr, Sr—Cr звезды); двойной кружок — звезды II группы; ⊕ — звезды III группы (Mn—Hg звезды); ✕ — магнитное поле обнаружено; ⊙ — наличие магнитного поля предполагается. Нумерация звезд по HD. Для HD 165474 и 33 Lib значения  $(B-V)_0$ , соответствующие  $\theta_0$ , неизвестны (о  $\beta$  CrV см. текст).

Число *спектрально-двойных* (включая звезды с изменением  $V_r$ ) среди Ар-звезд составляет 17—20% [45, 34] по сравнению с 19 [20] + 25 [55] + 43 [45] + 47% [56] среди AV-звезд. Подобная статистика осложнена селекцией [45, 57]. Ар-звезды изучаются пристальнее. Сравнение с нормальными звездами затруднено различием вращатель-

ных скоростей. Эти факторы учтены в [45]. С другой стороны, открытию двойственности мешают переменность  $V_r$  у Ар-звезд из-за поверхностных неоднородностей и сильное различие масс и светимостей компонентов.

Так, при  $q < 0.8-0.7$  ( $q$  — отношение масс компонентов системы) мала вероятность наблюдения спектра вторичной [20], а при  $q < 0.2-0.1$  — обнаружения двойственности вообще [26, 28].

У звезд Ib типа  $q$  не превосходит  $0.8-0.7$ , у Ic типа  $q \leq 0.6$ , а у Ie типа и звезд II группы, где вторичная типа белого карлика,  $q \leq 0.2-0.1$ .

Если иметь в виду, что Ам-звезды все, по-видимому, двойные [37], что процент тесных визуально-двойных, где возможен обмен корпускулярным излучением, среди магнитных Ар-звезд I типа повышен и что иногда захват межзвездного вещества одиночной звездой достаточно интенсивен, следует считать, что в рамках развиваемых представлений с двойственностью в I группе все обстоит благополучно.

Во II группе все звезды должны быть проэволюционировавшими двойными с малыми  $q$ . Поэтому они трудны для обнаружения. Среди 16 ярких звезд II группы известно все же 6 (37.5%) спектрально-двойных или с переменной  $V_r$ . Ни одна не показывает двух спектров, все они — широкие пары ( $100^d \leq P_{orb} \leq 3000^d$ ), как и должно быть, если произошел переброс  $\sim 90\%$  массы первичной.

Найденное содержание двойных превосходит  $17\%$ , полученных Яшеками [45] (они тоже учитывали звезды с переменной  $V_r$ ). Объясняется это тем, что после 1958 г. получены дополнительные данные, что рассмотрены хорошо изученные Ар-звезды — магнитные, и — что важно, ибо отражает природу явления — статистика проведена внутри генетически однородных групп.

в) *Геометрия магнитных полей, переменность блеска, очень медленные ротаторы.* При переносе поля вместе с веществом в процессе образования звезд II группы разные концы магнитных силовых трубок оказываются на разных звездах. Трубки содержат проводящее вещество, и магнитное поле усиливается при их растяжении из-за наматывания на асинхронно вращающуюся звезду\*. В результате за счет энергии вращения на звездах II типа создается тороидальное поле ( $\geq 10^5$  гс). Механизм усиления поля представляется достаточно мощным, чтобы магнитные II типа возникали из слабых магнитных I типа, каковыми являются Ам-звезды.

\* Идея об усилении поля при наматывании силовых трубок на звезду высказана Н. М. Шаховским в беседе с автором в 1968 году.

В I группе звезд при  $M = 10^{-12} \div 10^{-9} M_{\odot}/год$  магнитное поле удерживается слоем, содержащим малую долю массы звезды. Перенесенное в начале обмена на другую звезду поле оказывается на глубине  $\approx 0.5 R_*$ .

Тороидальное поле, окруженное немагнитичным веществом, неустойчиво к неосесимметричным возмущениям с модой I [58]. Одна часть его всплывает, другая — погружается. Всплывшая наружу часть будет наблюдаться как поле дипольного типа. Его ось лежит в плоскости экватора звезды. Наблюдения подтверждают это.

В большинстве периодически обращающих полярность магнитных звезд угол  $\beta$  между осями вращения и магнитной составляет  $80 - 90^\circ$  [43, 59]. Статистической характеристикой величины  $\beta$  служит отношение  $r = H_{e, \min} / H_{e, \max}$ . Если оси вращения ориентированы произвольно, то при  $r < 0$  более вероятно, что  $\beta$  ближе к  $90^\circ$ , чем к  $0^\circ$ , и тем вероятнее, чем ближе  $r$  к  $-1$ ; при  $r > 0$  — наоборот.

80% звезд II группы, для которых есть более двух измерений, обращают полярность. Для II группы, в среднем,  $\langle r \rangle = -0.43$ . В I группе (без Am-звезд) полярность обращает треть звезд; здесь  $\langle r \rangle \approx 0$ . Причин отклонения „магнитной оси“ от оси вращения также и в звездах I группы может быть много, но основная — неоднородность аккреции.

Сильное поле способно заметно исказить форму и быть одной из причин фотометрической переменности вращающейся звезды [17]. Такую переменность проявляют, видимо, все Ar-звезды [35]. Но в I группе она обнаружена только у  $\kappa$ Psc ( $\Delta m \lesssim 0^m01$ ) и 10 Aql ( $\Delta m \approx 0^m01$ ), а во II группе — почти у половины звезд ( $\Delta m_V = 0^m01 + 0^m08$ ) [5, 35, 36, 44], что может говорить о наличии в них мощных внутренних полей.

Дело в том, что крупномасштабная неустойчивость тороидального поля зависит от соотношения его напряженности и степени устойчивости слоев вещества по отношению к конвекции\*. В отличие от звезд I группы, где наружу могут, в принципе, выходить почти все силовые трубки, в звездах II группы наблюдается только часть поля, оказавшаяся в нестабильном состоянии. Остальное тороидальное поле находится в достаточно устойчивом равновесии внутри звезды и лишь искажает ее форму.

Престон [60] обратил внимание на большое число очень медленных ротаторов ( $P \gtrsim 100^d$ ) среди Ar-звезд и предположил существование эффективного механизма замедления вращения. Таковы HD 8441,

\* Эти соображения принадлежат Ю. В. Вандакурову.

HD 9996, HD 126515, HD 187474, HD 188041, HD 221568, а также HD 2453 [61]. Все они принадлежат ко II типу магнитных. Естественно думать, что часть энергии их вращения ушла на создание тороидального поля.

7. *Звезды III группы.* Какие особенности должны проявлять магнитные звезды Ic группы, на которые более массивная компонента ( $M_* \geq 5M_\odot$ ) перебрала по окончании эволюции часть своей массы?

Время жизни звезды с  $M_* \geq 5M_\odot$  не превышает  $7 \cdot 10^7$  лет и гораздо меньше (минимум, втрое) времени генерации поля в Ia и b группах. Если скорость генерации и накопления поля неизменна, звезды Ic типа накопят соответственно меньший поток.

Это небольшое поле оказывается под слоем немагнитного вещества. В отличие от звезд II типа здесь поток не увеличивается. Поле может появиться на поверхности звезды и быть обнаруженным, если количество переброшенного вещества мало.

В предположении о дипольном характере поверхностное поле звезды с начальной массой  $M_{Ic}$  уменьшится вчетверо при поступлении на нее  $\Delta M = (1/3) M_{Ic}$ , в  $\sim 6$  раз при  $\Delta M = (1/2) M_{Ic}$  и в  $\sim 10$  раз при  $\Delta M = M_{Ic}$  (учтены возрастание радиуса звезды и пропорциональность магнитного момента витка с током, который образован веществом исходной звезды типа Ic, его размеру при постоянстве магнитного потока). Поэтому следует принять  $\Delta M < M_{Ic}$  (или даже  $\Delta M \lesssim (1/3) M_{Ic}$ ).

Расчеты эволюции тесных двойных с  $M_1 \geq 5M_\odot$  [23, 24] показывают, что перебрасывается более  $1/2$  массы первичной. Даже с учетом потери системой до  $1/3$  перебрасываемой массы [62] звезды III типа с наблюдаемыми полями должны встречаться не часто. Наиболее благоприятен для их появления случай, когда масса вторичной была близка к своему верхнему пределу ( $M_{Ic} \approx 2.5 + 3.0 M_\odot$ ), а первичной — к нижнему ( $M_* \approx 5 + 6 M_\odot$ ) (последнее обеспечивает также наибольшее время генерации поля). Поэтому звезды III типа появляются где-то в конце эволюции звезд с  $M_* \approx 5 + 6 M_\odot$ . Их масса  $3 + 6 M_\odot$ . Эти числа, наряду с длительностью эволюции вновь образовавшихся звезд III типа, определяют их положение на диаграмме рис. 2 (область ABCD; заштрихованная полоса соответствует времени появления звезд III группы).

Из магнитных звезд в эту область попадают Hg—Mn звезды. В каталоге Бэбкока [2, 16, 32] их семь (все яркие): СД HD 78316 ( $\times$  Спс,  $P_{orb} = 6^d.4$ ), HD 89822 ( $P_{orb} = 11^d.58$ ,  $q = 0.61$  [63]), визуально-двойная HD 129174 ( $\pi^1$  Воо А, ADS 9338,  $\rho_{var} = 5^m.6$ ,  $\Delta m = 0^m.9$ ; вто-

ричная — Ат-звезда) и одиночные HD 33904 ( $\mu$  Lep), HD 110073 (1 Cen, СД? [4]), HD 143807 (1 CrB) и HD 221507 (3 Scl). А. Б. Северный [64] измерил поле в 80  $\mu$ с у HD 358 (2 And; СД,  $P_{orb} = 96^d$ ;  $\Delta m = 1^m 35$ ; ADS 94,  $P = 118$  лет,  $\Delta m = 8^m 4$ ). Конти [63] измерил поля у HD 89822 и еще у трех Мп-звезд (все СД с двумя спектрами): HD 27376 (41 Eri,  $P_{orb} = 5^d 01$ ;  $q = 0.87$ ), HD 173524 (46 Dra,  $P_{orb} = 9^d 81$ ,  $q = 0.82$ ; IDS 18407N5526,  $r = 146.8$ ,  $\Delta m = 5^m 4$ ), HD 174933 (112 Her,  $P_{orb} = 6^d 36$ ,  $q = 0.48$ ).

Поля на Мп-звездах слабые, на пределе возможности измерения. Как и следовало ожидать, кинематически они относятся к ранним В-звездам [34] и почти не показывают спектральной и фотометрической переменности [63].

Высокое содержание СД — шесть (или семь) из 10 (в таблице Эггена [34]) — 6 из 16. Нг—Мп звезд — 37.5%, в том числе с двумя спектрами, говорит о малом различии масс компонентов. Так и должно быть, если перебрасывается масса меньше  $M_{ic}$ . Но если иметь ввиду упоминавшиеся расчеты обмена массой в двойных с  $M_1 \geq 5M_{\odot}$ , то не совсем понятно, почему перебрасывается всего 50% массы первичной и сохраняется столь малое расстояние между компонентами ( $P_{orb} = 5 \cdot 10^d$ ).

В системах HD 89822 и 112 Her (с  $q \leq 0.6$ ) на вторичных измерены сильные поля ( $H_{e,max}$  до  $2200 \pm 450$  и  $1500 \pm 850$   $\mu$ с), а на более массивных компонентах едва ли есть поле, превышающее  $100 \pm 50$  и  $200 \pm 100$   $\mu$ с [63], так что их допустимо отнести к Ic типу и считать непроволюционировавшими. Это объяснение не годится для систем 41 Eri и 46 Dra. Здесь на первичных измерены  $H_{e,max} = 500 \pm 350$  и  $500 \pm 100$   $\mu$ с, на вторичных —  $600 \pm 250$  и  $250 \pm 150$   $\mu$ с, химические составы компонентов также во многом подобны. Последнее наводит на мысль о существовании „общей оболочки во время приобретения аномалий химсостава“ [65]. В согласии с развиваемыми представлениями следует предположить, что некоторые двойные Нг—Мп типа — члены тройных систем.

Тройственность — явление всего в 3 [57] — 4 [20] — 10 [55] раз более редкое, чем двойственность — привлекалась для объяснения пеккулярности двух компонентов в ряде систем [26—27]. Наличие более удаленного третьего компонента с  $M_* \geq 5M_{\odot}$  делает понятным подобие химсоставов и магнитных полей компонентов в 41 Eri и 46 Dra, ограниченность наблюдаемых периодов в СД III типа ( $P_{orb} \leq 10^d$ ;  $P_{orb}$  третьего компонента должна значительно превосходить это значение, но быть меньше  $10^d \div 1000^d$ , чтобы был возможен переброс массы

[23—24] и, что важно, сохраняется поверхностное поле измеримой величины, ибо перебрасываемая с третьей звезды масса делится между двумя звездами. Не исключено поэтому, что именно тройственности многие магнитные звезды III типа обязаны своим существованием.

8. *Основные выводы.* Выяснение происхождения сильных магнитных полей на звездах ГП привело к непринужденному синтезу представлений о реликтовом магнетизме и генерации поля в самой звезде и выявило связь между отдельными группами магнитных звезд. Новым является то, что генерируемое поле непрерывно накапливается благодаря медленной аккреции вещества извне в магнитных I типа: в Am и Sr (Sr—Cr) Ap-звездах. Накопленное поле уже в некотором смысле „реликтовое“. Эти звезды и кратные системы, куда они входят, не обязательно должны быть проэволюционировавшими.

Если звезда I типа — более массивный компонент тесной двойной, то по окончании эволюции на ГП происходит быстрый обмен веществом и перенос вместе с ним магнитного поля, которое усиливается благодаря наматыванию на асинхронно вращающуюся звезду. Возникает магнитная II типа с сильным „реликтовым“ тороидальным полем, часть которого может всплыть и образовать наблюдаемое поле дипольного типа с осью, лежащей вблизи экваториальной плоскости.

Если магнитная I типа — менее массивный компонент кратной системы, то в результате переброса на нее вещества образуется магнитная III типа со слабым магнитным полем.

Главные признаки, присущие каждой группе, даны в табл. 1. Отнесение звезды к той или иной группе должно производиться, исходя из анализа всей совокупности ее свойств. Всевозможные обобщения, статистические исследования и тому подобное изучение следует проводить в пределах указанных однородных групп одинакового происхождения, а не среди всех Ap или Am-звезд сразу, как часто делалось до сих пор, ибо различные свойства звезд, составляющих эти группы, по разному коррелируют между собой.

Разгадка явления звездного магнетизма помогает понять взаимосвязь и происхождение Ap и Am-звезд вообще и может прояснить природу сопутствующих явлений (звездные ветры [1]).

В будущем будет проведена детализация и уточнение классификации Ap и Am-звезд, исследован ряд причин аномалий их химического состава, рассмотрена природа Si-звезд; для звезд I группы будет вычислено поле, генерируемое кориолисовой ЭДС [66].

## ПРИЗНАКИ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД РАЗНЫХ ГРУПП

	I группа	II группа	III группа
1. Возраст скопления $t$ (годы)	$t \leq (2.5 \div 10) \cdot 10^8$	$2.5 \cdot 10^8 \leq t \leq 2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^7 \leq t \leq 2.5 \cdot 10^8$
2. Масса ( $M_{\odot}$ )	$1.5 < M_I < 3$	$M_{II} > M_I$ ; $M_{II} \approx M_I + (0.5 \div 1.5)$	$3 \leq M_{III} \leq 6$
3. Спектральные особенности	Am, Sr (Sr—Cr)	Cr—Eu	Hg—Mn
4. Спектральная и фотометрическая переменность	отсутствует или слабая	может быть сильной	слабая
5. Атмосферная турбулентность	близка к нормальной	подавлена	близка к нормальной
6. Участие в двойных системах	с очень большой вероятностью	обязательно	обязательно (по-видимому, в тройных; $P_{1orb} \leq 10^d$ ; $100^d \leq P_{2orb} \leq 1000^d$ )
а. в тесных ( $P_{orb} < 100^d$ )	вероятно	нет	
б. в широких ( $100^d < P_{orb} \leq 10^4 \text{ лет}$ )	вероятно	обязательно	
с. в очень широких ( $10^4 \text{ лет} \leq P_{orb} \leq 300^4 \text{ лет}$ )	вероятно	маловероятно	
7. Скорость вращения		может быть очень малой	
8. Величина $H_e$ (гс)	100—500	1000—5000	100—500
9. Отклонение оси магнитного поля от оси вращения	небольшое	большое (близко к $90^\circ$ )	любое (?)
10. Кроссовер	нет	есть	

Автор благодарен Ю. В. Вандакурову, Ю. В. Глаголевскому, Л. Э. Гуревичу, А. Э. Долгинову, Я. Б. Зельдовичу, Е. Н. Паркеру, А. Б. Северному, Л. И. Снежко, В. Л. Хохловой и Н. М. Шаховскому за полезное обсуждение работы и ценные советы.

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

## GENESIS AND CLASSIFICATION OF THE MAGNETIC STARS. I

E. M. DROBISHEVSKY

The synthesis of ideas concerning generation of the magnetic fields and its relict nature in stars is achieved.

In the magnetic stars of the first generation (type), the field is generated in the outer convective zone and accumulated inside the star owing to accretion of nonmagnetized matter from outside. These are Am and Sr Ap-stars.

The magnetic stars of the second generation are born in close systems if the type I magnetic transfers the field together with matter onto the secondary (the type II magnetic stars — Cr—Eu Ap-stars) or if more massive component transfers its nonmagnetized matter onto the type I magnetic (the type III magnetic stars — Hg — Mn Ap-stars).

The ideas developed by us render the opportunity to understand a lot of properties of the Am and Ap-stars. The origin of their anomalous abundances and the nature of Asi-stars are not dealt with in this paper.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. М. Дробышевский, in „Interstellar Gas Dynamics“, ed. H. J. Herbig, IAU Symp. No. 39. D. Reidel Publ. Co., 1970, p. 301.
2. H. W. Babcock, in „Stellar Atmospheres“, ed. J. L. Greenstein, The Univ. Chicago Press, 1960.
3. W. L. W. Sargent, Ann. Rev. Astron. Ap., 2, 297, 1964.
4. P. Ledoux, P. Renson, Ann. Rev. Astron. Astrophys, 4, 293, 1966.
5. В. Л. Хохлова, в сб., „Эруптивные звезды“, ред. А. А. Боярчук и Р. Е. Гершберг, Наука, М., 1970.
6. C. J. Durrant, M. N., 147, 59, 1970.
7. Ю. В. Глаголевский, В. В. Лушин, К. И. Козлова, Н. М. Чунакова, Астрон. ж., 48, 942, 1971.
8. W. L. W. Sargent, L. Searle, MARS (The Magnetic And Related Stars, ed. R. C. Cameron, Mono Book Corp., Baltimore, 1967), p. 209.

9. *D. Mihulas*, *Ap. J. Suppl.*, 9, 321, 1965.
10. *D. Mihulas*, *Ap. J.*, 141, 564, 1965.
11. *P. DeMarque, R. C. Roeder*, *Ap. J.*, 147, 1188, 1967.
12. *Э. Эрма*, *Астрофизика*, 7, 605, 1971.
13. *C. de Loore*, *Ap. Space Sci.*, 6, 60, 1970.
14. *B. Baschek, D. Reimers*, *Astron. Astrophys.*, 2, 240, 1969.
15. *F. H. Chaffee*, *Astron. Astrophys.*, 4, 291, 1970.
16. *H. W. Babcock*, *Ap. J. Suppl.*, 3, 141, 1958.
17. *L. Mestel*, *MARS*, p. 101, 1967.
18. *I. Iben*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 5, 571, 1967.
19. *M. Kuperus*, *B.A.N.*, 18, 353, 1966.
20. *C. W. Allen*, *Astrophys. Quant.*, 2 ed., Athlone Press, 1964.
21. *V. Castellani, N. Panagio*, *Ap. Space Sci.*, 10, 122, 1971.
22. *A. J. Deutsch*, in „Mass Loss from Stars“, ed. M. Hack, D. Reidel Publ. Co., 1969, p. 1.
23. *M. Plavec*, *Adv. Astron., Astrophys.*, 6, 202, 1968.
24. *B. Paczynski*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 183, 1971.
25. *В. Ф. Шварцман*, *Астрон. ж.*, 47, 660, 1970.
26. *E. P. J. van den Heuvel*, *B.A.N.*, 19, 326, 1968.
27. *E. P. J. van den Heuvel*, *B.A.N.*, 19, 11, 1967.
28. *S. Refsdal, A. Weigert*, *Astron. Astrophys.*, 14, 367, 1971.
29. *H. W. Babcock, T. G. Cowling*, *M. N.*, 113, 357, 1953.
30. *E. P. J. van den Heuvel*, *Astron. Astrophys.*, 11, 461, 1971.
31. *N. G. Roman*, *Ap. J.*, 110, 205, 1949.
32. *R. C. Cameron*, *MARS*, p. 552—556, 1967.
33. *H. A. Abt, P. S. Conti, A. J. Deutsch, G. Wallerstein*, *Ap. J.*, 153, 177, 1968.
34. *O. J. Eggen*, *MARS*, p. 141.
35. *K. Stepien*, *Ap. J.*, 154, 945, 1968.
36. *K. D. Rakos*, *Lowell Obs. Bull.*, 5, 227, No. 12, 1962.
37. *H. A. Abt*, *Ap. J., Suppl.*, 6, 37, 1961.
38. *P. S. Conti*, *Ap. J.*, 156, 661, 1969.
39. *В. М. Кушинов*, *Астрон. циркул.*, № 682, 3, 1972.
40. *G. W. Preston, S. C. Wolff*, *Ap. J.*, 160, 1071, 1970.
41. *A. H. Batten*, *Publ. Dominion Astr. Obs.*, 13, 119, 1967.
42. *S. C. Wolff*, *MARS*, p. 421, 1967.
43. *G. W. Preston*, *MARS*, p. 3, 1967.
44. *A. M. van Genderen*, *Astron. Astrophys.*, 14, 48, 1971.
45. *M. Jaschek, C. Jaschek*, *Z. Astrophys.*, 45, 35, 1958.
46. *C. Jaschek, M. Jaschek*, *MARS*, p. 287, 1967.
47. *M. Jaschek, C. Jaschek*, *La Plata Symposium on Stellar Evolution, Argentina*, 1962, p. 137.
48. *R. P. Kraft*, *MARS*, p. 303, 1967.
49. *R. F. Harrison*, *Ap. J.*, 147, 1003, 1967.
50. *P. Renon*, *Astron. Astrophys.*, 13, 130, 1971.
51. *J. B. Whiteoak*, *M. N.*, 123, 245, 1961.
52. *J. Dachs*, *Astron. Astrophys.*, 5, 312, 1970.
53. *H. F. Weaver*, *Ap. J.*, 116, 612, 1952.
54. *P. S. Conti, E. P. J. van den Heuvel*, *Astron. Astrophys.*, 9, 466, 1970.
55. *R. Wooley, S. B. Pocock, E. A. Epps, R. Flinn*, *Roy. Obs. Bull.*, No. 166, 275, 1971.

56. *C. Jaschek, Comsz Ana E., P.A.S.P., 82, 809, 1970.*
57. *A. H. Batten, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 5, 25, 1967.*
58. *Ю. В. Вандакуров, Астрон. ж., 49, 324, 1972.*
59. *G. W. Preston, Ap. J., 150, 547, 1967.*
60. *G. W. Preston, in „Stellar Rotation”, ed. A. Slettebak, Reidel Publ. Co., Dordrecht-Holland, 1970, p. 254.*
61. *S. C. Wolff, N. D. Morrison, P.A.S.P., 83, 609, 1971.*
62. *М. А. Свечников, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд, Уч. зап. Ур.ГУ, № 88, сер. астрон., 1969.*
63. *P. S Conti, Ap. J., 160, 1077, 1970.*
64. *A. Severny, Ap. J., 159, L73, 1970.*
65. *L. Searle. W. L. W. Sargent, MARS, p., 219, 1967.*
66. *Э. М. Дробышевский, Астрофизика, 4, 537, 1968; ЖЭТФ, 42, 1577, 1972.*

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

ФЕВРАЛЬ, 1973

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### О ФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЯХ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 6

Как известно, Маркарян 6 является довольно компактной галактикой с центральным сгущением, окруженным слабой короной. В работе Д. В. Видмана и автора настоящей заметки [1] впервые была приведена фотография спектра этой галактики, указывающая на присутствие в спектре широких и ярких эмиссионных линий как водорода, так и небулярных линий  $N_1$  и  $N_2$  [O III]. Этим она и отличается от типичных сейфертовских галактик, у которых линии  $N_1$  и  $N_2$  очень узкие и слабые по сравнению с водородными линиями.

Поэтому Маркарян 6 вместе с галактиками Маркарян 1, 3 и 34, имеющих сходные с ней спектры [1], была первоначально выделена в особую группу [2].

В дальнейшем, при детальном спектральном исследовании галактик, обладающих яркими ядрами [3], Маркарян 6 была отнесена к объектам типа сейфертовской галактики NGC 1068, имеющим большие яркие ядра и содержащим в себе газ малой плотности и с большими внутренними скоростями. Объекты этой группы характеризуются яркими линиями  $N_1$  и  $N_2$ , так что отношение  $I_{N_1 + N_2}/I_{H\beta}$  порядка 10 и более.

До января 1969 г. это отношение для Маркарян 6 также примерно равнялось 10. В январе же 1969 г., после того, как у водородных линий  $H_2$  и  $H_3$  появились новые компоненты [4, 5], это отношение значительно уменьшилось и стало равным примерно 2.5.

Это обстоятельство позволило В. П. Пронику и К. К. Чуваеву [6] сделать вывод, что ядро этой галактики нельзя отнести к какому-то

одному классу объектов классификации, предложенной в [3]. Кроме того, они обратили внимание на широкие крылья водородных линий, которые оказались значительно шире, чем запрещенные линии  $N_1$  и  $N_2$ , что также говорит в пользу их вывода.

По этому поводу нам хочется сделать следующие замечания:

1. Спектральные характеристики нестационарных объектов, к которым относятся, по-видимому, и сейфертовские галактики, являются функцией времени. Галактика Маркарян 6 до проявления большой активности в ее ядре, была классифицирована как галактика типа NGC 1068. Тогда ширина ее водородных линий была того же порядка и даже меньше, чем у запрещенных линий. На рис. 1 приведена регистрируемая спектральная диаграмма этой галактики, полученная нами 5. 12. 1967 г. на 84" телескопе обсерватории Кит-Пик с помощью спектрографа Линдса (дисперсия  $\sim 120$  А/мм). Согласно измерениям, ширина  $H_3$  порядка 40 А, а ширина запрещенных линий  $N_1$  и  $N_2$  примерно равна 40 и 45 А. На рис. 1 стрелкой отмечено то место в спектре, в котором позднее появилась фиолетовая компонента линии  $H_3$ .

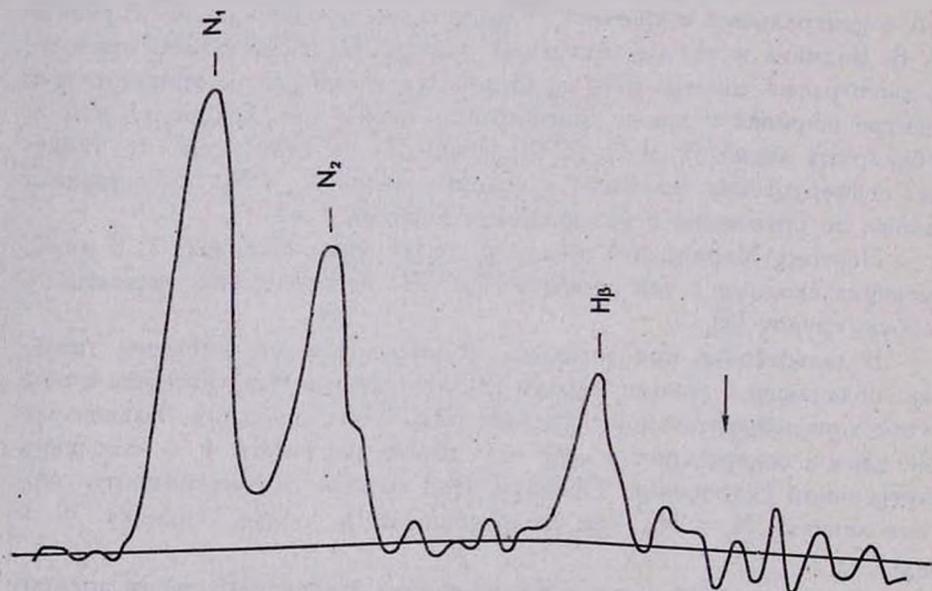


Рис. 1. Профили линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_3$  в спектре галактики Маркарян 6. Стрелкой указано то место в спектре, в котором в 1969 году появилась фиолетовая компонента линии  $H_3$  (84" телескоп обсерватории Кит-Пик, дисперсия 120 А/мм).

Итак, до 1969 по своим спектральным характеристикам Маркарян 6 можно было отнести к галактикам типа NGC 1068. К какому типу

относится она сейчас, пока трудно сказать. Для этого требуется более детальное исследование. Возможно, что мы являемся свидетелями перехода галактики из одного класса в другой.

2. В работе [6] отмечалось, что общая ширина водородных линий в спектре Маркарян 6 после появления новых компонентов равна у  $H_2$  — 300 А, а у  $H_3$  — 160 — 180 А, причем линия  $H_3$  имеет центральный пик, ширина которого примерно равна ширине небулярных линий. Иными словами, после вспышки и появления новых компонентов ширина водородных линий увеличилась примерно в 3.5 — 4 раза. Следует отметить, что недавние наблюдения П. Нотного и автора заметки [7] подтверждают данные [6] о ширине водородных линий. Согласно [7], полная ширина линии  $H_2$  в декабре 1971 г. была равна примерно 240 А, а ширина  $H_3$  — около 170 А. Но, как уже отмечалось выше, до вспышки (см. рис. 1) ширина  $H_3$  была порядка 40 А.

Для объяснения этого эффекта можно предложить следующие две возможности:

1) В результате выброса нового водородного облака [5] у каждой из водородных линий  $H_2$  и  $H_3$  появилась широкая подложка, более яркую коротковолновую часть которой составляет упомянутая выше новая компонента.

2) В результате какого-то взрыва произошли сильные изменения скоростей в уже существовавшем облаке и одновременно образовались новые фиолетовые компоненты.

Вторая возможность кажется менее вероятной, ибо в этом случае ядро галактики должно было бы претерпеть коренное изменение. Но, как показывают расчеты [8], общая масса выброшенного в 1969 г. водородного облака из ядра Маркарян 6 порядка всего нескольких сот солнечных масс, что вряд ли может привести к каким-либо катастрофическим изменениям в ядре. Более вероятной кажется первая возможность [7].

Однако для объяснения широких крыльев водородных линий в Маркарян 6 не исключена и третья возможность, заключающаяся в следующем.

Предположим, что из ядра галактики было выброшено не одно, а два водородных облака в противоположных от ядра направлениях. Тогда, в зависимости от скорости выброса облаков, их массы и скорости расширения, исходные профили водородных линий сильно изменятся и в разных случаях могут иметь различный вид.

В частности, в случае галактики Маркарян 6 можно предположить, что из ее ядра были выброшены одновременно два облака, одно

из которых дало начало фиолетовому компоненту, а другое—меньшей массы и, следовательно, меньшей интенсивности—стало причиной возникновения длинноволновой части широких крыльев водородных линий. Этим можно объяснить ту асимметрию в крыльях водородных линий Маркарян 6, которая хорошо заметна на регистрограммах, приведенных в работах [6] и [7]. У автора настоящей заметки имеются некоторые основания в пользу этой третьей возможности, о чем предполагается сделать отдельное сообщение.

В пользу такого предположения говорят также интересные данные о радиоизлучении Маркарян 6, недавно опубликованные Товмасыаном и Шрамеком [9]. Их предварительные результаты указывают на то, что эта галактика вероятно является двойным радиисточником с компонентами, отстоящими друг от друга на расстоянии  $10''$  и имеющими размеры  $2''$ .

Выражаю глубокую благодарность д-ру Р. Линдсу за большую помощь при наблюдениях на  $85''$  телескопе Кит-Пикской обсерватории.

*On the Physical Peculiarity of the Nucleus of the Galaxy Markarian 6. For the explanation of broad wings of hydrogen lines  $H_\alpha$  and  $H_\beta$  which recently appeared in the spectra of Markarian 6 simultaneously with their new violet components [5], it is suggested that from the nucleus of this galaxy two hydrogen clouds have been ejected in opposite directions.*

5 февраля 1973

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Э. Е. ХАЧИКЯН

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
3. Е. Կ. Khachikyan, D. W. Weedman, *Астрофизика*, 7, 389, 1971.
4. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрон. цирк.*, № 591, 1970.
5. Е. Կ. Khachikyan, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 164, L 109, 1971.
6. В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 8, 187, 1972.
7. П. Нотти, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслов, Г. Т. Геворкян, *Астрофизика*, 9, 39, 1973.
8. А. Гульбудалян, Излучение поляризованного газового облака в бальмеровских линиях, Ереванский гос. университет, 1971.
9. Г. М. Товмасыан, Р. Шрамеке, *Астрон. цирк.*, № 715, 1972.

## О ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНОЙ МАССЫ ЗВЕЗД В ЕДИНИЧНОМ ОБЪЕМЕ ОТ ВРЕМЕНИ ИХ ЭВОЛЮЦИИ

Изучение функции светимости  $\varphi_i(M)$  в окрестностях Солнца дает возможность определить функцию звездообразования, рассчитанную на единичный интервал логарифма масс,  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$ . Для звезд, относящихся к главной последовательности, используя зависимость масса—светимость в виде  $\lg \mathfrak{M} = a_i + b_i M$ , мы можем найти  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$  по известной  $\varphi_i^{MS}(M)$  с помощью соотношений

$$\Psi_i(\lg \mathfrak{M}) = \frac{\varphi_i^{MS}(M)}{b_i t_i} \quad \text{при } t_i < \Delta t,$$

и

$$\Psi_i(\lg \mathfrak{M}) = \frac{\varphi_i^{MS}(M)}{b_i \Delta t} \quad \text{при } t_i \geq \Delta t,$$

где  $t_i$  — время жизни звезды данной массы на главной последовательности и  $\Delta t$  — промежуток времени от начала звездообразования в окрестностях Солнца до настоящего времени.

Как показывают подсчеты, функция  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$  в широком интервале изменения масс оказывается пропорциональной  $1/\mathfrak{M}$ . (Это равносильно тому, что обычно используемая в теоретических исследованиях функция звездообразования  $\Psi_i(\mathfrak{M})$ , рассчитанная на единичный интервал масс, пропорциональна  $1/\mathfrak{M}^2$ ).

На рис. 1 точками указаны значения  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$ , полученные по данным из [1], с использованием функции светимости, найденной по подсчетам звезд в шкале визуальных абсолютных величин  $\varphi_i(M_V)$  (для  $M_V$  от  $-4^m$  до  $+9^m$ , что соответствует интервалу изменения  $\mathfrak{M}_i$  от  $\approx 20$  до  $0.6 \mathfrak{M}_\odot$ ). Значения  $b_i$  были взяты, согласно [2], равными 0.1205 для звезд с  $M \leq 0^m$  и 0.0784 для  $M > 0^m$ . Выделение звезд главной последовательности из общего числа звезд производилось с помощью соотношения  $\varphi_{MS}/\varphi_{\text{полн.}}$ , приведенного в [3]. Как видно из рис. 1, полученные  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$  в указанном интервале изменения масс достаточно хорошо представляются линейной зависимостью

$$\Psi_i(\lg \mathfrak{M}) = 7.76 \cdot 10^{-12} \mathfrak{M}_i^{-1},$$

$$\pm 0.25$$

численные коэффициенты которой были вычислены нами, и которая изображена на рисунке сплошной линией.

Подобное же начальное распределение звезд по массам ( $\Psi_i(\mathfrak{M}) \sim 1/\mathfrak{M}^2$ , т. е.  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M}) \sim 1/\mathfrak{M}$ ) было получено в [4] из теоретических соображений о характере фрагментации дозвездного газово-пылевого облака при образовании в нем звезд.

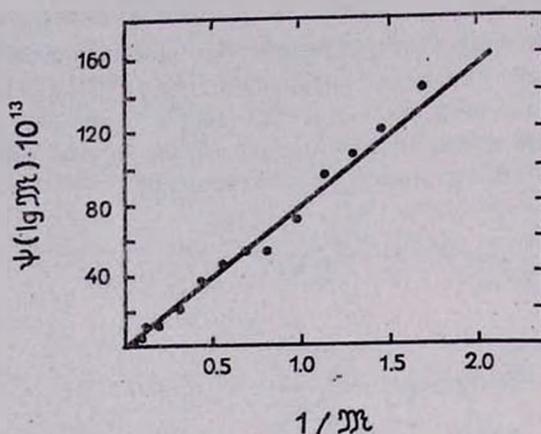


Рис. 1.

При указанном выше законе изменения  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$  с  $\mathfrak{M}_i$  (и при предположении, что  $\Psi_i$  не меняется с течением времени) полная масса вещества в единице объема, рассчитанная на единичный интервал логарифма масс,  $M'_d = \varphi_i^{MS}(M) \cdot \mathfrak{M}_i / b_i$ , оказывается величиной, весьма просто зависящей от времени пребывания звезд данной массы на главной последовательности  $t_i$ . Для звезд, у которых  $t_i < \Delta t$ ,  $M'_d = \Psi_i(\lg \mathfrak{M}) \mathfrak{M}_i \cdot t_i$ , пропорциональна  $t_i$ , для звезд с  $t_i \geq \Delta t$ ,  $M'_d = \Psi_i(\lg \mathfrak{M}) \mathfrak{M}_i \Delta t = \text{const}$ . Точка излома зависимости  $M'_d(t_i)$  может нам указать время начала звездообразования в солнечных окрестностях (предполагая темп звездообразования постоянным).

На рис. 2 приведена зависимость  $M'_d$  от  $t_i$  для звезд главной последовательности, полученная по найденным выше  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$ . Времена жизни звезд различных масс взяты по данным [5]. Как видно из рисунка, действительно, для  $t_i < \Delta t$  величина  $M'_d$  примерно пропорциональна  $t_i$ , а для  $t_i \geq \Delta t$  — постоянна. Значение  $\Delta t$ , найденное из чертежа, составляет приблизительно  $5.3 \cdot 10^9$  лет.

Построение подобных зависимостей для звездных скоплений, при наличии для них достаточно надежно определенных функций светимости, могло бы позволить оценить для данного скопления момент начала звездообразования, а также момент прекращения или резкого уменьшения скорости звездообразования. В качестве примера нами

рассмотрено скопление промежуточного возраста NGC 6866, исследованное в [6]. В табл. 1 дана функция светимости этого скопления  $\varphi(M_V)$ , построенная по подсчетам в единичных интервалах звездных величин, со сдвигом между соседними интервалами на  $0^m1$ .

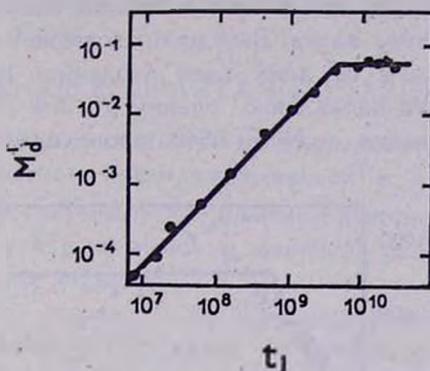


Рис. 2.

Приведенная в таблице функция светимости и вычисленное далее с ее помощью  $M_d$  даются в относительных единицах, так как  $\varphi(M_V)$  рассчитана для всего скопления, а не для единичного объема.

Таблица 1

V	$\varphi(M_V)$	V	$\varphi(M_V)$	V	$\varphi(M_V)$	V	$\varphi(M_V)$
10 <sup>m</sup> 5	0.9	11 <sup>m</sup> 5	9.8	12 <sup>m</sup> 5	31.5	13 <sup>m</sup> 5	66.0
10.6	0.9	11.6	14.7	12.6	33.6	13.6	65.3
10.7	0.9	11.7	17.4	12.7	35.6	13.7	64.0
10.8	3.2	11.8	18.9	12.8	40.1	13.8	57.8
10.9	4.1	11.9	20.7	12.9	42.7	13.9	51.6
11.0	6.9	12.0	20.0	13.0	49.8	14.0	52.0
11.1	7.4	12.1	24.6	13.1	53.8	14.1	48.0
11.2	7.8	12.2	24.2	13.2	54.2	14.2	56.0
11.3	6.2	12.3	27.4	13.3	58.6	14.3	45.0
11.4	9.3	12.4	26.6	13.4	86.4		

Видимый модуль расстояния для скопления был взят согласно [6]. Функция светимости построена только по измерениям звезд до  $V = 14^m8$ , хотя фотометрия проводилась до  $V = 15^m40$ , так как для звезд слабее  $14^m8$  фотометрические измерения не могут быть исчерпывающими. При построении функции светимости гиганты не были

исключены из рассмотрения, однако их в скоплении NGC 6866 сравнительно мало, согласно [6, 7], и они не могут существенно повлиять на вид функции  $M_d(t_i)$ . Зависимость  $M_d$  от  $t_i$  для скопления NGC 6866, полученная на рис. 3, несмотря на некоторую ненадежность в определении функции светимости, вполне естественную для скоплений, показывает, что начало звездообразования имело место приблизительно  $1.3 \cdot 10^9$  лет тому назад. Звездообразование в скоплении прекратилось к моменту  $t_i \approx 2 \cdot 10^9$  лет. Учет эволюции ярких членов скопления может повысить последнюю оценку до  $\approx 4 \cdot 10^8$  лет. Таким образом, звездообразование в NGC 6866 происходило в течение почти миллиарда лет.

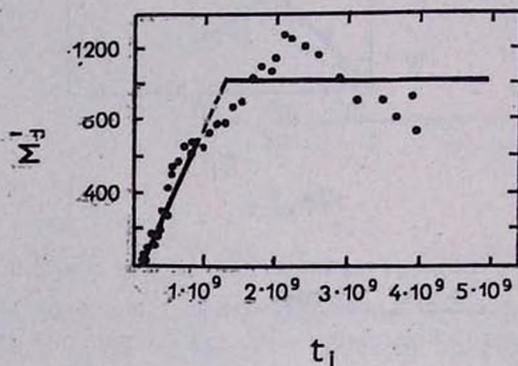


Рис. 3.

Полученные выводы носят предварительный характер и требуют дальнейшей проверки с использованием более обширного наблюдательного материала по скоплениям разного возраста.

*On the dependence of total mass of stars in an unit volume on the time of their evolution.* The dependence of the distribution of the total mass of stars in an unit volume ( $M_d$ ) on their main sequence lifetimes ( $t_i$ ) makes it possible to estimate the times of the outset and the termination of star formation in the stellar aggregates. It is found, that the age of galactic cluster NGC 6866 is about  $1.3 \cdot 10^9$  years; the star formation lasted nearly  $10^9$  years.

17 июля 1972

Уральский университет,  
обсерватория

П. Е. ЗАХАРОВА  
М. А. СВЕЧНИКОВ

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ. М., 1960.
2. М. А. Свечников, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Уч. зап. Ур. ГУ № 88, сер. астрон., вып. 5, 1969.

3. М. Шварцшильд. Стрoение и эволюция звезд, ИЛ., М, 1961.
4. E. P. Belserene, Observatory, 90, 237, 1970.
5. U. Lindoff, Ark. Astron., 5, № 1, 1967.
6. К. А. Бархатова, П. Е. Захарова, Уч. зап. УрГУ № 93, сер. астроном., вып. 6, 3, 1970.
7. U. Lindoff, Medd. Lund Obs., Ser. 1, № 227, 1968.

### ОБ ОЦЕНКЕ ВОЗРАСТА СКОПЛЕНИЯ $\alpha$ PER

В работе [1] было показано, что изучение полной массы звезд, находящихся на главной последовательности в каком-либо звездном скоплении ( $M_d$ ), рассчитанной на единичный интервал логарифма массы, позволяет нам получить сведения о моментах начала и конца звездообразования в данном скоплении.

Действительно, пусть  $\Psi_i(\lg \mathfrak{M})$  — функция звездообразования, рассчитанная на единичный интервал логарифма масс,  $t_i$  — время пребывания звезды с массой  $\mathfrak{M}_i$  на главной последовательности,  $t_n$  и  $t_k$  — соответственно, моменты начала и конца звездообразования, отсчитываемые от настоящего времени  $t = 0$ . Тогда  $M_d' = \int_0^{t_i} \Psi(\lg \mathfrak{M}) \mathfrak{M} dt$ , где

$\Psi(\lg \mathfrak{M})$  отлична от 0 в интервале от  $t_k$  до  $t_n$ . Принимая, согласно [1, 2], что  $\Psi(\lg \mathfrak{M}) = c \mathfrak{M}^{-1}$ , мы получаем следующие результаты:

1) при  $t_i < t_k$   $M_d' = 0$ ;

2) при  $t_k < t_i < t_n$   $M_d' = \int_{t_k}^{t_i} \Psi(\lg \mathfrak{M}) \mathfrak{M} dt = c(t_i - t_k)$ , т. е. изменяется пропорционально  $\Delta t_i = t_i - t_k$ ;

3) при  $t_i > t_n$  (и при  $\tau_i < t_k$ , где  $\tau_i$  — время гравитационного сжатия звезды до выхода ее на главную последовательность)

$$M_d' = \int_{t_k}^{t_n} \Psi(\lg \mathfrak{M}) \mathfrak{M} dt = c(t_n - t_k) = \text{const};$$

4) в случае, когда  $t_k < \tau_i < t_n$  (и  $t_i > t_n$ ),

$$M_d' = \int_{\tau_i}^{t_n} \Psi(\lg \mathfrak{M}) \mathfrak{M} dt = c(t_n - \tau_i), \text{ т. е. } M_d' \sim \Delta \tau_i = t_n - \tau_i;$$

5) и, наконец, когда  $\tau_i > t_n$ ,  $M_d' = 0$ .

Используя указанные выше соотношения, мы сделали попытку оценить возраст скопления  $\alpha$  Per, детально исследованного в [3], функцию светимости которого можно считать надежно определенной. На

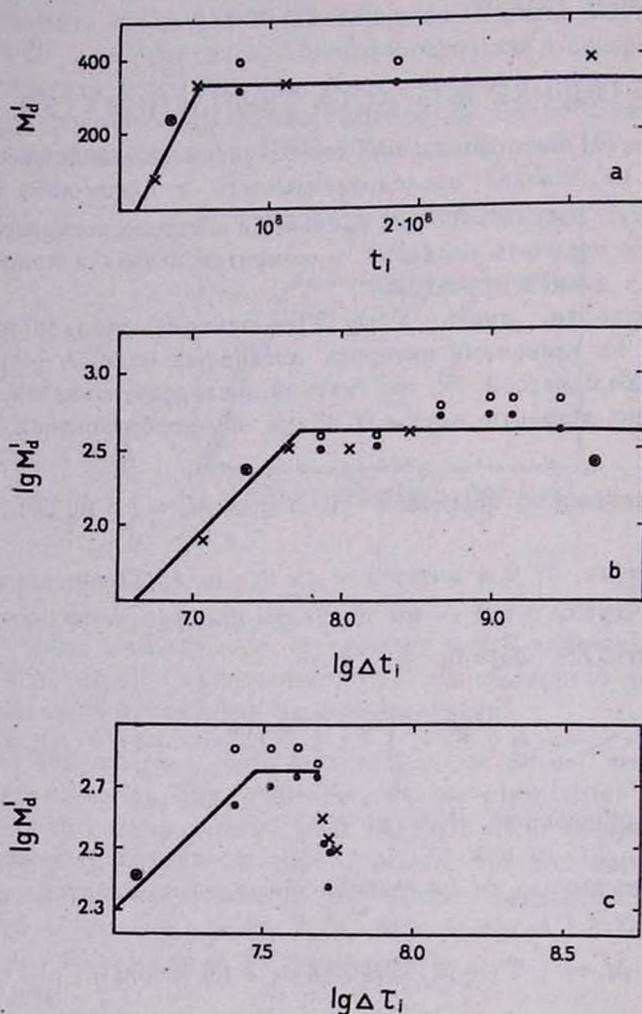


Рис. 1.

рис. 1а нанесена зависимость  $M'_d$  от  $t_i$  для скопления  $\alpha$  Per (причем сама  $\alpha$  Per, являющаяся желтым гигантом, из рассмотрения исключена). Точками изображены данные, полученные в [3] при отборе членов скопления по критерию  $2\sigma$ , кружками — по критерию  $3\sigma$ , крестиками — данные, вычисленные нами при определении функции свети-

мости по подсчету звезд скопления в интервалах звездных величин  $2^m5-4^m5$ ;  $3^m5-5^m5$ ;  $4^m5-6^m5$ ;  $6^m5-7^m5$  (согласно рис. 1 в работе [3]);  $t_i$  взяты из работ Ибена [4]. Из рисунка видно, что  $t_* \approx 5 \cdot 10^7$  лет, а  $t_* \approx 10^7$  лет. Для уточнения,  $t_*$  была построена зави-

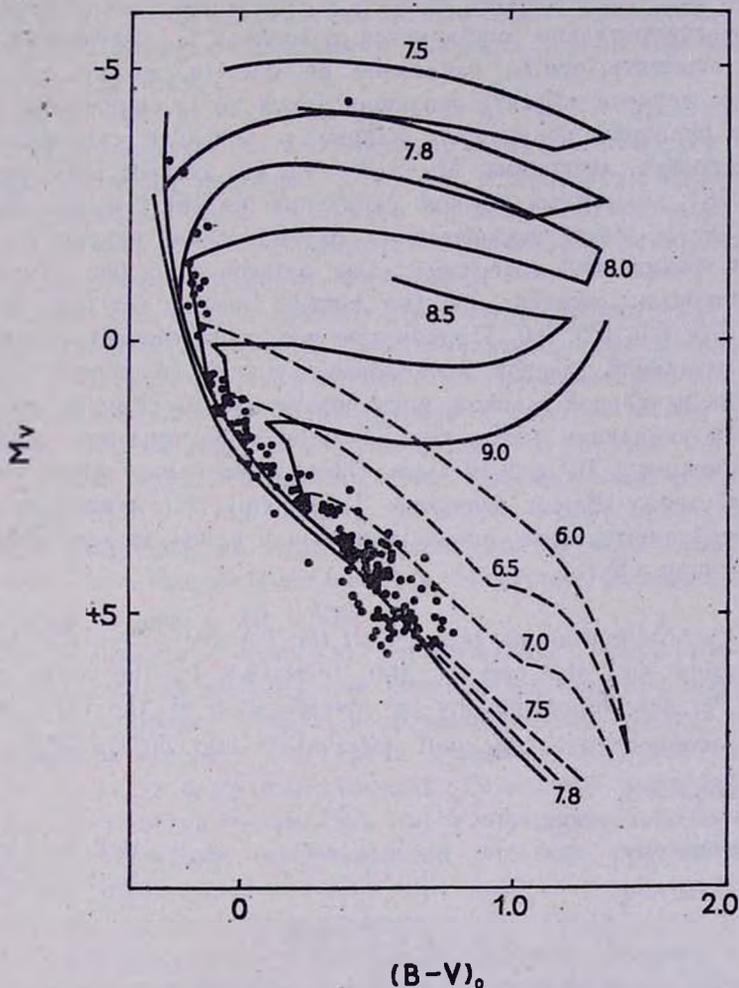


Рис. 2.

симость  $\lg M_d$  от  $\lg \Delta t_i$  (где  $t_*$  принято равным  $1 \cdot 10^7$  лет), приведенная на рис. 1б. По этому рисунку было оценено, что  $t_* \approx 5.1 \cdot 10^7$  лет; при больших  $t_i$   $M_d$  мало изменяется с  $t_i$ . Для наименее массивных среди изученных звезд  $M_d$  снова уменьшается. Это может быть свя-

зано с тем, что для них  $\tau_i > t_k$  (случай 4), хотя, конечно, для определенных выводов материал здесь недостаточен, так как функция светимости для  $\alpha$  Per определялась в [3] только до  $M_{pg} = 4^m 9$ . Построение зависимости  $\lg M_d$  от  $\lg \Delta \tau_i$  (при  $t_k = 5.1 \cdot 10^7$  лет), выполненное на рис. 1с, позволяет оценить  $t_k$ , примерно, как  $2.3 \cdot 10^7$  лет, что удовлетворительно согласуется с оценкой  $t_k$ , полученной выше. Следует отметить, что  $t_k$ , найденное по рис. 1а, может быть занижено из-за неучета эффекта эволюции ярких звезд скопления.

Для проверки полученных данных о возрасте скопления  $\alpha$  Per была построена диаграмма  $M_V - (B - V)_0$  по данным UVV-фотометрии для 187 возможных членов скопления из [5] (см. рис. 2). При этом 21 звезда была исключена из рассмотрения, исходя из положения на трехцветной диаграмме. Для сравнения на рис. 2 нанесены также изохроны, согласно [6] (по данным Вилде), для  $\lg t_i$ : 6.0; 6.5; 7.0; 7.5; 7.8; 8.0; 8.5; 9.0. Пунктирные изохроны соответствуют звездам до начальной главной последовательности, сплошные — звездам после и на начальной главной последовательности. Как видно, почти все звезды скопления находятся на рисунке в пределах, ограниченных изохронами  $1 \cdot 10^7$  и  $5 \cdot 10^7$  лет (Несколько самых ярких звезд на диаграмме лежат вблизи изохроны  $1 \cdot 10^8$  лет). Эти данные не противоречат найденным выше оценкам начала и конца звездообразования для скопления  $\alpha$  Per.

*On the Estimation of the Age of the Cluster  $\alpha$  Per.* The times of the beginning and the end of star formation in the young galactic cluster  $\alpha$  Per are determined by an investigation of the total mass of the main sequence stars per unit interval in  $\log M/M_\odot (M_d)$ .

9 октября 1972

Уральский государственный  
университет

П. Е. ЗАХАРОВА  
М. А. СВЕЧНИКОВ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Е. Захарова, М. А. Свечников, *Астрофизика*, 9, 143, 1973.
2. E. P. Balsevera, *Observatory*, 90, 237, 1970.
3. Н. М. Артюхина, *Астрон. ж.*, 49, 389, 1972.
4. I. Iben, Jr., *Ap. J.*, 141, 993, 1965; 142, 1447, 1965; 143, 483, 505, 516, 1966; 147, 624, 1967.
5. R. I. Mitchell, *Ap. J.*, 132, 68, 1960.
6. Г. Рубен, *Научн. информ. Астросовета АН СССР*, № 14, 1969.

К ОЦЕНКЕ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ ВЕЩЕСТВА В  
МЕТАГАЛАКТИКЕ

Оценка средней плотности вещества в Метагалактике производится обычно на основе данных о галактиках высокой и умеренной светимости [1, 2]. Такой подход отчасти является вынужденным, поскольку надежную функцию светимости галактик низкой светимости построить не удается.

Однако имеется косвенное указание на то, что пространственная плотность карликовых галактик поля должна быть близка к пространственной плотности подобных объектов в непосредственной окрестности Галактики. Таким указанием является сравнительно высокая плотность объектов низкой светимости среди галактик с ультрафиолетовым континуумом (галактик Маркаряна).

Недавно У. Л. У. Сарджент [3] и автор [4] построили функцию светимости подобных галактик. Из результатов, приведенных в [4], следует, в частности, что галактики с ультрафиолетовым континуумом в интервале абсолютных фотографических величин между  $-21.5$  и  $-16.0$  ( $H = 100 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ ) составляют в среднем  $0.07$  полного числа галактик поля, обладающих этими светимостями. С другой стороны, при  $M_{\text{рк}} > -16.0$ , вплоть до  $M_{\text{рк}} = -13.0$ , пространственная плотность галактик с ультрафиолетовым континуумом слабо зависит от светимости и, будучи приведенной к единичному интервалу абсолютных величин, близка к  $10^{-2} \text{ Мпс}^{-3}$ .

Предположение о том, что относительное количество галактик с ультрафиолетовым континуумом резко возрастает при  $M_{\text{рк}} < -16.0$ , является, по-видимому, крайне неправдоподобным. Этому противоречит, например, тот факт, что среди примерно двадцати карликовых объектов из числа ближайших соседей Галактики лишь центральная часть одного объекта, Reaves №8, имеет отрицательное  $U - V$ . Гораздо более естественным представляется обратное предположение — об уменьшении относительного количества галактик с ультрафиолетовым континуумом при уменьшении светимости. Во всяком случае у объектов высокой светимости такая тенденция намечается. Поэтому, исходя из пространственной плотности галактик с ультрафиолетовым континуумом, можно заключить, что полная пространственная плотность карликовых галактик в интервале светимостей от  $-15.5$  до  $-13.0$  должна быть порядка  $10^{-0.5} - 10^{0.5} \text{ Мпс}^{-3}$ .

Попытаемся теперь оценить пространственную плотность карликовых галактик, используя данные об объектах, относимых обычно к Местной группе. Такая оценка на основе семи ближайших галактик с

$-15.0 < M_{pg} < -13.0$  (все данные о членах Местной группы взяты из [5]) дает

$$D (-15.0 < M_{pg} < -13.0) = (1.6 \pm 0.4) \text{ Мпс}^{-3}. \quad (1)$$

Аналогичные оценки по пяти объектам с  $-13.0 < M_{pg} < -9.0$  и четырем объектам с  $-9.0 < M_{pg} < -5.5$  приводят к

$$D (-13.0 < M_{pg} < -9.0) = (36 \pm 15) \text{ Мпс}^{-3} \quad (2)$$

и

$$D (-9.0 < M_{pg} < -5.5) = (300 \pm 130) \text{ Мпс}^{-3}. \quad (3)$$

Оценка (1) не противоречит приведенной выше оценке пространственной плотности рассматриваемых объектов, произведенной по числу карликовых галактик с ультрафиолетовым континуумом.

Сравним эти оценки с построенной А. Т. Каллогляном и автором [6] функцией светимости галактик поля. Логарифмическая интегральная функция светимости при  $M_{pg} < -16.0$  была представлена в [6] как

$$\lg N (M_{pg}) = 0.324 M_{pg} + 4.41. \quad (4)$$

Экстраполируя эту функцию в сторону низких светимостей, получим

$$D (-15.0 < M_{pg} < -13.0) = 1.2 \text{ Мпс}^{-3}, \quad (5)$$

$$D (-13.0 < M_{pg} < -9.0) = 29 \text{ Мпс}^{-3} \quad (6)$$

и

$$D (-9.0 < M_{pg} < -5.5) = 600 \text{ Мпс}^{-3}. \quad (7)$$

Как видим, оценки (5)–(7) неплохо согласуются, соответственно, с оценками (1)–(3).

В свете изложенного представляется разумным заключение, что пространственная плотность карликовых галактик поля совпадает с величиной, которая следует из статистики членов Местной группы. Этот результат, по-видимому, означает, что в отношении карликовых галактик метагалактическое поле является более однородным, чем в отношении галактик высокой светимости. В то же время он дает нам некоторое основание для экстраполяции в область низких светимостей функции светимости, построенной в [6].

Пользуясь функцией светимости из [6], подсчитаем излучательную способность единицы объема, обусловленную галактиками высокой и умеренной светимости ( $M_{pg} < -15.5$ ). Она оказывается близкой к  $1.5 \cdot 10^8 L_{\odot} \text{ Мпс}^{-3}$ . Аналогичная величина для карликов с абсолютными фотографическими величинами между  $-15.5$  и  $-9.0$  дает  $2 \cdot 10^9 L_{\odot} \text{ Мпс}^{-3}$ .

Наконец, для третьей группы объектов излучательная способность единицы объема равна  $7 \cdot 10^9 L_{\odot} \text{ Мпс}^{-3}$ . Таким образом, светимость единицы объема обусловлена в первую очередь карликовыми галактиками.

Принимая, например, среднее значение отношения массы к светимости равным восьми у галактик первой группы [7] и двум у галактик второй и третьей групп [8], для средней плотности, обусловленной этими тремя группами, получим, соответственно,  $7 \cdot 10^{-32} \text{ Мпс}^{-3}$ ,  $2.5 \cdot 10^{-31} \text{ Мпс}^{-3}$  и  $6.7 \cdot 10^{-31} \text{ Мпс}^{-3}$ . Как видим, даже при принятом довольно низком значении отношения массы и светимости карликовых галактик обусловленная ими средняя плотность вещества в Метагалактике значительно превышает величину, обусловленную галактиками высокой и умеренной светимости.

*On the Estimate of Mean Density of Matter in Metagalaxy.* Evidence is presented that the space density of dwarf galaxies ( $M_{\text{pg}} > -16$ ) in metagalactic field is close to the value provided by the members of Local Group. Then the mean density of matter due to such galaxies is at least several times greater than the value due to galaxies of higher luminosities.

3 июля 1972

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

М. А. АРАКЕЛЯН

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *S. van den Bergh*, Z. Astrophys., 53, 219, 1961.
2. *T. Kiang*, M. N., 122, 263, 1961
3. *W. L. W. Sargent*, Ap. J., 173, 7, 1972.
4. *М. А. Аракелян*, (в печати).
5. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1972.
6. *М. А. Аракелян, А. Т. Каллолян*, Астрон. ж., 46, 1215, 1969.
7. *M. S. Roberts*, A. J., 74, 859, 1969.
8. *P. W. Hodge*, Ap. J., 144, 869, 1966.

## CONTENTS

ON THE NATURE OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. II.OBJECTS WITH BROAD EMISSION LINES . . . . .	<i>B. Ye. Markartan</i> 5
THE DETAILED UBV PHOTOMETRY OF THE SPIRAL GALAXY NGC 2276 <i>R. K. Shahbaskan</i>	21
THE SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE GALAXY MARKARIAN 6 <i>P. Noini, E. Ye. Khachikian, M. M. Butslav, G. T. Gevorkian</i>	39
ON THE CENTRAL CONDENSATIONS IN E AND SO-GALAXIES <i>K. A. Sahakian</i>	51
ON THE CLASSIFICATION OF THE CENTRAL PARTS OF SOME BRIGHT GALAXIES . . . . .	<i>R. G. Mnatsakanian</i> 57
THE SEARCH OF DWARF SPHEROIDAL GALAXIES . . . . .	<i>N. Sh. Matlian</i> 63
A POSSIBLE EVIDENCE FOR THE RECENT PRODUCTION OF MARKA- RIAN GALAXIES . . . . .	<i>J. Heldmann, A. T. Kalloglian</i> 71
NON-COHERENT SCATTERING. IV. INFINITE MEDIUM <i>N. B. Yengibartan, A. G. Nicoghossian</i>	79
THE POST-NEWTONIAN HYDRODYNAMICS IN JORDAN'S THEORY <i>A. A. Baranov</i>	95
OSCILLATIONS OF THE PLASMA IN MAGNETIC AND GRAVITATIONAL FIELDS . . . . .	<i>A. Z. Dolgtnov, M. A. Zelikman</i> 99
STRUCTURE OF HORIZONTAL BRANCH AND AGE OF GLOBULAR CLU- STERS . . . . .	<i>A. M. Eigenzon</i> 107
GENESIS AND CLASSIFICATION OF THE MAGNETIC STARS. I <i>E. M. Drobitshevsky</i>	119
NOTES	
ON THE PHYSICAL PECULIARITY OF THE NUCLEUS OF THE GALAXY MARKARIAN 6 <i>E. Ye. Khachikian</i>	139
ON THE DEPENDENCE OF TOTAL MASS OF STARS IN AN UNIT VOLUME ON THE TIME OF THEIR EVOLUTION . . . . .	<i>P. Ye. Zakharova, M. A. Svechnikov</i> 143
ON THE ESTIMATION OF THE AGE OF THE CLUSTER $\alpha$ Per <i>P. Ye. Zakharova, M. A. Svechnikov</i>	147
ON THE ESTIMATE OF MEAN DENSITY OF MATTER IN METAGALAXY <i>M. A. Arakeltan</i>	151