

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

### ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. IV

*В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирволян, Э. С. Парсамян,  
О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян,  
Ф. Б. Оганян, И. И. Янкович*

461

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД 71 TAU, 49 ORI, 8 $\pi$  VIR  
И  $\epsilon$  AQL . . . . . *Г. В. Ахундова, О. Х. Гусейнов*

479

### ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. VI

*Б. Е. Маркрян, В. А. Липовецкий*

487

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК . . . *Р. К. Шахбазян*

495

СООТНОШЕНИЕ ЦВЕТ — АБСОЛЮТНАЯ ВЕЛИЧИНА ДЛЯ ЯДЕР НОРМАЛЬНЫХ СПИРАЛЕЙ . . . . . *С. Г. Исхударян*

503

МАРКАРЯН 474 (NGC 5683) — СЕЙФЕРТОВСКАЯ ГАЛАКТИКА ПЕРВОГО ТИПА (Sy 1) . . . . . *Г. Арп, Э. Е. Хачикян*

509

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ И ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТЬЮ СРЕДЫ . . *В. В. Соболев*

515

РАЗМЕРЫ ЗОН ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА ВОКРУГ ИСТОЧНИКОВ СИЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. I. ФИЗИКА ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ . . . . . *Ж. К. Пекер*

525

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

*А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин*

549

ПЕРЕНОС МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ . . . . . *В. Н. Морозов*

567

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОЙ КОНДЕНСАЦИИ  $\pi$ -МЕЗОНОВ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ . . . . *Г. П. Алоджанц, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян*

581

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ВЕТВЬ В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИКИ И МАГЕЛЛАНОВЫХ ОБЛАКОВ В КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИКАХ ТИПА СКУЛЬПТОРА . . . . . *А. М. Эйленсон*

589

НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ В ТЕОРИИ ДОЗВЕЗДНЫХ ТЕЛ . . . . . *Ю. К. Мелик-Алавердян*

595

### КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ HD 187 399

*Г. В. Ахундова, Н. Л. Иванова, Х. И. Новрузова*

605

О ПЕРЕМЕННОСТИ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ HD 181 905

*Р. Н. Кулайгородская, Н. М. Чунакова*

608

Е Р Е В А Н

## Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն Կ յ լ Ե Ղ Ի ա

Ս. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելրովիչ, 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. Սոբոլև

### 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, сопряженным 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 Դիտարյունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆնատիվ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղազիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սոսնճանակից բնագավառների զմով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների նամար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 նամարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանորդագիրը 4 ուրլի մեկ տարվա նամար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սայուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունկներում, իսկ արտասահմանում «Մեյդունարադնայա կնիգա» զորժակայության միջոցով: Մոսկվա, 200:

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. IV

В. А. АМБАРЦУМЯН, Л. В. МИРЗОЯН, Э. С. ПАРСАМЯН, О. С. ЧАВУШЯН,  
Л. К. ЕРАСТОВА, Э. С. КАЗАРЯН, Г. Б. ОГАНЯН, И. И. ЯНКОВИЧ

Поступила 3 сентября 1973

Приводятся результаты фотографических наблюдений звездных вспышек в области Плеяд, выполненных в Бюракане; в основном, осенью 1972 г. и зимой 1972—1973 гг. На основе этих наблюдений, охватывающих время  $233^{\text{h}}45^{\text{m}}$ , а также ревизии более старых пластинок обнаружено 40 вспыхивающих звезд (табл. 1) и 66 повторных вспышек уже известных вспыхивающих звезд (табл. 2).

Продолжена единая нумерация вспыхивающих звезд в Плеядах, куда включены и вспыхивающие звезды, обнаруженные за этот период в других обсерваториях. Дается отождествление всех известных к 15 июля 1973 г. вспыхивающих звезд в области Плеяд (общим числом 430) по литературным источникам согласно единой нумерации (табл. 3).

Среди них отмечено 15 случаев повторного открытия уже известных вспыхивающих звезд. Таким образом, полное число известных вспыхивающих звезд в этой области достигло 415. Статистические данные о числах звезд, у которых обнаружено то или иное число вспышек, указывают на большие различия в средних частотах вспышек разных звезд. Обращено внимание на то, что вероятность обнаружения повторной вспышки, имеющейся на пластинке, больше, чем вспышек у ранее неизвестных вспыхивающих звезд.

Оценено полное число вспыхивающих звезд в рассматриваемой области неба, включая и те, которые могут быть обнаружены при дальнейшем применении употребляемых ныне фотографических методов, с учетом этой неодинаковой вероятности обнаружения вспышек у известных и вновь открываемых вспыхивающих звезд. Это число оценивается цифрой порядка 1000. Полученная новая оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах подтверждает аналогичную оценку, приведенную в предыдущей работе этой серии.

1. *Введение.* В 1968 г. один из авторов [1] на основе статистического исследования данных об известных в то время 61 вспыхивающей звезде в области Плеяд [2] пришел к заключению об обилии еще неоткрытых тогда вспыхивающих звезд в этом скоплении. С тех пор прошло пять лет. За это время наблюдениями области Плеяд с по-

мощью широкоугольных камер системы Шмидта, выполненными, в основном, в обсерваториях Асиаго, Бюраканской, Конколи и Тонанцинтла, уже обнаружено около 350 новых вспыхивающих звезд. Это больше первой грубой статистической оценки [1] общего числа звезд в Плеядах, казавшейся тогда чрезмерно высокой. В настоящее время не вызывает сомнений, что полное число вспыхивающих звезд в этой области по крайней мере втрое больше первоначальной оценки [3—5].

В предыдущих статьях этой серии [3—5] мы сообщали о результатах наблюдений области Плеяд, выполненных в Бюраканской астрофизической обсерватории, и о некоторых результатах статистического анализа всех известных данных об этих звездах. Эти результаты подтверждали, дополняли и уточняли выводы работы [1].

В настоящей статье\* мы приводим данные о новых вспыхивающих звездах в Плеядах, а также о повторных вспышках ранее известных вспыхивающих звезд, обнаруженных в Бюракане\*\* за последний год.

Они основаны на фотографических наблюдениях области Плеяд, выполненных на 40- и 21-дюймовых телескопах системы Шмидта, в основном осенью 1972 г. и зимой 1972—73 гг., и на ревизии более старых снимков. Общая продолжительность наблюдений, выполненных за указанный период в Бюракане, составляет на 40-дюймовом телескопе —  $153^{\text{h}}25^{\text{m}}$ , а на 21-дюймовом —  $193^{\text{h}}20^{\text{m}}$ , причем из них  $113^{\text{h}}$  наблюдения выполнены обоими телескопами одновременно.

Всего обнаружено 40 новых вспыхивающих звезд и 66 повторных вспышек. В итоге, полное число известных вспыхивающих звезд в области Плеяд к 15 июля 1973 г., согласно известным нам данным, достигло 415, а число зарегистрированных повторных вспышек — 538. Еще 103 повторные вспышки, согласно частному сообщению Г. Аро, обнаружены в последнее время в обсерватории Тонанцинтла. Данные об этих вспышках, к сожалению, еще не опубликованы.

2. *Новые вспыхивающие звезды.* После опубликования последней статьи настоящей серии [5] к началу 1973 года в Бюракане было открыто еще 30 новых вспыхивающих звезд в Плеядах [6]. В единой нумерации вспыхивающих звезд Плеяд они получили, соответственно, номера 342—371. С тех пор были обнаружены еще 10 новых вспыхи-

\* В текст настоящей статьи, по сравнению с опубликованным в Препринте № 6 Бюраканской астрофизической обсерватории текстом, внесены небольшие исправления и добавления.

\*\* В статью вошли также 3 новые вспыхивающие звезды и 6 повторных вспышек, обнаруженные О. С. Чавушяном и А. Балашом на снимках, полученных на 24-дюймовом телескопе системы Шмидта обсерватории Конколи в Марта, в 1970—72 гг.

вающих звезд (№ 420—429), из них уже упомянутые выше 3 — в обсерватории Конколи, 24-дюймовым телескопом.

Табл. 1 содержит данные об этих 40 новых вспыхивающих звездах: номер по единой нумерации, экваториальные координаты, звездная величина и амплитуда (в большинстве случаев фотографические), дата

Таблица 1

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

№	Звезда (НП)	$\alpha$ (1900)	$\delta$ (1900)	$m_{\text{пр}}$	$\Delta m_{\text{пр}}$	Дата вспыхив.	Телескоп	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9
342		$3^{\text{h}} 36^{\text{m}} 0$	$23^{\circ} 53'$	$17^{\text{m}} 8$	$1^{\text{m}}$	14. 9.69	40"	$m_{\text{U}}, \Delta m_{\text{U}}$
343		35.9	22 36	21.0	5.2	15.11.69	21	
344		37.9	23 55	20.4	5.4	12. 1.70	21	
345		43.3	24 14	17.2	1.2	12. 1.70	40	
346		35.8	25 20	17.6	3.0	9. 9.70	40	
347	1491	40.2	24 25	16.0	0.7	24. 7.71	40	
348		38.4	25 02	19.4U	4.2U	14. 8.72	40	
349		37.0	24 58	17.2U	0.8U	2. 9.72	40	
350		42.3	23 26	$> 18.6$	$> 3.4$	2. 9.72	40	
351		37.3	25 15	19.7	5.2	11. 9.72	40, 21	20.5, 7, 0
352		41.5	22 50	18.4	3.4	15. 9.72	40, 21	19.4, 5.5
353		49.0	24 28	17.0U	0.6U	17. 9.72	40	
354		40.4	22 24	20.2	5.0	18. 9.72	21	
355		40.0	25 44	18.1	1.6	4.10.72	21	
356		35.6	22 07	20.5	5.5	9.10.72	21	
357		41.8	24 07	19.7U	2.9U	14.10.72	40	
358	1305	41.2	22 55	15.7U	1.3U	29.10.72	40	
359		37.4	25 43	18.4	3.0	4.11.72	21	
360		39.9	21 48	17.5	1.5	8.11.72	40, 21	Sp
361		33.6	23 56	19.0	3.0	30.11.72	40, 21	Sp
362		45.3	24 44	18.8	3.8	30.11.72	21	
363		41.3	23 31	18.3U	3.6U	1.12.72	40	
364		42.5	23 58	18.6	3.1	1.12.72	40, 21	19.6, 4.9
365		38.0	23 54	19.7	4.6	4.12.72	40, 21	20.5, 5.6
366		50.5	25 50	18.7	1.1	4.12.72	21	
367		49.0	22 46	18.0	2.1	8.12.72	40, 21	19.0, 2.2
368		45.7	25 11	17.2U	0.8U	26.12.72	40	
369		47.3	22 34	18.7	2.7	3. 1.73	40, 21	19.7, 4.4
370		37.1	25 24	18.8U	2.9U	6. 1.73	40	
371		48.2	21 45	20.0U	3.8U	6. 1.73	40	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
420		37.0	23 53	19.0	>2.2	6. 9.70	40	
421		43.5	21 55	~17.0	~1.0	17. 9.71	40	
422		44.6	22 09	18.6	3.6	24.10.71	24	
423		50.4	24 02	17.8	3.0	25.10.71	24	
424		41.4	24 50	19.5U	6.4U	1.11.72	24	
425		49.7	25 58	18.3	1.7	11.11.72	21	
426		36.5	24 30	20.5	4.2	12.11.72	40, 21	Sp
427		35.6	25 21	14.2	1.2	26.11.72	21	
428		42.5	24 54	17.0U	1.0U	3.12.72	40	
429		34.1	22 09	18.3	1.9	4. 3.73	40, 21	19.3, 3.0

наблюдения вспышки и телескоп, на котором сфотографирована вспышка. В тех случаях, когда вспышки были наблюдаемы одновременно в фотографических и ультрафиолетовых лучах, в столбце „примечания“ даны звездная величина и амплитуда в ультрафиолете.

Следует отметить, что, как и прежде, в качестве вспышки рассматривались только те случаи быстрого возрастания блеска звезды, когда амплитуда заметно превышала 0.5 *звездной величины*. Значительное число обнаруженных нами вспышек, как новооткрытых, так и ранее известных вспыхивающих звезд, было зарегистрировано одновременно двумя телескопами системы Шмидта—40- и 21-дюймовыми, в большинстве случаев, соответственно, в ультрафиолетовых и фотографических лучах. В трех случаях (звезды № 360, 361 и 426) на 40-дюймовом телескопе в комбинации с объективной призмой сняты спектры вспышек, а на 21-дюймовом телескопе те же вспышки зарегистрированы в фотографических лучах.

Отметим, однако, что в случаях, когда быстрое возрастание яркости зарегистрировано обоими телескопами, то даже при амплитудах не больших, чем предельное значение 0.5 *звездной величины* можно говорить о реальной вспышке. По одной вспышке с амплитудой, равной 0.5 *звездной величины* были одновременно зарегистрированы 40- и 21-дюймовыми телескопами у звезд № 55, 111 и 280.

2. *Повторные вспышки ранее известных вспыхивающих звезд.* Как было отмечено выше, за время, прошедшее после опубликования предыдущей статьи этой серии [5], новыми наблюдениями и при ре-визии старых снимков области Плеяд нами были зарегистрированы 66 повторных вспышек известных к этому времени вспыхивающих звезд. Данные об этих вспышках сведены в табл. 2.

Таблица 2

ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

№	Звезда (ИП)	$\alpha$ (1900)	$\delta$ (1900)	$m_{pg}$	$\Delta m_{pg}$	Дата вспышки	Телескоп	Примечания
1	2	2	4	5	6	7	8	9
1		$3^h 33^m 5$	$24^{\circ} 39'$	$14^m 5$	$0^m 9$	4.10.72	21"	$m_U \Delta m_U$
13	686	39.6	23 59	14.6	2.0	4.11.72	21	
14	906	40.2	24 22	15.9	0.7	18.12.71	24	
18		41.6	22 02	16.6	1.5	10. 9.72	40	
					1.7	14.10.72	40, 21	18.0, 3.0
					0.9	9.11.72	40, 21	Sp
23		42.4	24 36	20.1U	7.4U	4.01.73	40	
39		37.1	24 30	17.2	0.8	10.12.72	40, 21	17.2, 2.4
40		37.2	24 22	18.0	1.0	1.01.70	40	
					>2.0U	2. 9.72	40	
47	vM6	40.5	23 51	17.0	0.9	3. 1.73	40, 21	18.4, 2.1
55	2411	43.7	24 01	15.5	0.7	20. 9.71	40	
					0.5	1.12.72	40, 21	16.8, 1.0
					1.2	3.12.72	40, 21	2.7
69		37.9	25 09	18.2	2.5	22.11.68	21	
73	335	38.4	23 45	16.1U	1.4U	7.12.72	40	
75		38.7	25 02	14.8	1.0U	2. 9.72	40	
					1.1	14. 9.72	40, 21	15.8, 2.0
					1.0U	6. 1.73	40	
80	1069	40.6	23 40	14.55	0.6	13.10.72	40, 21	16.5, 1.0
83		42.0	22 15	17.0	0.7	20. 9.69	40	
					0.7	24. 2.71	40	
91		43.8	21 52	15.9	0.7U	1.12.72	40	
98		47.0	24 27	20.0U	3.0	15. 9.72	40	
					4.6U	25.12.72	40	
100		49.8	23 37	16.8	1.4	8.11.72	21	
					2.0	6. 2.73	21	
101		33.2	24 25	17.8	0.9	11. 9.70	40	
					1.8	4. 9.72	40	
102		34.8	24 50	19.0	3.4	5.10.72	21	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
103		36.9	23 08	16.2	0.9	12. 9.69	40	
					1.5	29.11.72	21	
111	3104	45.7	22 53	16.5U	1.0U	21. 8.72	40	
					0.5U	9.12.72	40	
118		37.3	24 20	17.5	1.0	16.01.71	24	
143		39.3	24 57	17.5	1.9	20. 8.72	40, 21	18.5, 3.1
145		41.9	22 06	19.2	2.0	3.12.72	40, 21	20.2, 3.4
151	1103	40.7	23 06	16.8	1.5	10. 9.70	40	
160	347	38.5	24 32	15.5	0.6	3.12.72	40, 21	16.6, 1.1
					1.0	14. 9.69	40	
172		36.1	22 38	18.5	5.0	24.11.72	21	
173		37.2	22 29	18.0U	3.0U	2. 9.72	40	
177		31.0	22 26	15.7	0.7	6.12.72	21	
179		38.6	24 22	18.0	0.6	20. 9.71	40, 21	19.0, 1.0
					1.7	16. 9.72	40, 21	3.1
					1.6	10.12.72	40, 21	2.8
181		35.1	22 02	17.8	1.7	16. 9.72	40, 21	18.8, 3.4
196		39.3	24 15	17.5	0.8	4.12.72	40, 21	18.5, 2.7
202		39.3	23 03	20.5U	3.0U	26.12.72	40	
203		39.8	24 20	17.6	0.9	14. 9.71	40	
240		41.9	24 12	17.3	0.6	18.12.71	24	
					0.8	3. 2.72	24	
245		37.2	24 26	18.4	1.2	16. 9.69	40	
					1.8	11. 8.72	40, 21	
249		38.9	25 13	18.1	1.0	7. 8.72	40	
257		42.7	24 18	18.6	1.9	10.11.72	40, 21	Sp
267		41.0	24 56	17.5	2.1	2.12.72	40, 21	18.5, 2.7
278		36.8	23 01	18.0	1.7	9.11.69	21	
279		45.6	25 30	20.0U	3.4U	7.12.72	40	
280		38.5	25 17	16.5	0.5	30.10.72	40, 21	17.5, 2.2
326		38.5	25 03	18.4	2.9U	3.12.72	40	
					1.9	4.12.72	40, 21	20.0, 4.5
335	1321	41.2	23 26	17.6U	2.2U	7.12.72	40	
351		37.3	25 15	18.3	1.8	24.10.71	24	
352		41.5	22 50	18.6	1.6	18.12.71	24	
363		41.3	23 31	17.3	0.9	20. 8.72	40, 21	18.3, 1.3

Треть включенных в табл. 2 повторных вспышек была зарегистрирована двумя наблюдателями, соответственно, на 40- и 21-дюймовых телескопах системы Шмидта, в том числе по одной повторной вспышке у звезд № 18 и № 257 зарегистрированы с объективной призмой на 40-дюймовом телескопе и на прямых снимках 21-дюймового.

4. *О единой нумерации вспыхивающих звезд в Плеядах.* В предыдущих наших статьях [3—5] мы придерживались общей нумерации вспыхивающих звезд, обнаруженных в Плеядах, начатой Аро [2]. Более того, в эту нумерацию мы включали, по мере поступления предварительных сообщений, вспыхивающие звезды, обнаруженные в других обсерваториях (Асиаго, Конколи). Эту же нумерацию продолжали до последнего времени Аро и сотрудники.

Однако, в последнее время Аро [7] отошел от этой единой нумерации и использует для вспыхивающих звезд в Плеядах разнородную нумерацию с указанием обсерваторий (напр. А73—Асиаго 73, В221—Бюракан 221, Т16—Тонанцзинтла 16 и т. д.).

Нам кажется, что для практического применения очень важно сохранить и продолжить единую нумерацию вспыхивающих звезд. Исходя из этого, и в настоящей статье мы продолжаем общую нумерацию вспыхивающих звезд в Плеядах. Это тем более целесообразно, что в настоящее время к наблюдениям вспыхивающих звезд привлечены и другие обсерватории, причем каждая из них использует свою собственную нумерацию.

Для удобства мы включили в единую нумерацию и все вспыхивающие звезды, обнаруженные за последнее время в других обсерваториях, в том числе в обсерватории Тонанцзинтла.

В табл. 3 дается распределение известных нам (к 15 июля 1973 г.) вспыхивающих звезд в области Плеяд по литературным источникам, согласно единой нумерации.

Во втором столбце этой таблицы даются указания на источники, где была введена единая нумерация рассматриваемых звезд, а в четвертом столбце приводятся ссылки на работы, в которых дается первоначальная нумерация. Заметим, что часть звезд, открытых в Тонанцзинтла, и все звезды, открытые в Бюракане, с самого начала получали обозначения в единой нумерации. В третьем столбце таблицы дается отождествление обозначений единой и первоначальной нумераций.

За основу принят хронологический порядок появления печатных или рукописных сообщений. Однако неизбежны иногда и отклонения от хронологического порядка. Например, звезда Асиаго 10, которая

до сих пор отождествлялась со звездой № 8 = T8 = III 357, однако согласно сообщению [15] оказалась новой вспыхивающей звездой (III 435). В единой нумерации ей присвоен номер 430.

Таблица 3

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ЕДИНОЙ НУМЕРАЦИИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ С НУМЕРАЦИЕЙ, ИСПОЛЬЗОВАННОЙ В ПЕРВОИСТОЧНИКАХ (А—АСИАГО, В—БЮРАКАН, К—КОНКОЛИ, S—ЗОННЕБЕРГ, Т—ТОНАНЦИНТЛА)

№ по единой нумерации	Литература	Отождествление	Литература
1	2	3	4
1—61	[2]	1—33=T1—33	[8]
		34—36=T34—36	[2]
		37, 38=A5, 7	[9]
		39—43=T39—43	[2]
		44=A9	[9]
		45, 46=T45, 46	[2]
		47=A2	[9]
		48, 49=T48, 49	[2]
		50=A4	[9]
		51=T51	[2]
		52—54=A1, 8, 3	[9]
		55, 56=T55, 56	[2]
		57=A6	[9]
		58=T58	[2]
		59=A7*	[2]
60, 61=T60, 61	[2]		
62—100	[10]	62—100=T62—100	[10]
101—146	[3]	101—112=T101—112	[11]
		113—128=B113—128**	[3]
		129, 130=K1, 2	[3]
		131—137=A14—20	[12]
		138, 139=A22, 23	[12]
		140—146=A25—31	[12]
147—159	[13]	147—159=T147—159	[13]
160—166	[14]	160—166=T160—166	[14]

\* Аро [2], со ссылкой на неопубликованную работу Розино, вспыхивающую звезду № 59 отождествляет с одной из звезд первого списка Розино. Однако в опубликованном первом списке Розино [9] мы не смогли найти эту звезду. Возможно, что в [2] ссылка ошибочная и звезда № 59 обнаружена в обсерватории Тонанцинтла.

\*\* Звезда № 128 обнаружена в Алма-Атинской астрофизической обсерватории АН Казахской ССР.

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4
167—221	[4]	167—171=B167—171	[4]
		172=A32	[15]
		173, 174=B173, 174	[4]
		175, 176=A33, 34	[15]
		177—181=B177—181*	[4]
		182—184=A36—38	[15]
		185=B185	[4]
		186—190=A39, 40, 42, 45, 46	[15]
		191—194=B191—194	[4]
		195=K3	[16]
		196=B196	[4]
		197, 198=A47, 48	[15]
		199, 200=B199, 200	[4]
		201=A50	[15]
		202, 203=B202, 203	[4]
		204=A52	[15]
		205—209=B205—209	[4]
		210=K5	[16]
		211—221=B211—221	[4]
		222—297	[5]
224—226=A73, 74, 77	[17]		
227—237=B227—237	[5]		
238—243=A54, 55, 60, 62, 66, 70	[17]		
244—297=B244—297	[5]		
298—307	Настоящая статья	298—300=A80—82	[18]
		301—303=A89—91	[18]
		304=A94	[18]
		305—307=A99—101	[18]
		308—319=T1b—12b	[19]
308—341	Настоящая статья	320—341=T13b—34b	[20]
		342—371=B342—371	[6]
342—371	[6]	372, 373=K7, 8	[21]
372—430	Настоящая статья	374—376=K10—12	[21]
		377—383=S10767—10773	[22]
		384—392=A108—116	[23]
		393—413=T35b—55b	[24]
		414—419=K16, 17, 19, 20, 22, 23	[25]
		420—429=B420—429	
		430=A10	Настоящая статья [9, 15]

\* Вспышка, на основе которой обнаружена вспышечная переменность звезды № 181, была наблюдаема одновременно в Бюракане и Асиаго (A35) [15].

В единой нумерации последняя вспышка звезда имеет порядковый номер 430. Однако общее число известных в области Плеяд вспышкающих звезд несколько меньше, так как имеются случаи повторной нумерации. Некоторые из них были отмечены нами ранее [5]\*. Ниже приводятся 15 известных случаев повторной нумерации вспышкающих звезд в Плеядах.

148 = 118	221 = 180	321 = 278
152 = 121	247 = 100	342 = 310
159 = 115	248 = 154	348 = 326
169 = 158	283 = 71	365 = 324
190 = 99	318 = 279	405 = 350

Во всех случаях второй наблюдатель зарегистрировал повторную вспышку уже обнаруженной ранее другим наблюдателем вспышкающей звезды. Это, в основном, было обусловлено отсутствием соответствующих карт отождествления у второго наблюдателя. По этой причине не исключено обнаружение новых случаев повторной нумерации и в будущем.

5. *О полном числе вспышкающих звезд в Плеядах.* Вопрос о полном числе вспышкающих звезд в звездных агрегатах, как отмечалось нами ранее [1, 3—5], имеет принципиальное значение. Обилие вспышкающих звезд в молодых звездных системах непосредственно свидетельствует о том, что способность производить время от времени вспышки является общим и весьма важным свойством карликовых звезд в ранние и притом довольно длительные периоды их развития. Точнее говоря, фаза вспышкающей звезды является одной из ранних фаз эволюции карликовых звезд, следующей за фазой RW Возничего [26].

Накопленный за последний год наблюдательный материал, заметно обогативший наши данные о вспышкающих звездах в Плеядах, можно использовать для нового рассмотрения этого вопроса в случае системы Плеяд.

Распределение известных к 15 июля 1973 г. вспышкающих звезд в области Плеяд по числу наблюдаемых вспышек представлено в третьем столбце табл. 4 ( $n_k$ —число звезд, у которых наблюдались по  $k$  вспышек).

\* Авторы благодарны Г. Аро за его сообщение о некоторых обнаруженных им случаях повторной нумерации.

В данные табл. 4 не включены вспышки звезды № 55 (HIP 2411), входящей в систему Гиад [27]. Таким образом, число наблюдаемых повторных вспышек известных вспыхивающих звезд в Плеядах (453) близко к числу самих звезд.

Таблица 4  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД  
В ОБЛАСТИ ПЛЕЯД ПО ДАННЫМ НА 1972 И  
1973 гг.

k	n <sub>k</sub>		Δn <sub>k</sub>
	1972	1973	
1	209	252	43
2	45	63	18
3	18	42	24
4	10	27	17
5	5	8	3
>6	3	22	19
Всего	290	414	124

Примерное равенство числа известных вспыхивающих звезд и числа их повторных вспышек при отсутствии наблюдательной селекции могло бы рассматриваться как свидетельство того, что обнаружена примерно половина всех вспыхивающих звезд в Плеядах.

Однако легко показать, что этот факт обусловлен тем, что при просмотре полученных многоэкспозиционных снимков наблюдатели невольно уделяют особое внимание уже известным вспыхивающим звездам, а также наличием среди рассматриваемых звезд небольшой группы вспыхивающих звезд, обладающих высокой частотой вспышек [4, 5].

Применение простой формулы [3—5]

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2} \quad (1)$$

к данным, относящимся к 1973 г., приводит к  $n_0 = 504$  для числа вспыхивающих звезд, у которых еще не наблюдались вспышки, то есть для неизвестных пока вспыхивающих звезд.

Складывая число неизвестных вспыхивающих звезд с числом уже известных, получим полное число вспыхивающих звезд в области Плеяд:

$$N = 918. \quad (2)$$

Если учесть, что формула (1) дает лишь нижний предел величины  $n_0$ , то отсюда следует, что до сих пор наблюдениями обнаружено меньше половины всех вспыхивающих звезд в области Плеяд.

Более точную оценку полного числа вспыхивающих звезд в области Плеяд можно получить, учитывая возможные различия в средней частоте вспышек у рассматриваемых вспыхивающих звезд. Как показано в наших предыдущих статьях, все наблюдаемые значения  $n_k$  хорошо представлялись посредством сложения двух распределений Пуассона с различными частотами. Это свидетельствует о наличии среди вспыхивающих звезд Плеяд по крайней мере двух групп звезд, обладающих различными средними частотами вспышек.

Как указывалось выше, наблюдатели систематически уделяют больше внимания изображениям уже обнаруженных вспыхивающих звезд. Более того, при наличии вспышек с малой амплитудой, они у таких звезд более уверенно констатируют наличие вспышек. Итак, вероятность открытия вспышек у известных вспыхивающих звезд значительно больше, чем у звезд, не наблюдаемых во вспышках. Следовательно, мы допускаем определенную ошибку, предполагая одинаковую среднюю частоту *наблюдаемых* вспышек у известных и неизвестных вспыхивающих звезд. Вследствие наблюдательной селекции частота наблюдаемых вспышек у первых из них заметно больше.

В связи с этим формулы, использованные нами в предыдущих статьях этой серии [3—5] для статистического анализа вспышек, в частности формулу (1), следует преобразовать с учетом наблюдательной селекции.

6. *Оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах с учетом наблюдательной селекции.* В предыдущих статьях этой серии [3—5] принималось, что число  $k$  вспышек, происшедших за суммарное время  $t$ , у отдельно взятой звезды—величина случайная, имеющая пуассоновское распределение. В этом случае, считая среднюю частоту вспышек одинаковой для всех  $N$  звезд в данной системе, можно определить, с достаточным приближением, числа —  $n_k$  звезд, у которых были зарегистрированы по  $k$  вспышек, с помощью их математических ожиданий [3]

$$n_k = Ne^{-vt} \frac{(vt)^k}{k!}. \quad (3)$$

При допущении наличия в системе двух групп вспыхивающих звезд содержащих, соответственно,  $N_1$  и  $N_2$  звезд, со средними частотами вспышек  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , вместо формулы (3) мы имели [3]

$$n_k = N_1 e^{-\nu_1 t} \frac{(\nu_1 t)^k}{k!} + N_2 e^{-\nu_2 t} \frac{(\nu_2 t)^k}{k!}. \quad (4)$$

С учетом наблюдательной селекции, выражающейся, как указывалось выше, в том, что вероятность наблюдения вспышки у известных вспыхивающих звезд несколько больше, чем у только что открываемых, эти формулы преобразуются в следующие:

$$n_k = \frac{aN}{(1-a)^k} e^{-\nu t} \left\{ e^{(1-a)\nu t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu t]^i}{i!} \right\} \quad (3')$$

и

$$n_k = \frac{aN_1}{(1-a)^k} e^{-\nu_1 t} \left\{ e^{(1-a)\nu_1 t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu_1 t]^i}{i!} \right\} + \frac{aN_2}{(1-a)^k} e^{-\nu_2 t} \left\{ e^{(1-a)\nu_2 t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu_2 t]^i}{i!} \right\}, \quad (4')$$

справедливые при  $k > 1$ .

Вывод формул (3') и (4') приводится в математическом Приложении к настоящей статье, где они имеют, соответственно, номера (A6) и (A7). В случае  $k = 0$  следует использовать, соответственно, формулы (A8) и (A9) Приложения.

Во всех этих формулах фигурирует величина  $a$ , представляющая вероятность обнаружения вспышки у еще неизвестной вспыхивающей звезды при просмотре пластинки, на которой зафиксирована её вспышка. Очевидно, что эта вероятность должна быть различной для различных наблюдателей. Тем не менее, по-видимому, можно ввести какое-то эффективное значение коэффициента  $a$ , относящееся ко всему имеющемуся наблюдательному материалу. Можно думать, что величина  $a$  порядка 0.8. На самом деле, при просмотре изображений уже известных вспыхивающих звезд, как указывалось, естественно поддаться соблазну и регистрировать вспышки с малыми амплитудами, порядка 0.5 звездной величины и меньше. Это может привести к тому, что эффективное значение  $a$  уменьшится по отношению к тому идеальному случаю, когда нижний предел амплитуды регистрируемых вспышек одинаков для открываемых и известных вспыхивающих звезд. Конечно, теоретически величину  $a$  следует получить на основе анализа статистики наблюдений. Несомненно, что это будет сделано в дальнейшем после получения более богатого материала. Пока же мы решили определить значения параметров  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $\nu_1 t$ ,  $\nu_2 t$ , в формуле (4'), приняв  $a = 0.8$ , а затем для  $a = 1.0$ . Последнее эквивалентно использованию формулы (4), применяемой в предыдущих наших статьях [3—5].

В табл. 5 дается сопоставление наблюдаемых значений  $n_k$  по всей совокупности опубликованных вспышек в Плеядах (табл. 4) и значений тех же величин, вычисленных по формуле (4') = (A7) при следующих комбинациях соответствующих параметров:

$$I \quad \alpha = 0.8, N_1 = 940, N_2 = 140, \nu_1 t = 0.45, \nu_2 t = 3.7, (N_1 + N_2 = 1080).$$

$$II \quad \alpha = 1.0, N_1 = 900, N_2 = 120, \nu_1 t = 0.40, \nu_2 t = 3.6, (N_1 + N_2 = 1020).$$

Таблица 5  
ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ  $n_k$  С ПОМОЩЬЮ ФОРМУЛЫ (4') = (A7).

k	$n_k$		
	(набл.)	(выч.)	
		I, $\alpha = 0.8$	II, $\alpha = 1.0$
0	—	663	606
1	252	241	253
2	63	75	69
3	42	36	33
4	27	26	24
5	8	18	16
>6	22	21	19

Сравнивая наблюдаемые числа  $n_k$  с вычисленными по обоим комбинациям, мы видим, что введение параметра  $\alpha = 0.8$ , во всяком случае, не дало существенного улучшения представления наблюдений. Считая, однако, что в обоих случаях результат является „носным“, мы приходим к выводам:

1. Полное число вспыхивающих звезд в области Плеяд должно быть больше 1000;

2. Встречаются сильно отличающиеся друг от друга частоты вспышек.

Оба этих вывода подтверждают результаты, полученные нами в предыдущей работе [5].

### Приложение

*Вывод закона распределения числа обнаруженных у звезды вспышек.* Как и в предыдущих работах настоящей серии [3—5], мы будем считать, что число вспышек  $k$ , происшедших за суммарное время наблюдений  $t$  у данной звезды, является случайной величиной, распределенной по закону Пуассона:

$$p_k = e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!}, \quad (\text{A1})$$

где  $\nu$  — средняя частота вспышек.

При этом до сих пор считалось, что каждая вспышка, происшедшая во время экспозиций и поэтому вышедшая на пластинке, при обработке открывается. Между тем, опыт показал, что не всякая вспышка, имеющаяся на пластинке, обнаруживается. В пользу этого говорят случаи, когда вспышки обнаруживались при повторных просмотрах уже просмотренных пластинок, а также то, что при повторных просмотрах особенно большим оказывается число вспышек уже известных вспыхивающих звезд, поскольку к этим звездам проявляется, естественно, особое внимание.

Если бы вероятность  $a$  обнаружения имеющейся на пластинке вспышки была бы во всех случаях одинакова, то для распределения количества обнаруженных вспышек имел бы место тот же закон Пуассона, в который, однако, вместо действительной частоты  $\nu$  входила бы эффективная частота

$$\nu' = a\nu. \quad (\text{A2})$$

Но, как уже указывалось, после установления того, что данная звезда вспыхивающая, ее изображения просматриваются более тщательно, и поэтому мы можем допустить, что практически все происходящие повторные вспышки обнаруживаются.

Вследствие этого пуассоновский характер распределения числа обнаруженных за время  $t$  вспышек нарушается. Для вывода закона распределения, имеющего место в таких условиях, напомним сначала вероятность того, что имело место  $i$  вспышек, из которых обнаружено некоторое количество  $k \leq i$ . Примем сначала, что  $k > 0$ . Очевидно, что искомая вероятность равна произведению вероятности того, что в действительности произойдет  $i$  вспышек, определяемой формулой (A1), на вероятность того, что первые  $i-k$  вспышек не будут обнаружены и, наконец, на вероятность  $a$  того, что  $i-k+1$ -ая вспышка будет обнаружена, т. е.

$$p_k^i = a(1-a)^{i-k} e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^i}{i!}. \quad (\text{A3})$$

При этом мы принимаем, что вспышки, имеющие место после  $i-k+1$ -ой, обязательно обнаруживаются. Именно при написании (A3) существенно, что принимается  $k \geq 1$ .

Чтобы получить вероятность  $p_k$  обнаружения  $k$  вспышек, очевидно, необходимо указанное выражение просуммировать по всем  $i \geq k$ . Иными словами

$$p_k = a \sum_{i=k}^{\infty} e^{-\nu t} (1-a)^{i-k} \frac{(\nu t)^i}{i!}. \quad (\text{A4})$$

Суммируя ряд в правой части (A4), получим конечное выражение

$$p_k = \frac{a}{(1-a)^k} e^{-\nu t} \left\{ e^{(1-a)\nu t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu t]^i}{i!} \right\}. \quad (\text{A5})$$

На практике, однако, часто удобно пользоваться бесконечным рядом (A4).

В случае, если все  $N$  вспыхвающих звезд исследуемого агрегата имеют одни и те же средние частоты вспышек, то для математического ожидания числа звезд  $n_k$ , у которых обнаружено по  $k$  вспышек, будем иметь

$$n_k = \frac{aN}{(1-a)^k} e^{-\nu t} \left\{ e^{(1-a)\nu t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu t]^i}{i!} \right\}. \quad (\text{A6})$$

Если же, например, агрегат содержит звезды, имеющие две разные частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , а соответствующие полные числа звезд  $N_1$  и  $N_2$ , то

$$\begin{aligned} n_k = & \frac{aN_1}{(1-a)^k} e^{-\nu_1 t} \left\{ e^{(1-a)\nu_1 t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu_1 t]^i}{i!} \right\} + \\ & + \frac{aN_2}{(1-a)^k} e^{-\nu_2 t} \left\{ e^{(1-a)\nu_2 t} - \sum_{i=0}^{k-1} \frac{[(1-a)\nu_2 t]^i}{i!} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

При  $k=0$ , очевидно, будем иметь

$$n_0 = Ne^{-a\nu t}, \quad (\text{A8})$$

в простом случае, а при наличии двух групп звезд с различными средними частотами вспышек

$$n_0 = N_1 e^{-a\nu_1 t} + N_2 e^{-a\nu_2 t}. \quad (\text{A9})$$

Формула (A7) при  $a \rightarrow 1$  переходит в формулу (4), приведенную в основном тексте, которую и следует применять при  $a$ , равном единице.

## FLARE STARS IN PLEIADES. IV

V. A. AMBARTSUMIAN, L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN,  
H. S. CHAVUSHIAN, L. K. ERASTOVA, E. S. KAZARIAN,  
G. B. OHANIAN, I. I. JANKOVICH

The results of photographic observations of stellar flares in the Pleiades region carried out at Byurakan mainly during the autumn 1972 and the winter 1972—1973 (total time of observations  $233^h45^m$ ) are given. In all, 40 new flare stars (Table 1) and 66 repeated flares of the known flare stars (Table 2) have been found.

The general numeration of flare stars in Pleiades including also the flare stars found at the other observatories during the same period is continued. The identification of all known flare stars in the Pleiades region (total number 430) up to July 15, 1973 according to the literature sources and the general numeration is given (Table 3).

Among them 15 cases of repeated discoveries of already known flare stars are noticed. Thus the total number of known flare stars in this region reached 415. The statistical data concerning the numbers of flare stars observed in flare-ups indicate large differences in the mean flare frequencies of different stars. The case is considered when the probability of finding a repeated flare-up existing on the plates is larger than that of flares of stars not yet discovered.

The total number of flare stars in the region under review including the number of stars which can be found in the future was estimated, taking into account the difference of finding probabilities of flares of known and not yet known flare stars. This number is of the order of 1000. This estimate of the total number of flare stars in Pleiades confirms the estimates given in the previous article of this series.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
2. G. Haro, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed V. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
3. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирволян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.
4. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирволян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 7, 319, 1971.
5. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирволян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 8, 485, 1972.

6. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович, Предварительное сообщение о новых вспыхивающих звездах в Плеядах, обнаруженных в Бюракане, для каталога Тонанцинтла, 1972.
7. G. Haro, G. Gonzalez, Bol. Obs. Tonantzintla, 6, No. 38, 149, 1972.
8. G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, Vol. 8. ed. A. Beer and K. Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1964, p. 89.
9. L. Rosino, Contr. Asiago Obs., No. 189, 1966.
10. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 23, 1969.
11. E. S. Parsamian, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 35, 1969.
12. L. Rosino, L. Pigatto, Contr. Asiago Obs., No. 231, 1969.
13. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 34, 181, 1970.
14. G. Haro, G. Gonzalez, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 34, 191, 1970.
15. L. Pigatto, L. Rosino, Contr. Asiago Obs., No. 246, 1971.
16. L. G. Balazs, R. V. Vardantian, IBVS, No. 293, 1970.
17. L. Rosino, L. Pigatto, Colloquim on Variable Stars, Veroff. Bamberg, 9, No. 100, 116, 1971.
18. L. Rosino, L. Pigatto, Asiago Obs. Preprint, 1972.
19. G. Haro, E. Chavira, IBVS, No. 715, 1972.
20. G. Haro, E. Chavira, IBVS, No. 716, 1972.
21. L. G. Balazs, L. Patkos, IBVS. No. 688, 1972.
22. W. Gotz, IBVS, No. 771, 1973.
23. L. Pigatto, IBVS, No. 776, 1973.
24. G. Haro, E. Chavira, IBVS, No. 788, 1973.
25. L. G. Balazs, M. Kun, G. Szecsenyi-Nagy, IBVS, No. 803, 1973.
26. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.
27. G. Haro, E. S. Parsamian, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 41, 1969.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД 71 TAU, 49 ORI, 8 $\pi$ VIR и $\xi$ AQL

Г. В. АХУНДОВА, О. Х. ГУСЕЙНОВ

Поступила 4 апреля 1973

Согласно [1,2] невидимые компоненты спектрально-двойных 71 Tau, 49 Ori, 8 $\pi$  Vir и  $\xi$  Aql могли оказаться релятивистскими объектами (черной дырой или нейтронной звездой). Однако эти замечания были сделаны на основании ненадежных данных относительно орбитальных элементов этих систем. Для уточнения орбитальных элементов мы на протяжении трех лет исследовали лучевые скорости указанных звезд по спектрам, полученным с двухметровым телескопом Шемахинской обсерватории.

Оказалось, что орбитальные элементы у 49 Ori и 8 $\pi$  Vir определены в [3] достаточно хорошо, но с точки зрения релятивистской компоненты эти системы малоинтересны. Из-за большого периода обращения 71 Tau и  $\xi$  Aql мы не могли охватить весь период. Однако приходится сомневаться в правильности определения их орбитальных элементов. Изучение систем, заподозренных в наличии релятивистской компоненты, указывает на то, что частота появления такой звезды в двойных системах меньше 1 в 100 лет.

Звезды HD 28052 (71 Tau), HD 37507 (49 Ori), HD 104321 (8 $\pi$  Vir) и HD 205767 ( $\xi$  Aql) были включены в список систем, в которых заподозрена возможность наличия релятивистской компоненты [1, 2] на основании аномально больших масс их невидимых спутников. В связи с тем, что заключения о массах невидимых компонент сделаны на основании данных об орбитальных элементах [3, 4], мы с 1970 г. приступили к изучению лучевых скоростей этих звезд.

Спектральный материал получался на двухметровом телескопе ШАО АН Азерб. ССР в фокусах куде и кассегреновском с дисперсиями 4, 8, 10 и 30 А/мм. Данные о материале, использованном в настоящей работе, приводятся в первых четырех столбцах таблиц 1—4. Две спектрограммы для 49 Ori были любезно получены М. Скульским на 122 рефлекторе КрАО.

В большинстве случаев измерения лучевых скоростей производились на Аббе-компараторе обычным методом, с обязательным поворотом пластинки на  $180^\circ$ . При этом делалось по 4 наведения на линию спектра сравнения и по 10 наведений на линию спектра звезды при каждом положении спектрограммы. Обработка проводилась вручную с аппроксимацией дисперсионной кривой квадратичным трехчленом. Методика определения лучевых скоростей на Аббе-компараторе описана в [5].

Спектрограммы с дисперсиями 4 А/мм и некоторые с 8 и 10 А/мм записывались на трехдорожковом микрофотометре, сконструированном и изготовленном в нашей обсерватории под руководством И. А. Асланова, а также на микрофотометре „Лерифо“ фирмы „Карл Цейсс“. Измерения сдвигов производились на регистрограммах методом „прямой привязки“. По двум ближайшим линиям железной дуги, расположенным по обе стороны от линии спектра звезды, определялась и одновременно контролировалась дисперсия. Затем вычислялась длина волны исследуемой линии путем привязки к ближайшей стандартной линии дуги. Такая непосредственная привязка дает уверенность в том, что мы исключаем все возможные ошибки, связанные с записывающим прибором. Ошибки в случае записи на микрофотометрах возникают в связи с несинхронностью записи спектра звезды и спектра железной дуги и неточностью начальной установки записи. При условии строгого контроля за установкой железной дуги относительно спектра звезды при записи на микрофотометре можно быстро и с достаточной точностью измерять лучевые скорости по записям спектрограммы с высокой дисперсией. Кстати, спектры с дисперсией 4 А/мм очень трудно измерять обычным методом на Аббе-компараторе из-за большой длины пластинки.

Результаты приводятся в 5—7 столбцах табл. 1—4: значения полученных лучевых скоростей, их вероятные ошибки и число использованных линий. В последнем столбце указываются случаи, когда измерения были выполнены дважды, или значение лучевой скорости получено как среднее по измерениям на компараторе и по регистрограмме.

Для получения лучевой скорости HD 28052 (71 Тау) использовано 11 спектрограмм. Следует отметить, что звезда имеет очень широкие размытые линии, и измерения были крайне затруднены. На последних 4-х спектрограммах (№ 2289—2292) удалось измерить только линию CaHK и 2—3 водородные линии. Поэтому взято среднее значение лучевой скорости по этим 4-м спектрограммам; ошибка получена из их внутреннего согласия. На рис. 1 приводится кривая лучевой скорости, где значком  $\Delta$  (как и на последующих рисунках)

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ HD 28052 (71 Tau)

Таблица 1

№	№ спектрограммы	Дата	Дисперсия А/мм	$V_r$ км/сек	$\pm P$	n	Примечания
1	1525	29. XI. 70	30	+22.4	3.7	12	2 измерения на компараторе
2	1924	30. VIII. 71	4	22.0	4.0	29	
3	1929	31. VIII. 71	4	27.1	3.5	30	
4	1946	18. IX. 71	4	24.1	2.8	26	2 измерения по регистрограмме
5	2010	8. XI. 71	8	19.8	2.3	8	2 измерения на компараторе
6	2011	8. XI. 71	8	21.2	2.8	15	2 измерения на компараторе
7	2277	16. XI. 72	10	28.0	3.5	9	
8-11	2289 2292	28. I. 73	8	25.6	3.7		среднее по 4-м спектрограммам

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ HD 37507 (49 Ori)

Таблица 2

№	№ спектрограммы	Дата	Дисперсия А/мм	$V_r$ км/сек	$\pm P$	n	Примечания
1	2012	8. XI. 71	8	- 1.7	3.1	13	Среднее по измерениям на компараторе и по регистрограмме
2	2078	12. II. 72	10	- 7.2			
3	2079	12. II. 72	10	-18.0			
4	КрАО/4	18. III. 72	15	- 2.6	3.7	9	
5	КрАО/5	27. III. 72	15	- 6.4	3.5	12	
6	2099	29. III. 72	30	- 9.4	6.6	4	
7	2283	4. I. 73	30	+ 5.8	1.7	6	
8	2284	5. I. 73	30	+11.9	2.2	12	
9	2285	5. I. 73	30	+12.8	1.5	9	

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ HD 104321 (8- Vir)

Таблица 3

№	№ спектрограммы	Дата	Дисперсия А/мм	$V_r$ км/сек	$\pm P$	n	Примечания
1	1682	24. VI. 71	4	-34.3	1.7	47	
2	1683	24. VI. 71	4	-28.5	2.3	39	
3	2105	18. IV. 73	30	- 0.3	2.0	14	
4	2167	4. VII. 72	8	-21.8	2.0	15	
5	2286	5. I. 73	30	4.3	2.1	10	
6	2287	5. I. 73	30	3.8	2.2	18	

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ HD 205767 ( $\xi$  Aql)

№	№ спектрограммы	Дата	Дисперсия А/мм	$V_r$ км/сек	$\pm P$	n	Примечания
1	1432	2—VII—70	10	-29.8	1.1	3	
2	1465	18—VII—70	30	-36.5	3.4	17	
3	1466	18—VII—70	30	-22.4	3.5	13	
4	1680	23—VI—71	4	-39.4	3.9	19	
5	1680	23—VI—71	4	-40.7	3.1	27	
6	1878	17—VIII—71	8	-29.3	4.5	4	
7	2230	7—VIII—72	4	-57.6	3.2	33	
8	2231	7—VIII—72	4	-49.4	4.1		Среднее по измерениям на компараторе и по регистрограмме

нанесены наши измерения, значком  $\circ$  — двойные,  $\square$  — тройные и  $\bullet$  — четверные точки. Центр тяжести измерений, приходящихся на 1959—61 гг., соответствует скорости  $\sim 28$  км/сек, а наших, показывающих, кстати, достаточную скученность, примерно 24 км/сек. Большой период 71 Тау ( $P = 5200$  дней [3,4]) требует продолжения наблюдений.

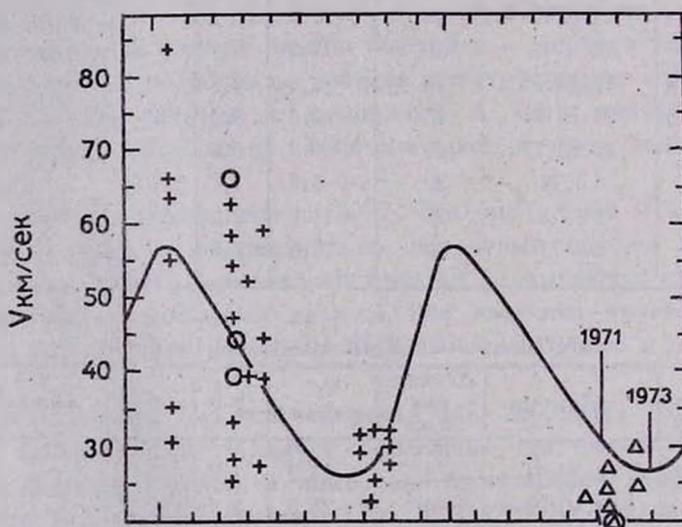


Рис. 1. Кривая лучевой скорости 71 Тау.

В табл. 2 и на рис. 2 приводятся результаты для HD 37507 (49 Ori). Звезда также имеет широкие линии, кроме того, спектро-

граммы № 2078, 2079 и 2099<sup>b</sup> слабы, что очень затрудняет визуальные измерения. По-видимому, полуамплитуда лучевой скорости и период для этой звезды определены правильно ( $P = 446$  дней), поэтому ее следует исследовать в дальнейшем с целью обнаружения вклада невидимой компоненты в спектр системы. Верхнюю часть малоисследованной ветви кривой лучевой скорости удобно изучать зимой 1973—74 гг., а в области максимума — через пять лет.

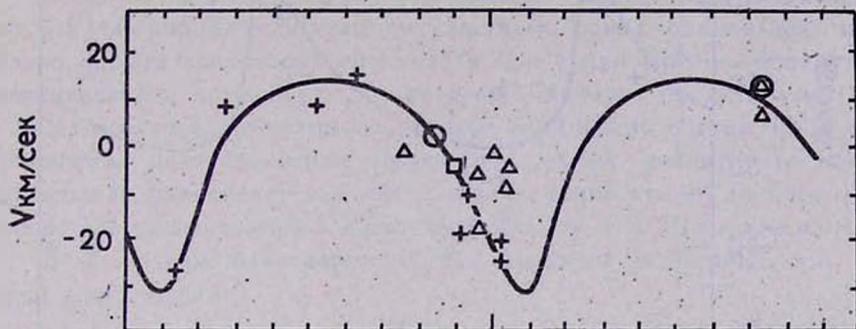


Рис. 2. Кривая лучевой скорости 49 Ori.

Для получения лучевых скоростей HD 104321 (8 $\pi$  Vir) использовано 6 спектрограмм. Результаты приведены в табл. 3 и на рис. 3.

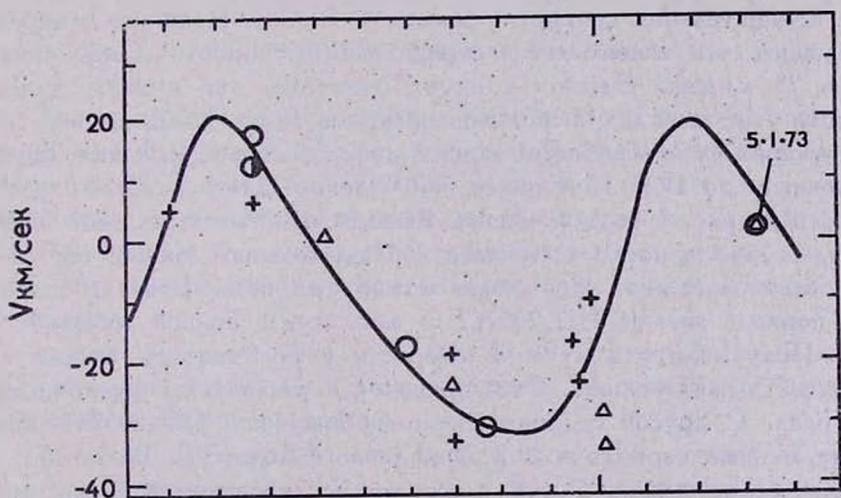


Рис. 3. Кривая лучевой скорости 8 $\pi$  Vir.

В периоде, равном 283 дням, и полуамплитуде лучевой скорости сомневаться не приходится.

И, наконец, в табл. 4 и на рис. 4 приводятся данные для HD 205767 ( $\xi$  Aql).

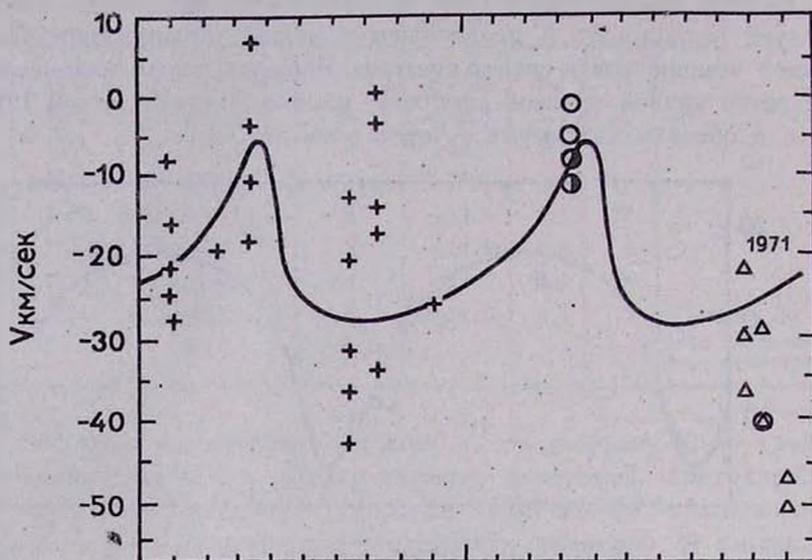


Рис. 4. Кривая лучевой скорости  $\xi$  Aql.

Согласно [3], звезда HD 205767 может иметь максимальное значение отрицательной скорости, равное 28 км/сек. Наши же измерения показывают, что максимальная отрицательная скорость может превосходить 35 км/сек. Однако следует отметить, что кривую лучевой скорости Абт выводил, используя, кроме своих наблюдений, соответствующих фазе максимума кривой лучевой скорости, также данные, полученные до 1927 г. Старые наблюдения дают разброс лучевой скорости на рис. 4 больше наших. Выводы относительно этой звезды мы будем делать после получения наблюдательных данных еще в течение нескольких лет. Но сейчас можно уже сомневаться в правильности периода звезды HD 205767 и амплитуды кривой лучевой скорости. Полуамплитуда лучевой скорости у этой звезды может оказаться в 1.5 раза больше. Это приведет к увеличению функции масс в 3.4 раза. С другой стороны, период обращения HD 205767, по-видимому, меньше периода в 22.2 лет, данного Абтом [3]. Возможно, период все же не меньше 7 лет, и поэтому исследование этой системы с точки зрения наличия релятивистской компоненты надо продолжать.

Из изученных четырех звезд наибольший интерес представляет 71 Тау, так как при правильности известных орбитальных элементов масса невидимой компоненты окажется более чем в 2 раза больше ви-

димой. Однако орбитальные элементы этой системы, как видно из рис. 1, ненадежны. Что касается 49 Ori и 8 $\pi$  Vir, то хотя их орбитальные элементы можно считать правильными, у них отношения масс невидимых компонент к видимым близко к единице и с точки зрения релятивистской компоненты представляют малый интерес. В начале исследования этих звезд мы надеялись также на возможность обнаружения линий вторых компонент, но таких признаков не выявили.

Нами были исследованы также звезды  $\omega$  Eri и  $\delta$  Jem [6]. Оказалось, что у  $\delta$  Jem период и полуамплитуда были ранее определены неправильно. Среди всех звезд списков [1, 2]; с точки зрения обнаружения релятивистской компоненты, наибольший интерес представляет  $\omega$  Eri. В лучшем случае, по-видимому, только в одной из систем [1, 2] будет обнаружена релятивистская компонента. А это значит, что частота образования релятивистских звезд в Галактике среди двойных [7] не больше частоты вспышек Сверхновых звезд, т. е. 1—2 звезды в сто лет.

В заключение благодарим И. А. Асланова за помощь при получении спектрограмм.

Шемахинская астрофизическая  
обсерватория

## THE INVESTIGATION OF RADIAL VELOCITIES OF THE STARS 71 TAU, 49 ORI, 8 $\pi$ VIR and $\xi$ AQL

G. V. AKHUNDOVA, O. H. GUSEINOV

According to [1, 2] the invisible components of spectral binaries: 71 Tau, 49 Ori, 8 $\pi$  Vir and  $\xi$  Aql may be relativistic objects (black holes or neutron stars). But these conclusions were made on the bases of uncertain information on orbital elements of these systems. To obtain more accurate elements we investigated radial velocities of these stars for three years on the spectra taken with two-metre telescope of Shemakha Observatory.

It turns out that orbital elements of 49 Ori and 8 $\pi$  Vir determined in [3] are good enough, but from the point of relativistic components these systems are not interesting.

We could not spread our findings over the periods of 71 Tau and  $\xi$  Aql because of their great values. But it is assumed that orbital elements are determined correctly.

The study of systems in which it is suspected that there exist relativistic components indicates [the frequency of appearance of such a star in the binary systems is less than one star in 100 years.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *L. V. Trimble, K. S. Thorne, Ap. J., 156, 1013, 1969.*
2. *О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, Астрофизика, 7, 65, 1971.*
3. *H. A. Abi, Ap. J., Suppl. Ser., No. 102, 429, 1965.*
4. *A. H. Batten, Publ. Dom. Astrophys. Obs., 8, 119, 1969.*
5. *И. А. Асланов, Г. В. Ахундова, Цирк. ШАО, № 12, 1972.*
6. *Г. В. Ахундова, О. Х. Гусейнов, Астрон. цирк., № 728, 1972.*
7. *О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, Цирк. ШАО. № 6, 1972.*

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. VI

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

Поступила 6 сентября 1973

Приводится VI список галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом. Список содержит данные о 97 объектах. У 63 из них было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре. Предсказывается присутствие сейфертовских особенностей у трех объектов и квайззвездная природа четырех. Номера первых в списке отмечены одной, а последних—двумя звездочками.

В 1971—72 гг. в Бюраканской обсерватории продолжался обзор неба с 40—52" телескопом системы Шмидта в комбинации с набором объективных призм. Обзор проводится с целью выявления галактик, обладающих избыточным ультрафиолетовым излучением.

Снимки этой серии сделаны на довольно несвежих и сравнительно малочувствительных пластинках Kodak II AF английского производства. Поэтому предельная величина пластинок оказалась меньше, чем ранее — несмотря на длительные экспозиции (60—90 минут), в среднем уверенно фиксировались спектры галактик ярче  $16^m$ .

На новых снимках было обнаружено более двухсот объектов, обладающих необычным для галактик интенсивным ультрафиолетовым континуумом. Полученные данные о 97 из них приводятся в настоящем списке, являющемся продолжением аналогичных списков, опубликованных ранее [1—5]. Обработка данных об остальных галактиках, составляющих VII список, продолжается.

В прежних списках количество галактик, отнесенных к типам s-sd и d-ds, было примерно одинаковым. В настоящем списке к типу s-sd отнесена только треть всех галактик. Это, по-видимому, связано с плохим качеством снимков, обусловленным длительными наблюдениями

Таблица 1

## СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. VI

№	Галактика	Координаты		Размеры	m <sub>pg</sub>	Спектр. тип
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$			
1	2	3	4	5	6	7
508	—	20 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> 7	— 5°48'	22" × 13"	16 <sup>m</sup>	ds3e
509*	—	41.5	—10 54	10	13	s1e
510	—	21 06.9	— 2 03	20 × 12	16	d3
511**	—	07.6	— 1 48	7	15	s2
512	—	09.2	— 1 35	12 × 10	15	d2e:
513	—	16.3	+ 2 03	13 × 9	16	d3
514	—	18.0	+ 2 33	10	15.5	s2
515	—	20.8	— 7 57	13	16	s3e:
516	—	53.9	+ 7 07	20 × 15	16	d3e
517	—	54.5	+ 6 25	18 × 10	16	ds3e:
518	—	56.2	+11 48	20 × 17	14.5	sd2e
519	—	56.9	+10 14	12	15.5	d3
520	2—56—5	58.2	+10 19	15	15	sd2e
521	7427	22 54.6	+ 8 14	12	16	d3e
522	—	57.8	+16 06	9	17	ds3e:
523	7455	58.1	+ 7 01	20	15.5	ds3e:
524	1—58—22	58.7	+ 9 20	24 × 15	15.5	sd3e:
525	—	23 01.7	+ 1 28	7	17	sd1e:
526	—	10.2	+10 28	24 × 12	15	ds2e
527	7518	10.6	+ 6 03	12	16	sd3e
528	—	11.6	+12 54	20 × 14	16	d3e:
529	7532	11.8	— 2 58	12	14	d3e:
530*	7603	16.4	— 0 01	10	14.5	sd2e
531	7648	21.3	+ 9 23	30 × 22	14.5	sd2e:
532	—	24.3	+11 05	10	16	ds2e
533	7674	25.4	+ 8 30	10	16	sd3e
534	7679	26.2	+ 3 14	25	13	ds3e
535	—	29.6	+25 33	12 × 9	17	d2e:
536	—	29.7	+ 2 08	13	16	d3e
537	—	31.9	+ 4 43	18 × 13	15.5	d3e:
538	7714	33.7	+ 1 53	35 × 20	13.5	s2e
539	0—60—37	41.4	+ 2 28	20 × 12	16	d3
540	—	44.5	— 0 43	12 × 8	16.5	d3
541*	—	53.5	+ 7 15	10	15.5	s2e
542	—	54.5	— 2 22	11	15.5	d2e
543	7811	59.9	+ 3 04	18	15.5	ds2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
544	0-1-24	00 <sup>b</sup> 02.3	- 1'46'	19" × 12"	15 <sup>m</sup> .5	ds2e:
545	23	07.3	+25 38	60 × 30	14.5	ds3e:
546	—	12.0	- 1 50	9	16.5	d2e
547	786	17.8	+ 0.33	20 × 14	15.5	ds3
548	—	18.5	+ 6 10	18	16	d2e
549	—	19.3	- 1 53	10	15.5	d3
550	—	24.8	+ 1 10	8	16.5	ds2
551	—	26.8	+30 17	10 × 14	16.5+16	d3e:+d3e:
552	1-2-18	28.7	+ 8 12	20 × 12	15	d2e
553	—	33.8	+ 2 54	13 × 8	16.5	d2e
554	1-2-46	36.7	+ 3 41	15	15.5	d3
555	245	43.5	- 1 59	10	14.5	sd3e:
556	—	46.3	+ 4 05	11 × 8	16.5	ds2
557	—	46.4	- 2 38	15	15.5	ds3e:
558	279	49.7	- 2 28	10	14.5	ds3
559	—	56.7	+ 6 40	12	15.5	sd2e:
560	—	01 03.9	- 0 23	9	16	ds3
561	3-4-3	05.3	+20 50	13	15.5	sd2
562	1639*	09.2	- 0 55	20	14	ds3e
563	—	09.3	- 1 55	18 × 10	15.5	d2e
564	—	11.2	+ 7 31	11 × 7	16	d2
565	89*	13.5	+ 4 02	30 × 22	13	ds3
566	—	16.5	+ 4 04	10	16	ds2
567	—	16.7	+ 4 19	13	15	ds3
568	—	19.8	+ 8 47	17 × 10	15.5	d3
569	—	20.0	+ 1 37	14 × 11	15.5	d3
570	—	24.2	- 1 04	16	14.5	s2e:
571	622	33.4	+ 0 25	13	16	ds3e:
572	2-5-15	41.4	+11 55	45 × 20	14	sd3e:
573	0-5-33	41.4	+ 2 06	25 × 22	14	sd2e
574**	—	42.0	+11 28	7	16.5	sd1e:
575	—	45.8	+12 21	16	15.5	sd3e
576	—	46.5	+ 5 23	16	15.5	sd2e
577	2-5-46	46.8	+12 15	9	15	s2e:
578**	—	49.0	+ 7 03	8	16	s2
579	—	49.4	+ 7 01	9	16.5	sd2e:
580	—	50.3	+ 6 43	8	16.5	d2
581	—	50.9	+ 6 25	15 × 10	16.5	ds2
582	0-6-10	55.6	+ 2 50	14 × 10	15.5	d3e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
583	—	01 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup> 6	+ 9°41'	12" × 7"	16 <sup>m</sup>	ds3
584	—	1 57.9	+ 2 25	11	16	d3
585	—	2 00.9	+ 2 19	10 × 8	15.5	sd3
586**	—	05.3	+ 2 28	7	16	s2
587	1-6-51	08.0	+ 5 38	20 × 14	15	d3e
588	851	08.6	+ 3 33	22 × 16	14.5	d3e
589	1-6-56	11.1	+ 3 53	11	14.5	s2e
590	863	12.0	- 1 00	18	14.5	sd2e
591	—	14.6	+ 1 27	12	15.5	d3e
592	0-7-1	17.2	- 0 29	10	15	ds3e:
593	927	23.9	+11 56	10	16.5	s3
594	—	31.8	+ 7 31	16 × 10	16	d3
595	—	38.9	+ 6 58	15 × 11	16	ds3e
596	1-7-25	40.2	+ 7 23	15 × 10	16	ds2e:
597	3-8-7	43.3	+15 38	9 × 9	16.5+16.5	d3+d3
598	—	44.6	+ 7 11	10 × 7	17	d3
599	0-8-17	45.1	+ 2 57	12 × 9	16	d3e
600	1-8-8	48.5	+ 4 15	15 × 9	16	d2e
601	—	54.1	- 2 59	11 × 7	15	ds3e
602	277°	57.2	+ 2 34	12	15	sd2e
603	1222	3 06.4	- 3 09	8	14.5	s2e
604	—	10.4	-- 5 26	8	15.5	d3

## Примечания к списку

- 508— Овальной формы, вытянута по  $z$ .
- 509— Сферическая, сильно конденсированная, компактного вида, в спектре четко выделяются водородные линии, судя по всему, они должны быть широкими.
- 510— Вытянута по  $\delta$ , имеет небольшой ореол.
- 511— Очень компактная и конденсированная, почти не отличается от звезд.
- 512— Сфероидальная, выглядит компактной, но конденсирована слабо.
- 513— Вытянута по  $\delta$ .
- 514— Почти сферическая, выглядит компактной, II Zw 123.
- 515— Сферическая.
- 516— Сфероидальная, слегка вытянута по  $z$ .
- 517— Овальной формы. Восточный компонент двойной системы.
- 518— Сфероидальная, слегка вытянута по направлению NE—SW.
- 519— Сфероидальная, окружена заметным ореолом неправильной формы.
- 520— Сфероидальная, незначительно вытянута по  $\delta$ . Имеет выбросы к северу и большой, в форме петли—к югу.

- 521— Компактная, сферическая, но мало конденсированная.  
522— Сферическая, компактная.  
523— Сфероидальная.  
524— Вытянута почти по  $\alpha$ . Имеет слабый ореол.  
525— Сферическая, очень компактная.  
526— Вытянутый объект, большая ось отклонена от круга склонения на  $20^\circ$ .  
527— Ядро сравнительно яркой спиральной галактики.  
528— Овальной формы. Большая ось отклонена от круга склонения на  $30^\circ$ .  
529— Центральное сгущение сравнительно яркой галактики.  
530— Центральное сгущение пекулярной галактики, имеющей спутник красного цвета  $17.5-18^m$  к SE на  $1'$ , который связан с галактикой изогнутым мостиком. Не исключена возможность, что имеет широкие линии.  
531— Сфероидальная с оболочкой, имеет звездообразное ядро.  
532— Почти сферическая, компактная, но мало конденсированная. В спектре намечается  $H\alpha$  и  $(N_1 + N_2 + H\beta)$ .  
533— Ядро сравнительно яркой галактики типа Sbc. Судя по спектру, ядро должно быть низкой светимости с эмиссией в  $H\alpha$  и  $(N_1 + N_2 + H\beta)$ .  
534— Сферическая, с ореолом.  
535— Сфероидальная, вытянута по направлению NE—SW.  
536— Сферическая-компактная, но не конденсированная.  
537— Овальной формы, вытянута по направлению NE—SW.  
538— Пекулярная спиральная галактика с очень конденсированной и яркой центральной частью, составляющей большую часть интегральной яркости галактики.  
539— Овальная, вытянута по направлению NE—SW. Имеет оболочку.  
540— Сфероидальная, вытянута почти по  $\delta$ . Имеет слабую оболочку.  
541— Компактная, слегка вытянута по  $\delta$ . В спектре четко наблюдается  $H\alpha$ . Возможно, имеет широкие линии.  
542— Сферическая, с резкими границами, выглядит очень компактной, но мало конденсирована.  
543— Сферическая, по виду компактная, спектр весьма диффузный, но имеет центральное сгущение, в целом слабо конденсирована. III Zw 127.  
544— Двойная, компоненты сфероидальны и расположены по  $\delta$ .  
545— Центральная часть яркой спиральной галактики  $\sim 13^m$ .  
546— Сфероидальная, компактная, незначительно вытянута по направлению NW—SE.  
547— Сфероидальная, вытянута по направлению NW—SE. Восточный компонент двойной системы.  
548— Сфероидальная, с небольшой короной.  
549— Сфероидальная, слегка вытянута по направлению NW—SE. Имеет голубой выброс на SE.  
550— Компактная, сферическая, имеет слабую корону.  
551— Пара пекулярных образований, каждое из которых, вероятно, состоит из 2—3 компонент, IV Zw 23.  
552— Сфероидальная, слегка вытянута по  $\delta$ . Западный компонент пары Holm. 11.  
553— По-видимому, двойная. Компоненты расположены по  $\delta$ .  
554— Сферическая, с короной.  
555— Центральное сгущение спиральной галактики  $\sim 13^m$ .  
556— Сфероидальная, вытянута по диагонали NW—SE.  
557— Центральная часть галактики типа S0/a.  
559— Компактная, сферическая.

- 560— Сферическая, компактного вида, со слабым ореолом.
- 561— Сферическая, с ореолом. Судя по спектру, обладает конденсированным ядром низкой светимости.
- 562— Сферическая галактика.
- 563— Галактика эллиптической формы.
- 564— Овальной формы, вытянута по направлению NE—SW.
- 565— Сфероидальная галактика. Имеет слабую оболочку, возможно, она типа S0. Не исключено присутствие слабого конденсированного ядра.
- 566— Сферическая, компактная.
- 567— Сферическая, компактная. Судя по спектру, у нее имеется ядро низкой светимости.
- 568— Двойная, компоненты расположены по кругу склонения.
- 569— Сфероидальная, большая ось отклонена от круга склонения на  $20^\circ$ .
- 570— Сферическая.
- 571— Ядерная область спиральной галактики с перемычкой.
- 572— Сильно вытянута, по-видимому, спираль, наблюдаемая с ребра.
- 573— Почти сферическая, с очень слабой оболочкой. В спектре четко наблюдаются  $H\alpha$  и  $(N_1 + N_2 + H\beta)$ .
- 574— Очень компактная, звездобразная. На западе в контакте очень слабый объект  $19^m$ , возможно, это выброс.
- 575— Ядерная часть SB-галактики.
- 576— Почти сферическая в красных лучах, в синих—слегка вытянута.
- 577— Центральная часть наблюдаемой с ребра галактики, возможно типа S0.
- 578— На прямых снимках объект звездный, возможно, это QSO.
- 579— На прямых снимках имеет звездный вид, но уступает звездам по интенсивности спектрального изображения.
- 580— Компактная, сфероидальная.
- 581— Сфероидальная. На расстоянии  $50''$  к NE наблюдается пара голубых слабых объектов  $\sim 19^m$ , по-видимому, это ее спутники.
- 582— Галактика неправильной формы. В спектре четко видна  $H\alpha$ . По-видимому, компонент пары.
- 583— Вытянута почти по кругу склонения.
- 584— Почти сферическая.
- 585— Компактная, слегка вытянута по  $\delta$ .
- 586— По распределению энергии напоминает QSO. На прямых снимках намечается слабая струя к NW дугой.
- 587— Сфероидальная, вытянута по  $\delta$ , имеет слабую оболочку.
- 588— Сфероидальная, компактного вида, но мало конденсирована.
- 589— Сферическая, компактная. В спектре наблюдаются линии водорода. III Zw 43.
- 590— Центральная часть галактики типа S0/a, видимо имеет довольно яркое конденсированное ядро.
- 591— Почти сферическая, не исключена возможность, что имеет слабое звездобразное ядро.
- 592— Галактика, у которой наблюдаются два коротких спиральных рукава.
- 593— Ядро Sc-галактики  $\sim 14^m$ .
- 594— Овальной формы, вытянута по  $\delta$ .
- 595— Сфероидальная, с очень слабой короной.

- 596— Центральное сгущение пекулярной спиральной галактики, возможно, что в нем присутствует звездообразное ядро низкой светимости, но с большим ультрафиолетовым избытком.
- 597— Пара сфероидальных образований с выступами. Расположены почти по  $\delta$  на расстоянии  $20''$  друг от друга.
- 598— Вытянута по  $\delta$ .
- 599— Вытянута по направлению NE—SW, возможно, что двойная.
- 600— Вытянута по направлению NW—SE, не исключено, что двойная.
- 691— По-видимому, двойная. Компоненты расположены по  $\alpha$ . На юге наблюдается выброс.
- 602 — Центральное сгущение пекулярной спирали. Судя по спектру, в нем присутствует звездообразное ядро низкой светимости.
- 603— Сферическая, имеет большой выброс, который распространяется с запада на юго-восток. Имеет спутник  $19^m$  на SW.
- 604— Сфероидальная, имеет выброс на севере.

на значительных зенитных расстояниях. Поэтому мы думаем, что часть объектов, отнесенных к типу d-ds, в действительности может быть отнесена к типу s-sd.

У 63 из приведенных в списке 97 галактик было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре.

Исходя из ряда признаков, предсказывается присутствие у трех объектов — № 509, 530, 541 особенностей, характерных для галактик Сейферта. Это число меньше обычного, поскольку мы не включили в список находящиеся в исследуемой области четыре хорошо известные компактные галактики с широкими линиями: II Zw 136, III Zw 2, I Zw 1 и II Zw 1.

Четыре объекта — № 511, 574, 578 и 586, возможно, имеют квазизвездную природу.

В списке номера первых отмечены одной, а последних — двумя звездочками. Все обозначения остались прежними.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. VI

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY

The sixth list of galaxies having intensive ultraviolet continuum is presented. This list contains data for 97 objects. The presence of emission lines is either established or suspected among 63 of them. The pre-

sence of Seyfert characteristics can be predicated for three objects which are marked an asterisk. Numbers of four other objects which are candidates of QSO-s are marked with two asterisks.

All designations of the present list are the same as in the former lists.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Каждая карта покрывает область  $16' \times 16'$ .  
Север сверху. Восток слева.

508

509

510

511

512

513

514

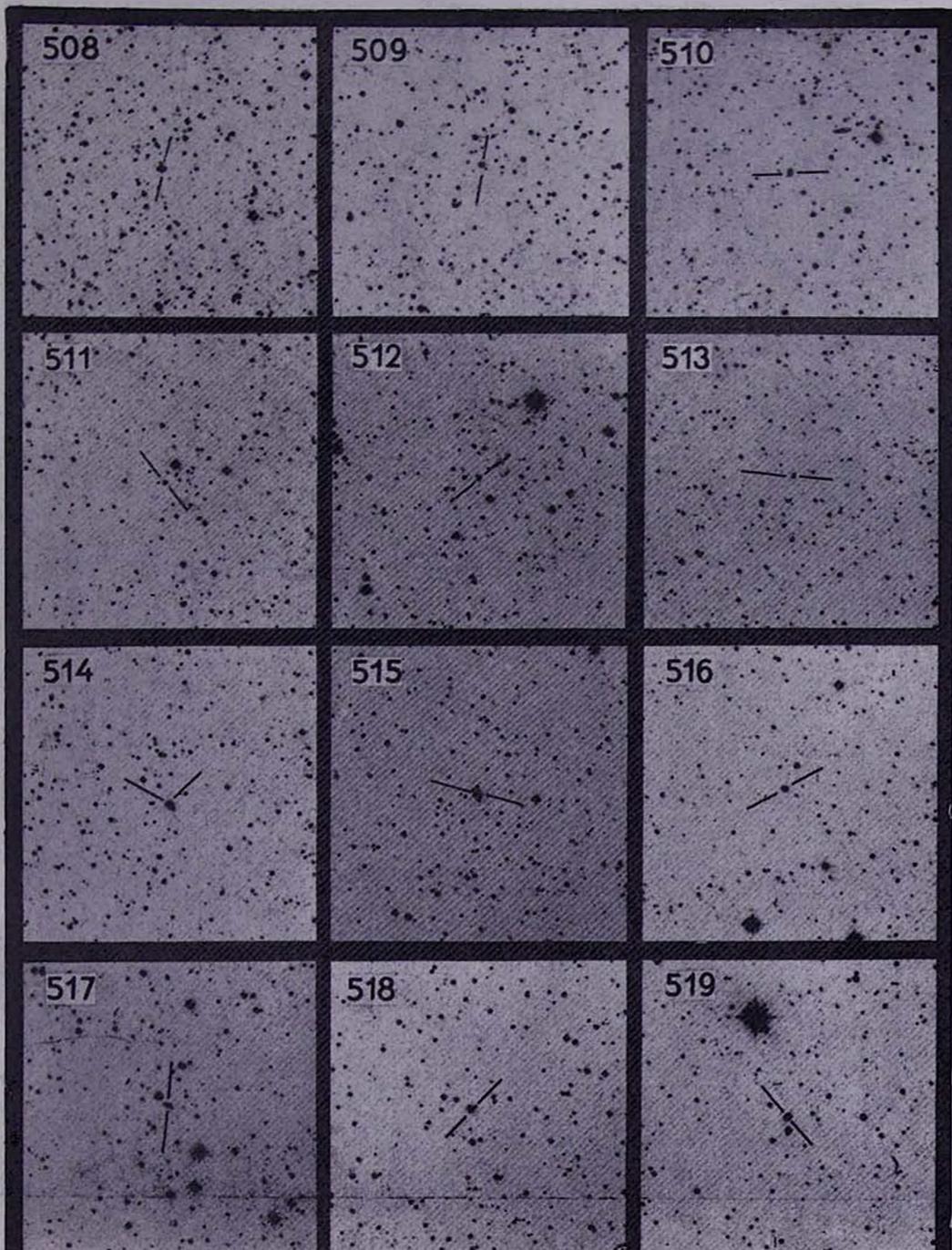
515

516

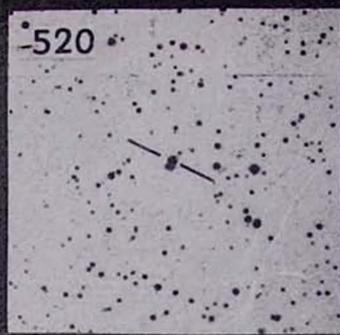
517

518

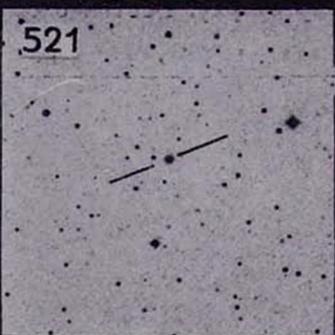
519



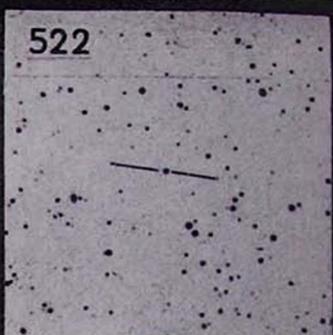
520



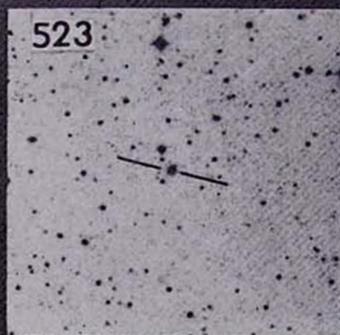
521



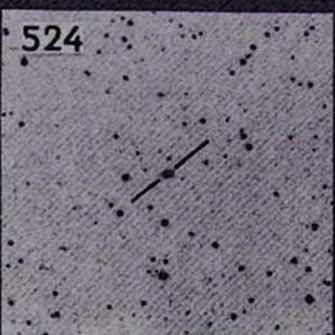
522



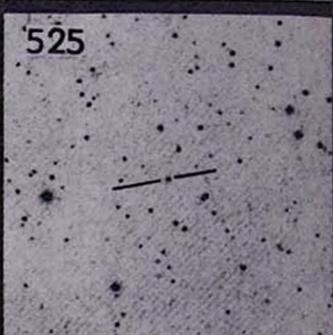
523



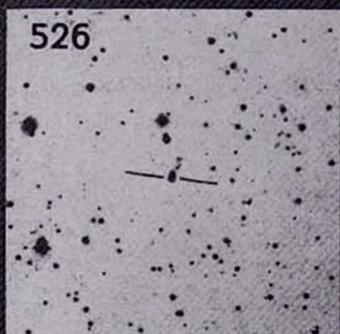
524



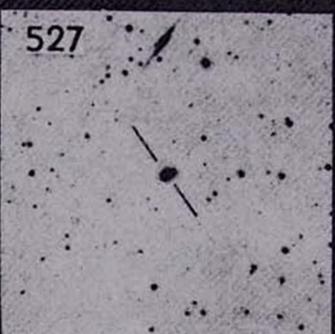
525



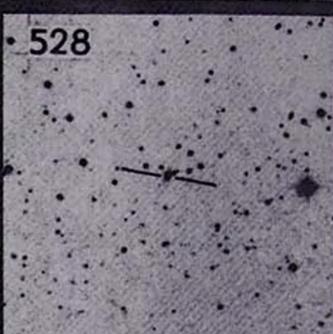
526



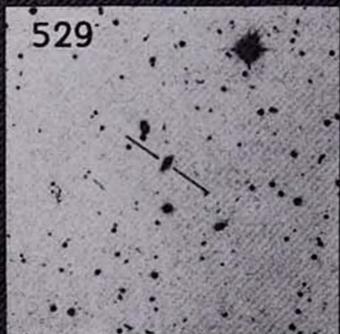
527



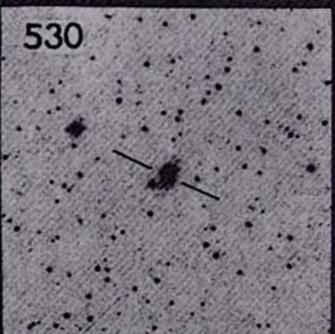
528



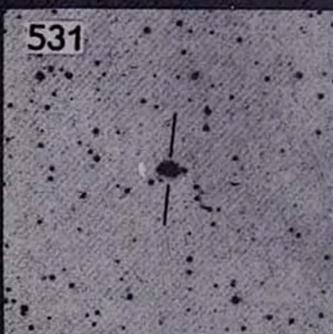
529



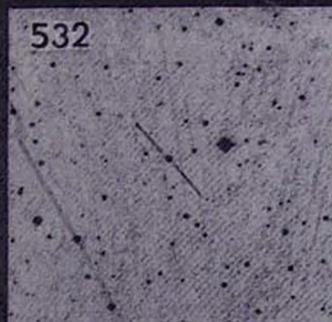
530



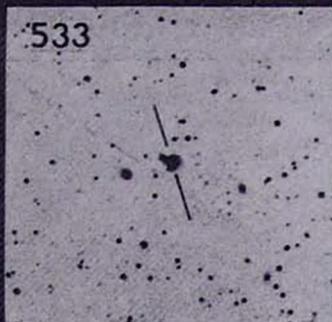
531



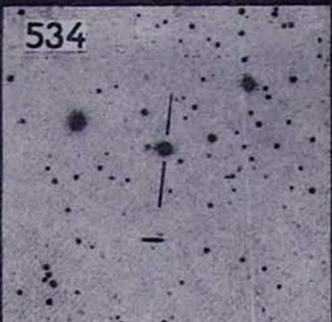
532



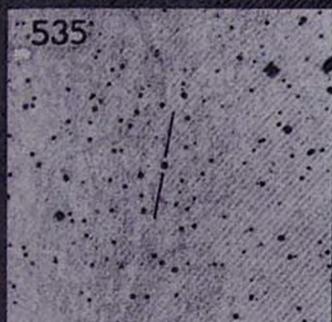
533



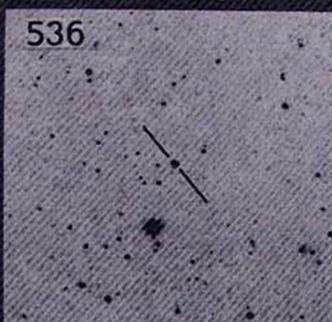
534



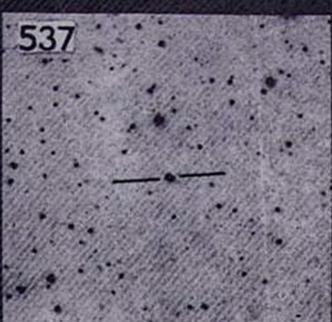
535



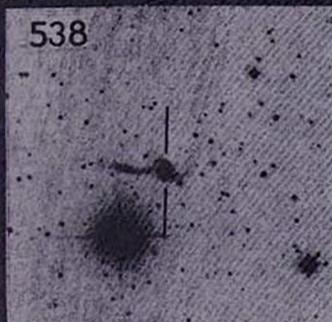
536



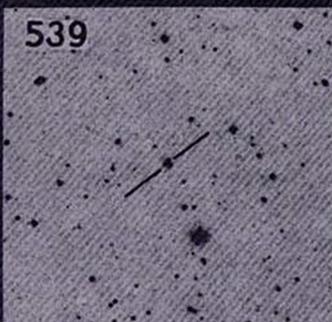
537



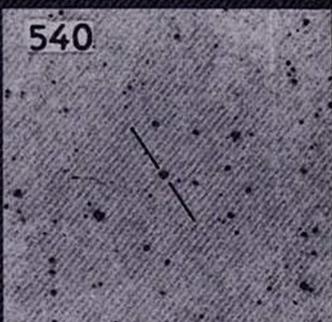
538



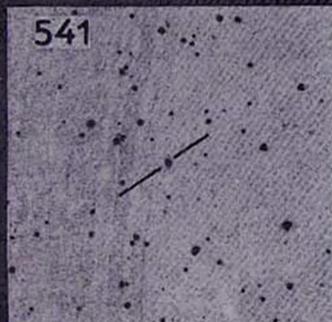
539



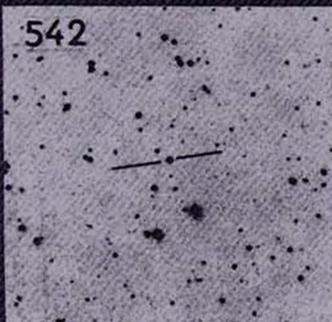
540



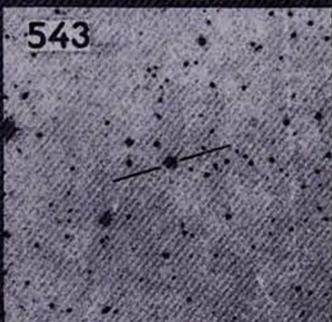
541



542



543



544

545

546

547

548

549

550

551

552

553

554

555

556



557



558



559



560



561



562



563



564



565



566



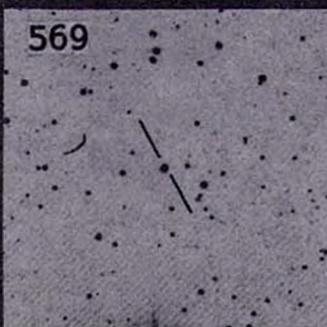
567



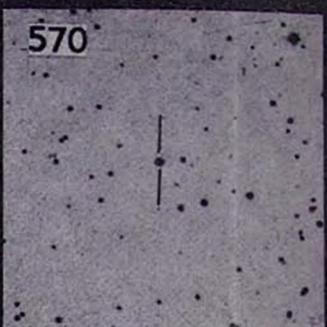
568



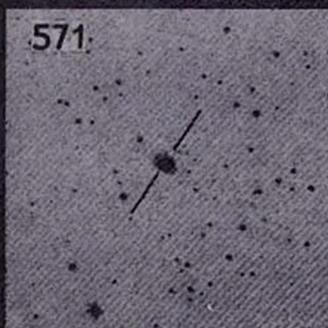
569



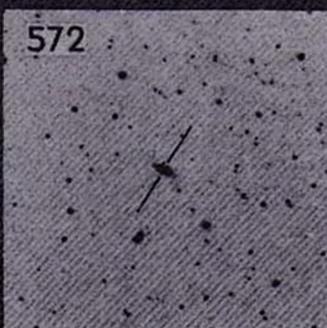
570



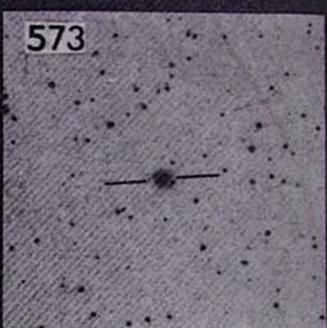
571



572



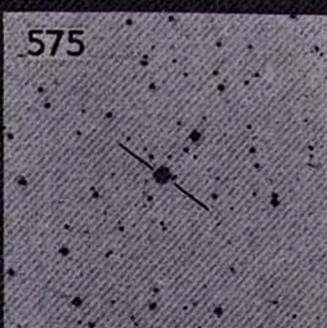
573



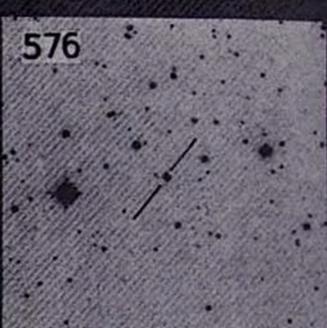
574



575



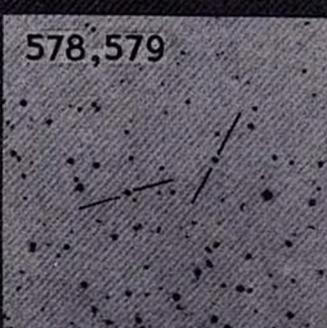
576



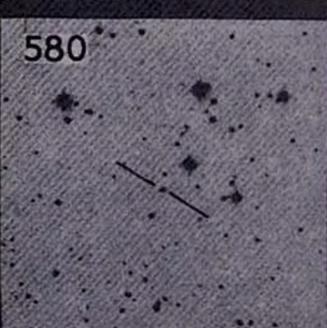
577



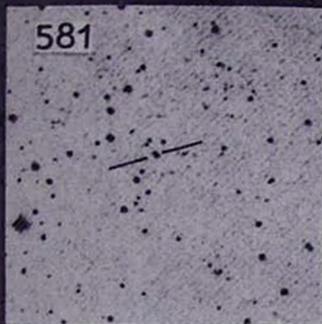
578, 579



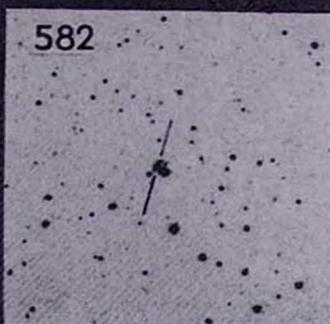
580



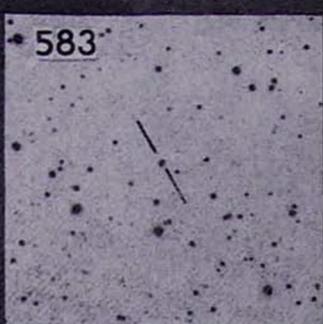
581



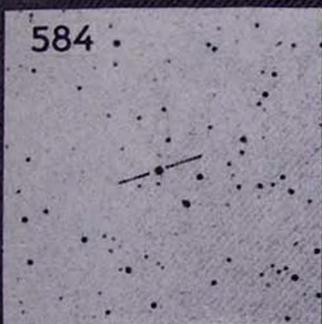
582



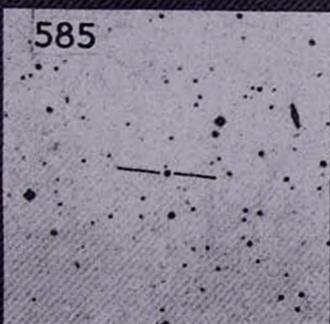
583



584



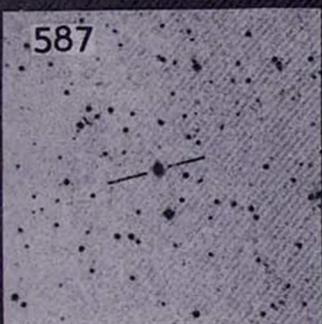
585



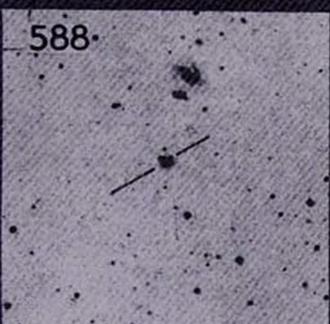
586



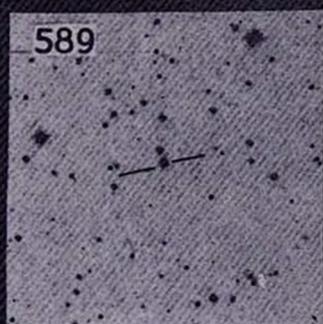
587



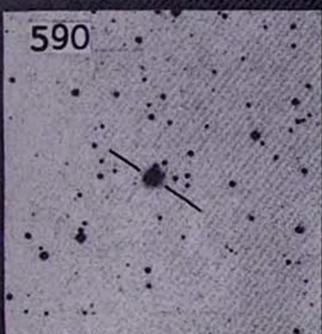
588



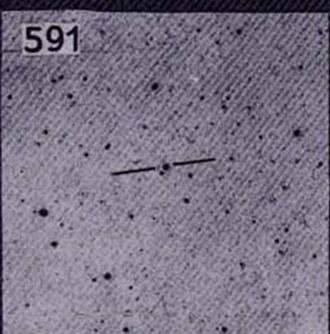
589



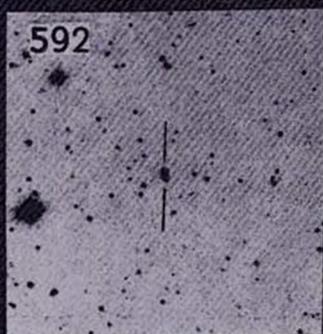
590



591



592



593

594

595

596

597

598

599

600

601

602

603

604

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Р. К. ШАХБАЗЯН

Поступила 24 августа 1973

Среди скоплений и групп галактик особый интерес представляют компактные скопления или компактные группы, состоящие из компактных галактик. Таковым оказалось, например, скопление в Большой Медведице ( $\alpha = 10^{\text{h}}52^{\text{m}}0$ ,  $\delta = +40^{\circ}44'$ ), обнаруженное в 1957 г. и принятое нами сначала за звездное скопление. Спектральное исследование этого скопления, проведенное Вамплером и Робинсоном в начале этого года, показало, что это чрезвычайно интересная система, состоящая из красных компактных галактик высоких светимостей. Особенно интересен тот факт, что пять наиболее ярких и компактных галактик системы показывают ничтожную дисперсию красных смещений.

В настоящей работе приводится первый пробный список 30-ти компактных групп компактных галактик, обнаруженных при просмотре 25 карт Паломарского атласа.

К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

Как хорошо известно, весьма значительная часть галактик входит в состав скоплений. Одно это обстоятельство уже дает некоторую информацию об их происхождении. Однако кроме скоплений в пространстве наблюдаются также группы галактик и отдельные галактики. На вопрос, возникли ли эти группы галактик независимо от скоплений, или в свое время они были выброшены из последних, пока ответить трудно.

При решении этого вопроса должен представлять интерес тот факт, что часть галактик, входящих в данную группу, имеет общие физические свойства. В частности, наблюдаются скопления и группы, состоящие исключительно или в основном из компактных галактик. Одна из наиболее примечательных таких систем ( $\alpha = 10^{\text{h}}52^{\text{m}}0$ ,  $\delta = +40^{\circ}44'$ ) состоит из столь компактных объектов, что в свое время была

принята нами за звездное скопление [1]. Впоследствии Розино и Кинман, обнаружив, что часть объектов, входящих в эту группу, — галактики, а остальные не отличаются по виду от звезд, пришли к выводу, что это „случайная группировка нескольких слабых звезд и галактик фона“ [2]. Лишь более детальное исследование упомянутой группы показало, что все объекты, входящие в нее, являются галактиками, за исключением яркой звезды у южного края группы. Таким образом, группа (рис. 1, №1) представляет собой чрезвычайно интересную компактную группу компактных галактик [3].

Дальнейшее изучение этого вопроса показало, что *компактные группы компактных галактик* не очень редки, если речь идет о слабых галактиках. Трудно представить, чтобы такие изолированные компактные образования были выброшены из какого-либо скопления галактик. Скорее они возникли независимо от больших скоплений. Это не означает, конечно, что подобные компактные группы компактных галактик не могут быть найдены также в больших скоплениях галактик в качестве их составных частей. Этот вопрос должен быть предметом отдельного исследования. Однако изолированные группы подобного рода представляют особый интерес.

Настоящая работа основана на просмотре некоторых отдельных участков неба. Результатом этого просмотра явился первый пробный список компактных групп компактных галактик. Мы называем список пробным, ибо его публикация преследует цель привлечь внимание исследователей галактик. Но он ни в коей мере еще не является основой для серьезных статистических исследований или для классификации групп. Для просмотра были использованы *карты Паломарского атласа*. Однако подавляющее большинство просмотренных областей было сфотографировано также с помощью *метрового телескопа Шмидта Бюраканской обсерватории*. Это позволило с большей уверенностью отличать компактные галактики от звезд.

Данные об обнаруженных 30-ти компактных группах компактных галактик приводятся в табл. 1.

В столбцах таблицы последовательно даны:

- 1 — порядковый номер группы;
- 2 — номер согласно другим каталогам, если группа оказалась занесена в них;
- 3 и 4 — экваториальные координаты, которые даны с точностью  $0^m 1$  для прямых восхождений и  $1'$  для склонений;
- 5 — число галактик, входящих в группу;
- 6 — приближенная звездная величина самой яркой галактики группы в красных лучах;

Таблица 1

## КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

№	Отождествление	Координаты		n	m <sub>r</sub>	Размеры	ρ
		α (1950)	δ (1950)				
1	VV 153 [8]	10 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 0	+40° 44'	17	17 <sup>m</sup>	1.4	1.1
2		11 41.1	+51 42	9	17	1.0	0.8
3		11 13.0	+54 00	5	18	0.4	1.0
4		16 19.2	+61 50	8	17	0.9	0.9
5		11 14.4	+55 11	5	17	0.7	1.0
6		11 16.0	+52 01	7-8	16	0.8	0.7
7		11 03.1	+40 03	7	17.5	0.8	0.7
8		16 02.2	+52 30	7	17.5	0.6	0.9
9		13 21.8	+19 16	17	16	2.5	0.7
10		14 09.0	+46 30	30	17.5	4.0	1.8
11		14 09.1	+44 58	9	17	2.8	0.4
12		16 15.7	+53 40	7	17.5	1.6	0.4
13		16 44.2	+53 48	10	17.5	1.7	0.4
14		14 23.4	+47 28	6	16	0.9	0.9
15		14 19.0	+44 47	13	16.5	2.3	0.6
16	I Zw 167 [5]	16 48.0	+53 31	14	14	5.0	0.6
17	МКГ 3-34-39 [4]	08 59.7	+77 51	5	18.5	0.6	0.8
18		08 47.0	+79 21	8	16	0.7	1.3
19		13 26.0	+16 06	5	16.5	0.35	2.1
20		15 45.6	+55 09	20	17	2.5	0.9
21		23 44.2	-02 02	12	16	2.6	0.4
22		15 44.5	+55 17	13	16.5	2.4	0.7
23		16 08.6	+52 23	8	18	0.8	0.8
24		23 44.4	-01 10	5	18.5	0.7	0.6
25		15 50.9	+56 36	8	18.5	1.2	0.6
26		МКГ 8-20-69a [4]	10 59.1	+50 36	8-10	16.5	1.0
27		23 30.2	+01 17	15	17	3.0	0.4
28		15 24.0	+55 04	6	18	0.9	0.6
29		16 07.4	+52 34	8	18	0.9	0.6
30		23 44.9	-02 38	20	14	4.5	1.0

7—размеры группы в минутах дуги;

8—коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

Заметим, что оценки яркостей галактик очень грубы и даны только с целью отождествления объектов. С той же целью к статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

Объекты, вошедшие в таблицу, выбирались по принципу достаточной изолированности и компактности как самой группы, так и большинства входящих в нее членов, а также по числу галактик в группе. При этом заведомо исключались из рассмотрения образования, входящие в отдаленные богатые скопления галактик, а также кратные галактики с числом компонентов меньше пяти.

Поскольку группа, описанная в [1] и [3], является одной из наиболее примечательных среди всех обнаруженных нами позднее объектов, мы сочли целесообразным с нее и начать наш список компактных групп компактных галактик. Далее при нумерации остальных объектов мы старались приводить сначала, на наш взгляд, наиболее интересные группы. Однако нам кажется, что, вероятно, все объекты списка заслуживают внимания.

### *Примечания к таблице*

- 2—Изолированная группа красных компактных галактик.
- 3—Тесная группа красных компактных галактик. Возможно, что группа входит в большое скопление галактик. На расстоянии  $6'$  к юго-западу от группы наблюдается чрезвычайно интересное поле двойных компактных галактик красного цвета.
- 4—Из семи галактик группы одна слабая и некомпактная. Система изолированная. Группу обнаружила М. Петросян.
- 5—Галактики не очень компактные, в поле много галактик. Шестой объект у юго-западного края—звезда.
- 6—Группа не очень изолированная. Один из объектов может оказаться звездой.
- 7—Группа компактная и изолированная.
- 8—Интересная изолированная группа компактных галактик. Три объекта относительно голубые. Один из объектов некомпактен.
- 9—Изолированная группа красных компактных галактик. Два объекта могут оказаться звездами.
- 10—Скопление красных компактных галактик.
- 11—На область проецируется одна звезда.
- 12—Два объекта из семи могут оказаться звездами. Галактики нейтральные.
- 13—Галактики составляют вытянутую эллиптическую систему, при этом два объекта из десяти, по-видимому, являются звездами. Самая яркая галактика некомпактная и имеет диаметр  $12''$ . Большинство галактик нейтральные. Группа изолированная.

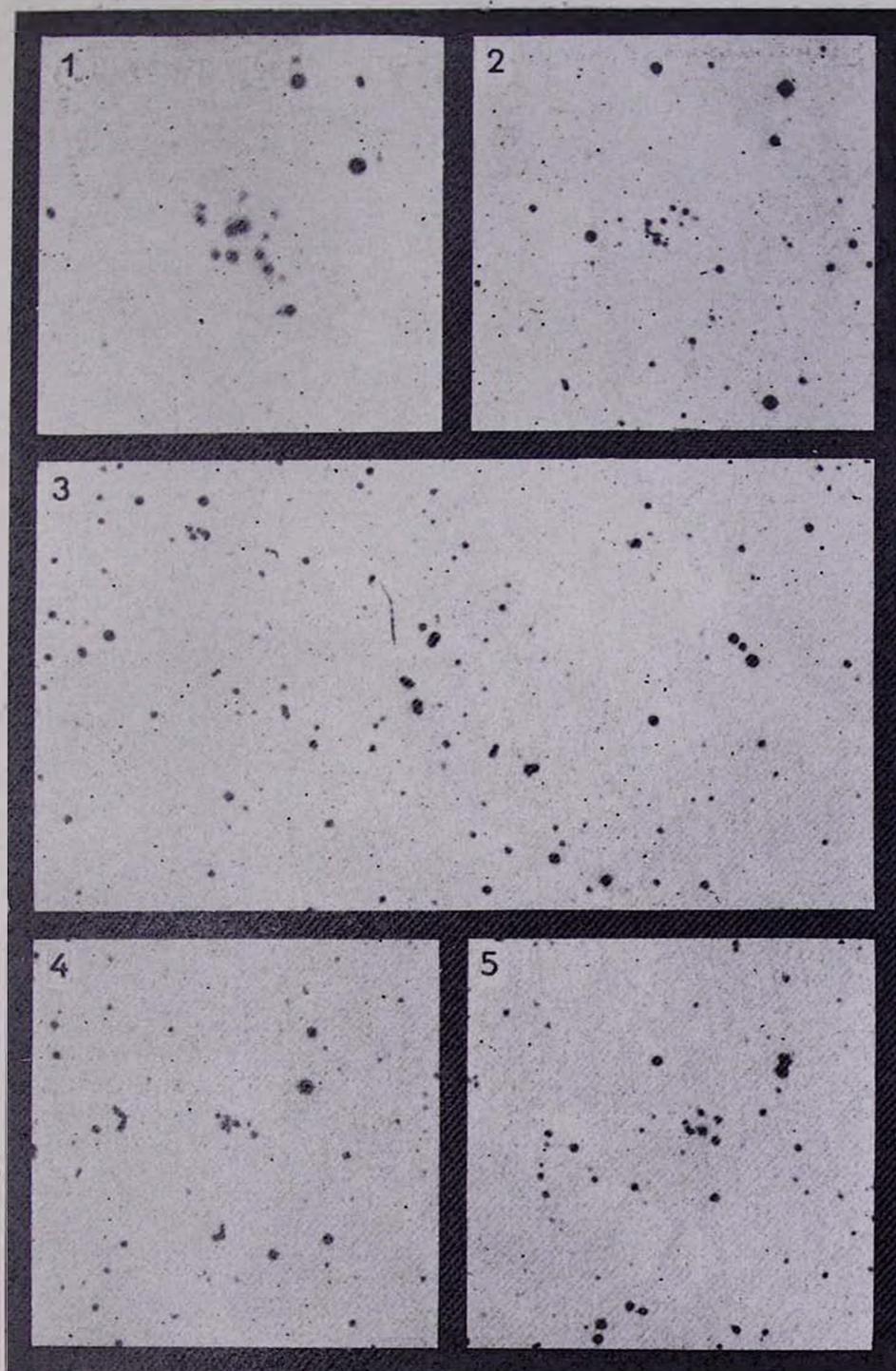


Рис. 1. Масштаб: 1 мм = 8,1.

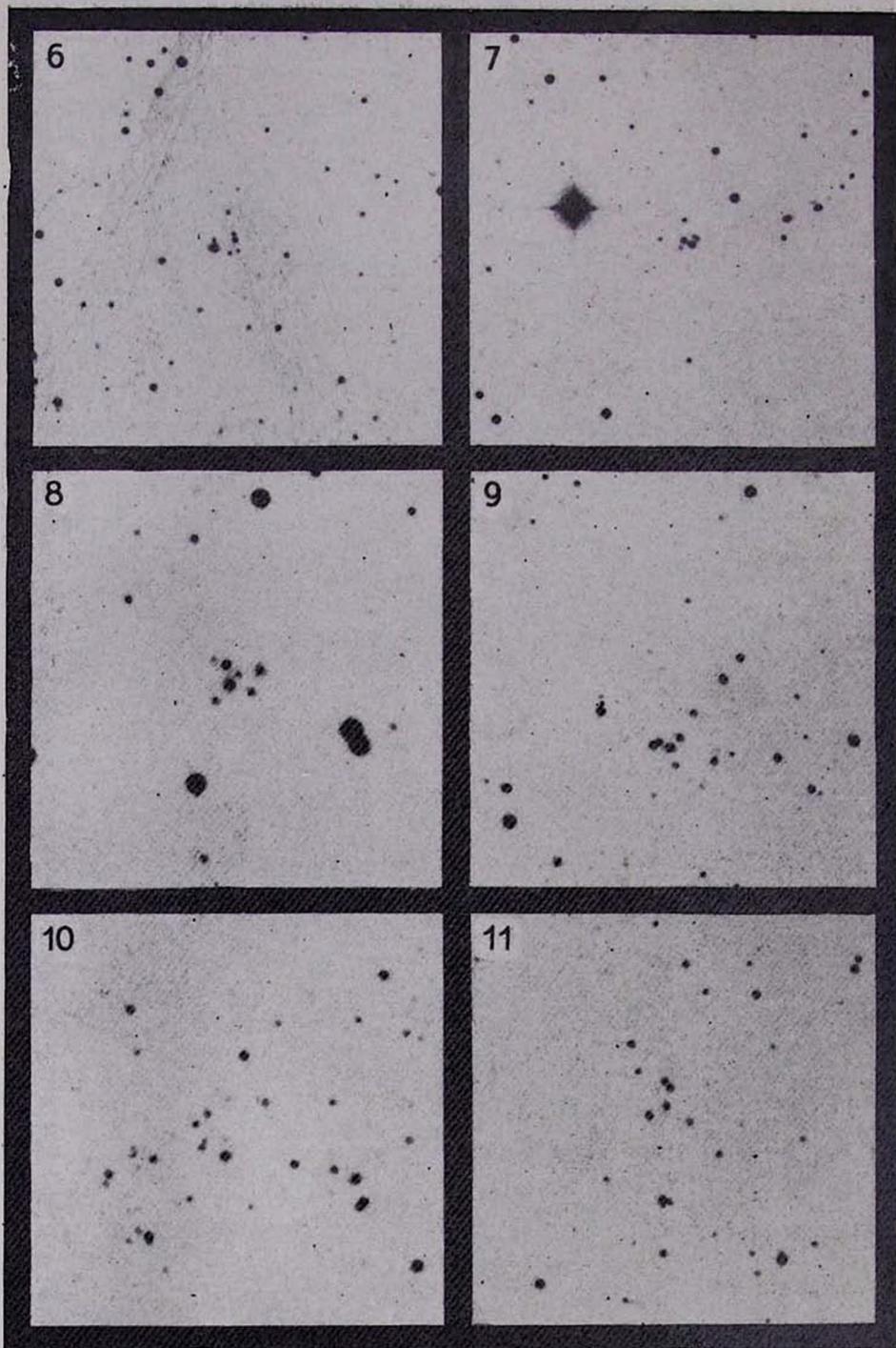


Рис. 2. Масштаб: 1 мм = 8,1 (№ 6, 8, 10).

1 мм = 8,9 (№ 7, 9, 11).

К ст. Р. Шахбазян

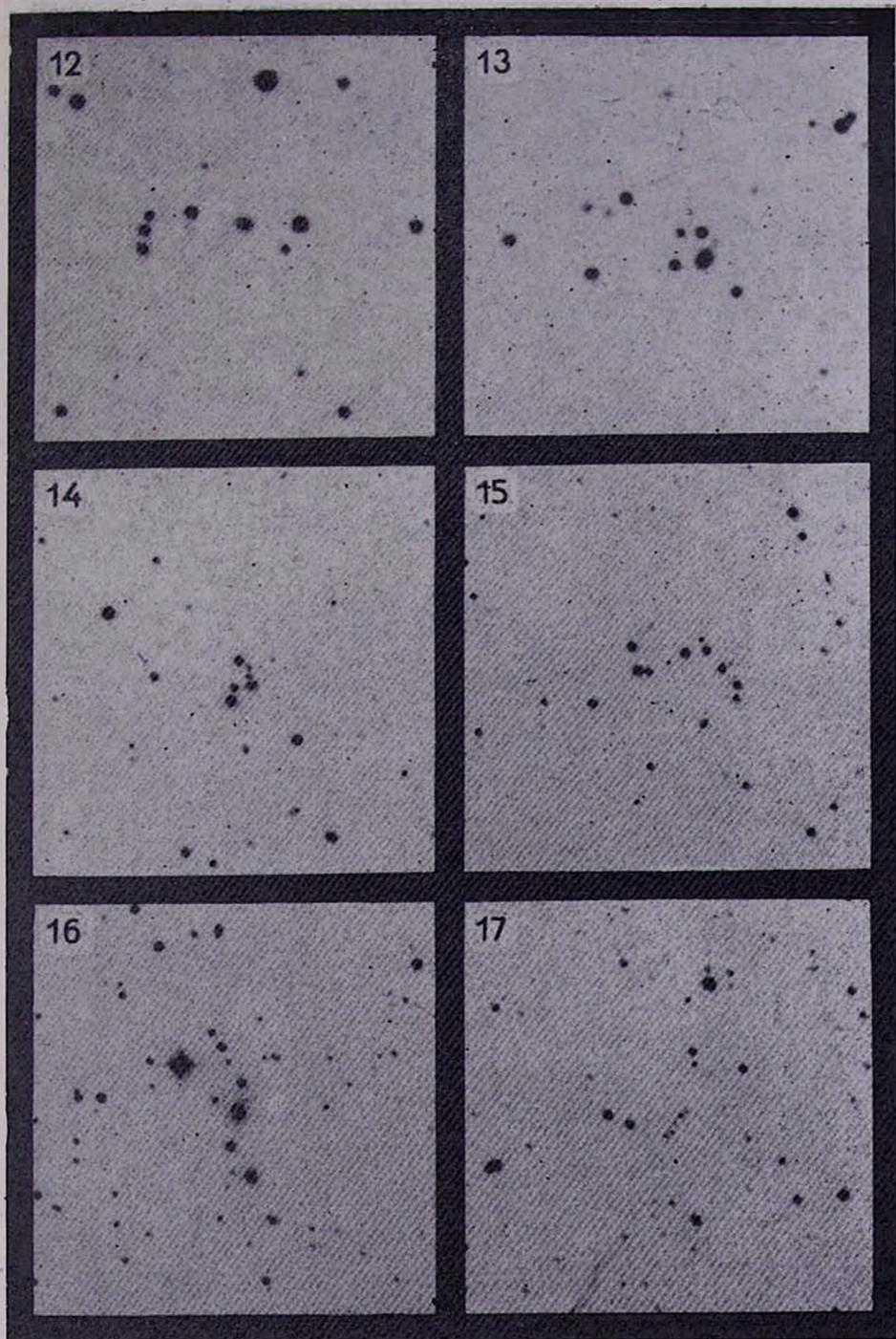


Рис. 3. Масштаб: 1 мм = 8,1 (№ 12, 13, 14, 17).

1 мм = 8,9 (№ 15).

1 мм = 13,3 (№ 16).

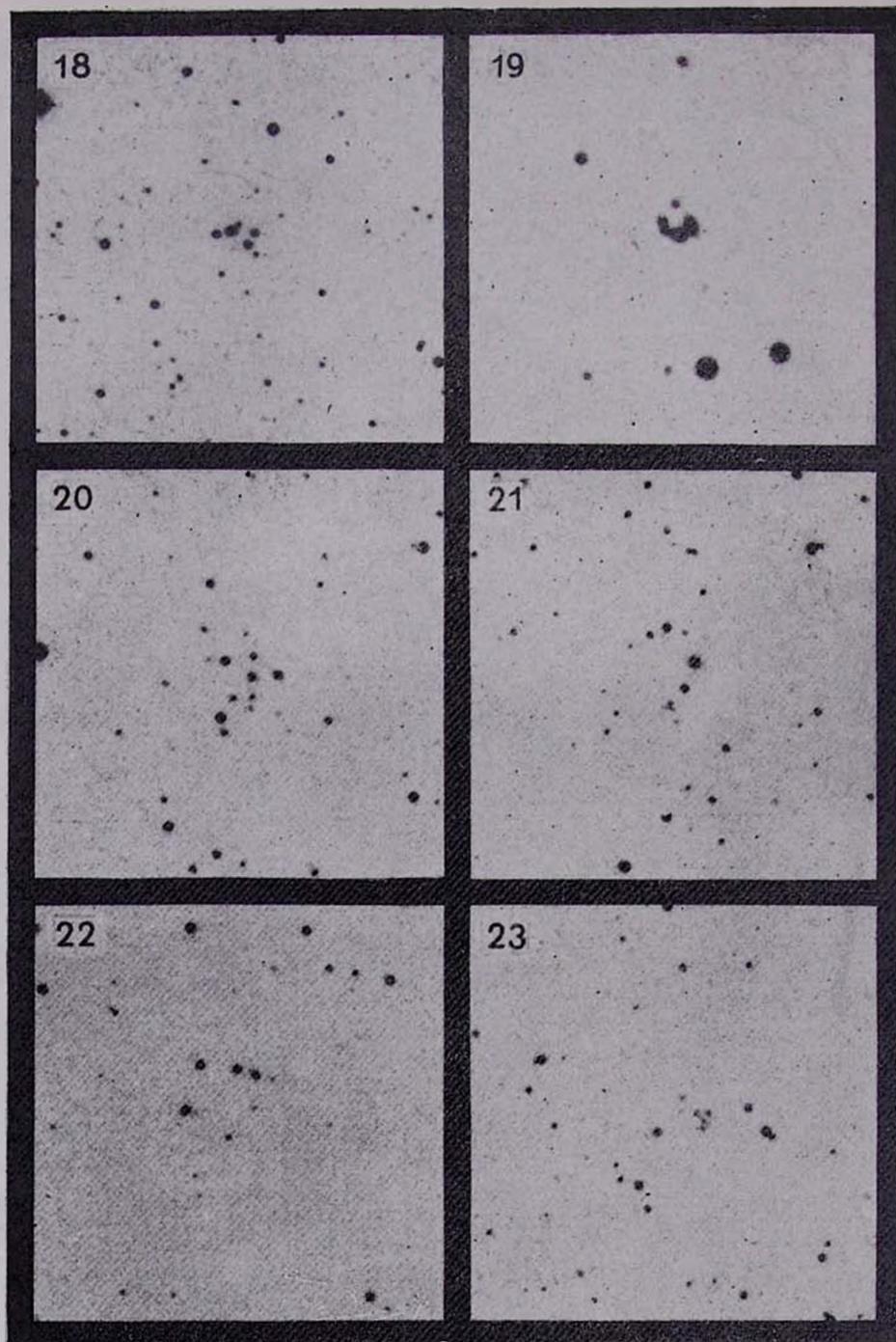


Рис. 4. Масштаб: 1 мм = 8,1 (№ 18, 20, 22).

1 мм = 3,7 (№ 19).

1 мм = 8,9 (№ 21, 23).

К ст. Р. Шахбазян

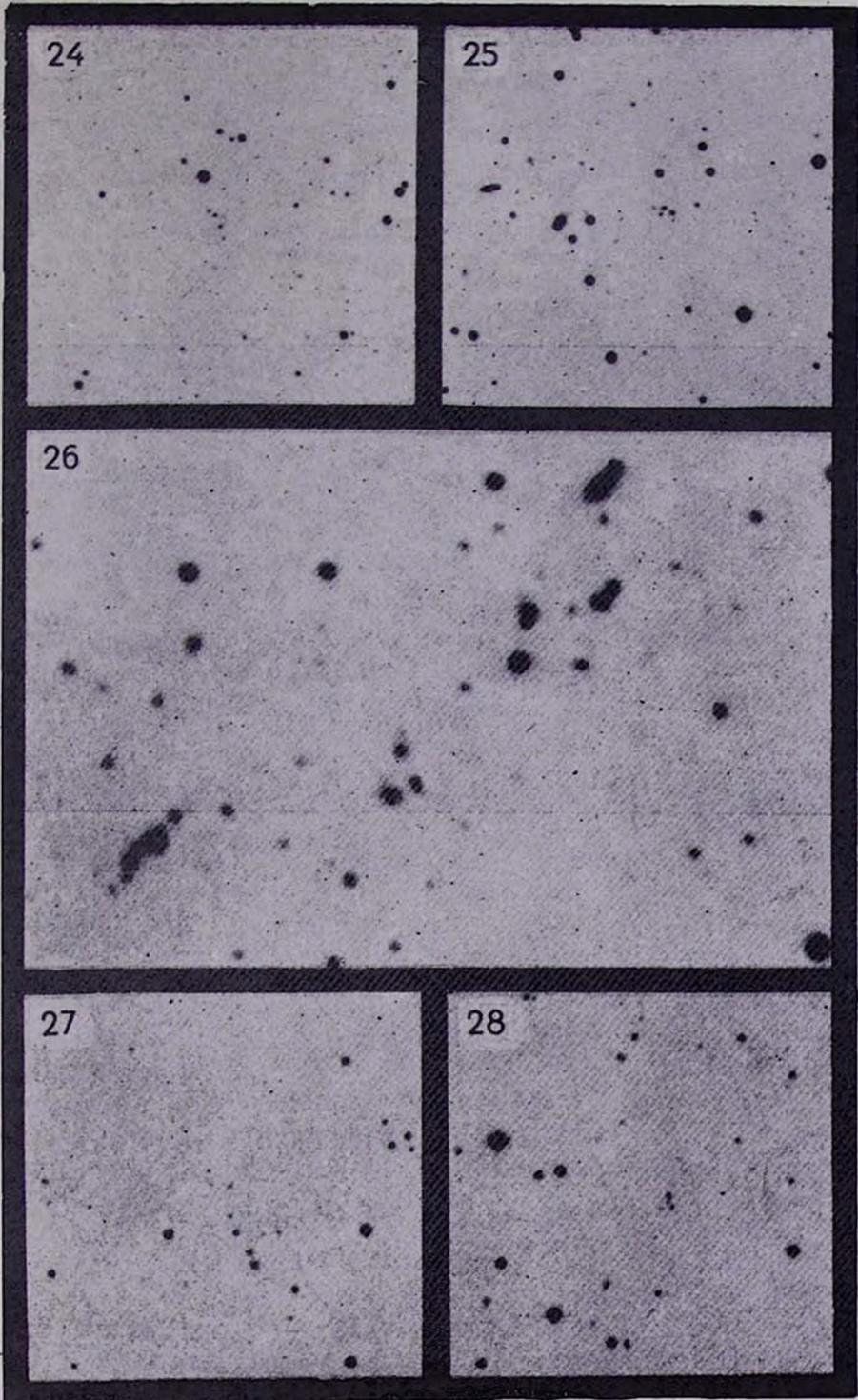


Рис. 5. Масштаб: 1 мм = 8,9 (№ 24, 25, 27, 28).  
1 мм = 3,7 (№ 26).

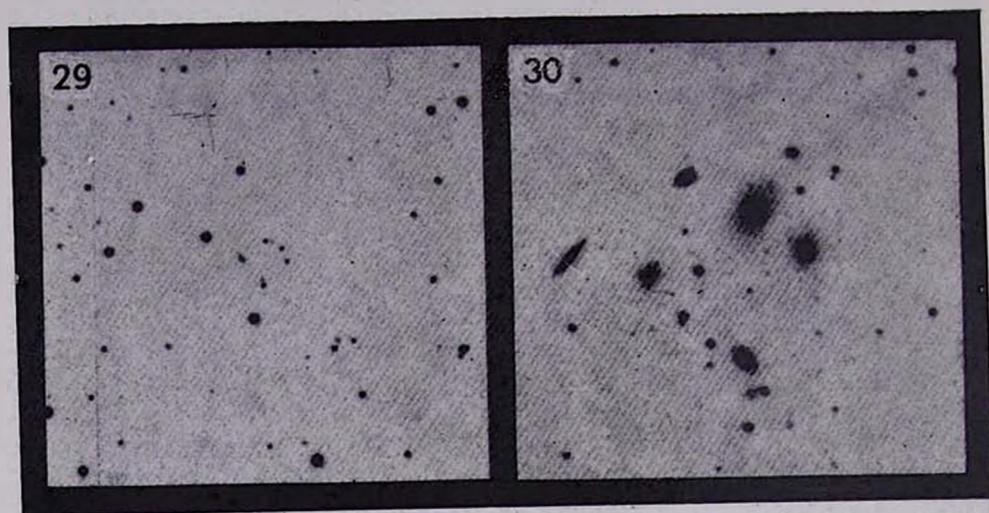


Рис. 6. Масштаб: 1 мм = 8,9.

14—Галактики компактные, кроме одной. Группа тесная и изолированная. Все объекты красные, только один имеет показатель цвета около  $+0^m6$ . На снимке, полученном с помощью метрового телескопа Шмидта, видно, что все объекты являются галактиками.

15—Галактики красные. Из 16-ти объектов два некомпактны, а три—спроектированы на область звезды.

16—I Zw 167, группа приводится в МКГ под номером 9—27—(91—96).

17—Отдаленная изолированная цепочка очень компактных галактик, очень похожая на VV 172.

18—Группа очень компактная и изолированная, объекты красные, самая яркая галактика группы не очень компактна. На область проектируется одна звезда.

19—Исключительная компактная изолированная группа компактных галактик. Северный объект значительно голубее остальных членов группы, но мы не уверены, что это галактика.

20—На область проектируются две яркие звезды. Группа погружена в диффузную среду, и не все объекты группы красные и компактные.

21—Изолированная, однако не очень компактная группа галактик, где два объекта, по-видимому, являются звездами. Яркий из них относительно голубой и имеет показатель цвета  $+0^m4$ .

24—Отдаленная группа из 5—7 компактных галактик, две из которых относительно голубые и имеют показатель цвета около  $+0^m4$ .

26—Компактная цепочка красных компактных галактик. К северо-западу и к северу от цепочки наблюдаются два потока красных компактных галактик. В основном потоке к северо-западу от цепочки расположено чрезвычайно интересное поле двойных галактик. Впечатление такое, что цепочка и северо-западный поток образуют единое скопление компактных галактик с диаметром около  $9'$ .

29—Из восьми компактных объектов один самый южный может оказаться звездой. Один из северных объектов относительно голубой.

30—Компактная группа ярких галактик, часть которых некомпактна. Эта группа значительно ближе к нам, чем все другие группы списка. Возможно, что такая группа на больших расстояниях оказалась бы похожей на другие системы, описанные в настоящей работе.

Весьма примечательно, что галактики, входящие в рассмотренные нами группы, в подавляющем большинстве имеют красные цвета (часто очень красные) и довольно звездообразные изображения. Вместе с тем, не редки случаи, когда среди красных галактик группы наблюдаются 1—2 относительно голубых объекта.

В процессе работы просмотрено около 25 пар карт Паломарского атласа и обнаружено 30 компактных групп компактных галактик. Если учесть, что при просмотре часть групп могла быть незамечена, то можно сказать, что на каждую карту атласа в среднем приходится 1—2 группы. Это значит, что общее количество таких объектов на небе должно быть более тысячи. По грубым нашим оценкам подавляющее большинство рассмотренных в настоящей работе групп находится на расстояниях, превышающих  $2 \cdot 10^8$  парсек. Вместе с тем

нам кажется, что такие же группы галактик, когда они находятся на расстояниях больше  $10^9$  парсек, будут обнаружены на картах Паломарского атласа с трудом.

Исследование лучевых скоростей таких групп галактик, как секстет Сейферта, квинтет Стефана, цепочка № 172 Воронцова-Вельяминова, а также галактик М 82, NGC 520 [6] и других указывает на их динамическую неустойчивость, заставляет думать о взрывном характере процесса деления ядер и возникновения новых галактик. Нестабильность наблюдается также в случае скопления Zw Cl 0152 + 33, состоящего из компактных галактик, для 14-ти центральных галактик которого Саржент определил красные смещения [7].

Однако определение лучевых скоростей галактик из объекта № 1 нашего списка, проведенное Вамплером и Робинзоном [3], привело к совершенно неожиданным результатам. Оказалось, что это необычное, чрезвычайно интересное компактное скопление красных, в большинстве своем компактных галактик высокой светимости обладает очень малой дисперсией скоростей. Правда, красные смещения определены не для всех галактик системы, что было бы весьма желательно, однако тот факт, что пять наиболее ярких и компактных галактик системы показывают ничтожную дисперсию лучевых скоростей, уже представляет большой интерес.

Мы думаем, что дальнейшее детальное изучение как объекта № 1, так и других сходных с ним групп из нашего списка весьма желательно и может привести к интересным результатам.

Автор выражает глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за предложение темы, ценные советы при выполнении настоящей работы и любезное разрешение внести в список компактные группы галактик, обнаруженные им. Мы благодарим сотрудницу обсерватории М. Б. Петросян за помощь в работе и разрешение внести в список объект № 4, обнаруженный ею, а также студента Ереванского университета Т. Магакяна за помощь при определении координат групп, приведенных в настоящей работе.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES

R. K. SHAHBAZIAN

Among the clusters and groups of galaxies the compact clusters and compact groups consisting of compact galaxies represent particular interest. Such a cluster is, for example, the one in Ursa Majoris discovered in 1957 and, at first assumed by us to be a star cluster.

The Wampler's and Robinson's spectral investigations of this system showed that this is a very interesting compact cluster of red high luminosity compact galaxies. The very low redshift dispersion of the five brightest members of this group represents a particular interest.

The first trial list of 30 compact groups of compact galaxies discovered on 25 chart of Palomar Survey is presented.

Photographs of 30 compact groups of compact galaxies are given.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *P. K. Шахбазян*, Астрон. цирк., № 177, 11, 1957.
2. *T. D. Kinman, L. Rosino, A. J.*, 67, 644, 1962.
3. *L. B. Robinson, E. J. Wampler*, Ap. J., 179, L135, 1973.
4. *Б. А. Воронцов-Вельяминов и др.*, Морфологический каталог галактик, т. I, II, III, 1962—1964.
5. *F. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies. California Institute of Technology Carnegie Institution of Washington, 1971.
6. *Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 9, 157, 1973.
7. *W. L. W. Sargent*, Ap. J., 176, 581, 1972.
8. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Атлас и каталог взаимодействующих галактик, М., 1958.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

### СООТНОШЕНИЕ ЦВЕТ—АБСОЛЮТНАЯ ВЕЛИЧИНА ДЛЯ ЯДЕР НОРМАЛЬНЫХ СПИРАЛЕЙ

С. Г. ИСКУДАРЯН

Поступила 20 сентября 1973

На диаграмме цвет—абсолютная величина ядра, начиная с  $M_{pg} = -16^m$ , независимо от формы ядра, появляются две группы ядер. По-видимому, такое деление связано с определенным этапом развития галактик, когда ядро находится в очередной стадии повышенной активности.

Звездообразные ядра на той же диаграмме образуют одну последовательность. Однако у Sa и Sc галактик чем ярче ядро, тем оно голубее и наоборот. Ядра же Sb галактик имеют средние значения абсолютных величин и цветов.<sup>1</sup>

Выявление зависимости между цветом и абсолютной величиной ядер спиральных галактик, не обладающих перемичками, может представлять особый интерес. Поэтому мы решили использовать данные об абсолютных величинах и цветах ядер нормальных спиралей, которые опубликованы в работах [1—4]. При использовании этих данных следует иметь в виду, что только для бюраканских классов 5 и 4 приводимые в этих работах оценки относятся к более или менее четко наблюдаемым центральным сгущениям. Что касается класса 2, то измеренные яркости и цвета относятся к несколько неопределенным центральным областям и характеризуют, весьма грубо, светимость и цвет звездного населения окооядерной области. Поэтому никакого прямого отношения к светимостям и цветам самих ядер полученные для этого класса данные не имеют. Тем не менее, мы решили ниже обсудить и эти данные, считая, что любые характеристики населения центральных областей галактик могут представлять значительный интерес. Только в этом смысле ниже мы условно будем говорить о „цветах и абсолютных яркостях ядер“ галактик класса 2.

В работе [5] отмечалось, что для галактик с перемычками при сопоставлении указанных двух величин какой-либо зависимости между ними не выяснилось. Такое же впечатление может, на первый взгляд, возникнуть при рассмотрении наших графиков (а), (б), (с) (рис. 1),

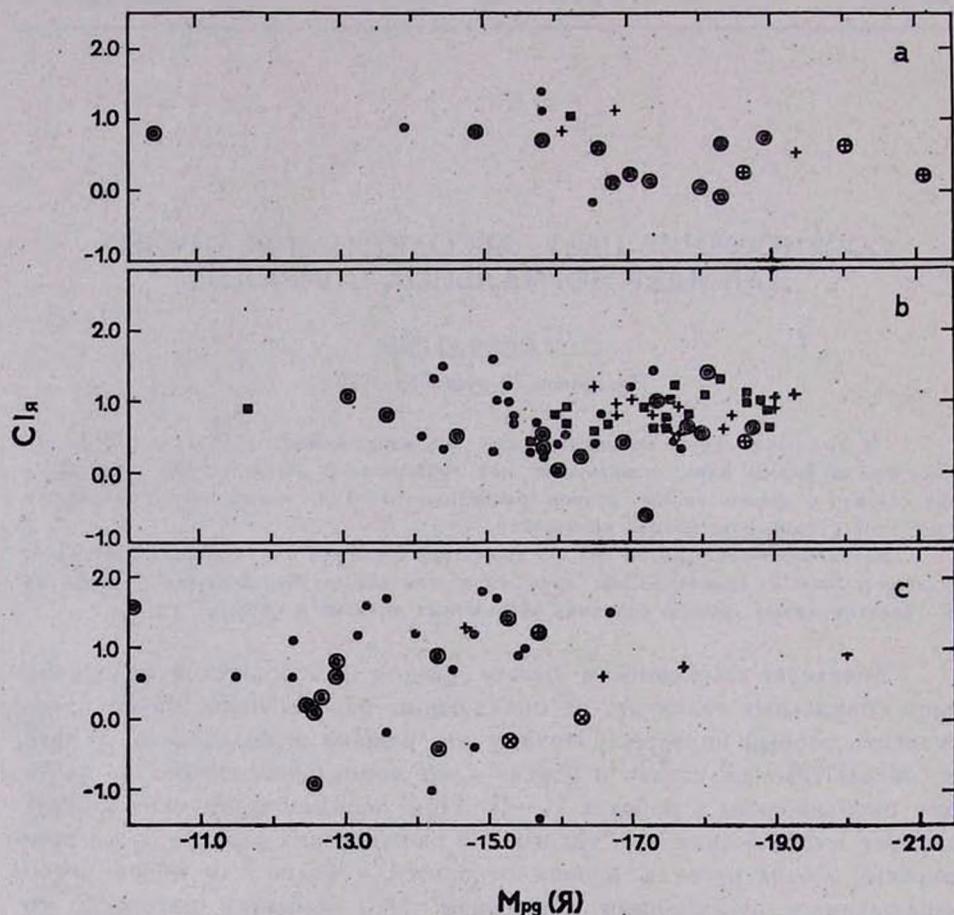


Рис. 1. Зависимость абсолютная величина — цвет для ядер нормальных спиралей разных бюраканских классов: (а)—звездообразные ядра, (б)—звездоподобные ядра, (с)—некомпактные ядра галактик бюраканского класса 2.

Условные обозначения: ● — Sc галактики, ■ — Sb галактики, + — Sa галактики, X — галактики подкласса 2s (галактики с расщепленными ядрами). Знаки, взятые в окружность, обозначают галактики, которые в своих спектрах показывают эмиссионные линии.

которые показывают соотношение между абсолютными величинами и цветами ядер, соответственно, для бюраканских классов 5, 4 и 2. На

графике (а) (класс 5) ясно видно, что ядра Sa и Sc галактик делятся на две группы: красные ядра низкой светимости и сравнительно голубые ядра высокой светимости. Звездообразные же ядра Sb галактик в основном занимают промежуточное положение между этими двумя группами.

Звездоподобные (класс 4) ядра нормальных спиралей ведут себя иначе. Звездоподобные ядра Sa галактик (на графике (b)) занимают сравнительно узкий интервал как по значениям абсолютных величин, так и по значениям цветов ( $M_{pg} \sim -16^m.5 - -19^m.5$ ,  $CI(\text{я}) \sim +0^m.5 - +1^m.0$ ), тогда как Sb и Sc галактики занимают довольно широкий интервал по значению абсолютных величин ядер, а Sc галактики также по значению цветов ядер. Заметно разветвление ядер Sc галактик на две группы: красные и голубые звездоподобные ядра низкой светимости. Точка разветвления соответствует значению абсолютной величины  $-16^m.0$  и цвета  $+0^m.5$ . Здесь отметим, что следы такого разветвления замечаются и у звездообразных ядер графика (а), и единственное ядро, которое позволяет предположить такое разветвление, принадлежит Sc галактике.

Посмотрим, как обстоит дело у некомпактных ядер галактик класса 2. Расположение точек Sc галактик класса 2 явно показывает существование центральных частей двух типов — голубых и красных. Им соответствуют точки, расположенные выше значения нуля и ниже этого значения. Группы расположены как бы параллельно друг другу. Большинство Sa галактик класса 2 (на графике (с)) занимают промежуточное положение между этими двумя группами, только в области высоких светимостей. Впечатление такое, что в точке, соответствующей абсолютной величине  $\sim -16^m.5$ , начинается разветвление на две группы некомпактных ядер (подобное разветвление, как отмечалось выше, замечается и у звездоподобных ядер в точке, соответствующей абсолютной величине  $-16^m.0$ , и следы такого разветвления замечены также у звездообразных ядер в точке, соответствующей абсолютной величине  $-16^m.5$ ).

Создается впечатление, что независимо от формы ядра в определенной стадии развития галактики (в стадии Sc, когда светимость ядра порядка  $-16^m.0$ ) появляется тенденция разделения ядер на два типа (или, возможно, это начало очередного этапа повышенной активности ядер).

Расщепленные ядра Sc галактик (на графике (с) они отмечены знаком x) входят в группу ядер, представляющих нижнюю линию (голубая ветвь). И так как расщепленные ядра представляют собой

активное состояние некомпактных ядер [6], можно предполагать, что появление голубой ветви связано с определенной стадией активности ядер.

Представляет интерес сходство между распределением точек на графике (а) для Sb галактик класса 5 и Sa галактик класса 2 (график(с)). Последние расположены немного выше, т. е. они краснее по цвету. Такое сходство невольно должно было привести к мысли, что у наблюдаемых звездообразных ядер Sb галактик и некомпактных ядер Sa галактик класса 2 яркость ядер обусловлена в основном их звездным населением. Но так как значительная часть звездообразных ядер Sb галактик представляет собой ядра сейфертовских галактик [3, 7], то этим только что сказанное исключается. Приходится думать, что, наоборот, у ядер Sa галактик класса 2 должны быть свойства, в некоторых отношениях похожие на характеристики сейфертовских ядер. Здесь уместно отметить, что крайняя правая точка на диаграмме для Sa галактик класса 2, соответствующая абсолютной величине  $-20^m0$  и цвету  $+0^m9$ , соответствует галактике NGC 6928. Для некомпактного ядра балла 2 такое большое значение абсолютной величины является аномальным. Возможно, что в этом случае ядро находится в особой стадии активности.

Представляет интерес также следующее обстоятельство. Известно, что значительная часть Sa и Sb галактик со звездообразными ядрами (класс 5) является сейфертовскими галактиками [3, 4, 7]. Исходя из того, что распределение точек, соответствующих звездообразным ядрам Sa галактик, отличается от распределения точек, соответствующих таким же ядрам Sb галактик, можно сказать, что те сейфертовские галактики, которые отождествляются с Sa галактиками класса 5, по физическим характеристикам своих ядер отличаются от тех сейфертовских галактик, которые отождествляются с Sb галактиками класса 5, что подтверждается также работой Хачикяна и Видмана [8].

Нам казалось интересным проверить, какие из отмеченных на графиках галактик показывают в своих спектрах эмиссионные линии. Для этой цели мы использовали данные работ Хьюмассона, Мейолла и Сандейджа [9], де Вокулера [10] и данные отдельных работ других авторов. На графиках точки тех галактик, которые в своих спектрах показывают эмиссионные линии, взяты в кружки. Как видно, эмиссионные линии в большинстве случаев присущи галактикам с голубыми ядрами высокой светимости, а вообще—галактикам со сравнительно голубыми ядрами.

Таким образом, можно думать, что в конечных стадиях развития встречаются в основном галактики двух категорий: галактики с голубыми центральными частями и галактики с красными центральными частями. Такое разделение начинается еще у компактных ядер, но определенно выявляется у некомпактных ядер галактик класса 2, начиная с такого состояния ядра, когда его абсолютная величина порядка  $-16^m0$ . По-видимому, излучение центральных частей галактик первой категории обуславливается первым типом звездного населения — ассоциациями и сверхассоциациями, находящимися в непосредственной близости ядра, а излучение центральных частей галактик второй категории обуславливается в основном звездным населением типа диска галактик.

Выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE CORRELATION ABSOLUTE MAGNITUDE-COLOR INDEX FOR THE NUCLEI OF NORMAL SPIRALS

S. G. ISKUDARIAN

Two groups of nuclei of normal spirals exist on the absolute magnitude-color index diagramm at  $M_{\text{pg}} = -16^m0$ , regardless of the form of the nuclei. Apparently, such a division is connected with a definite stage of development of spiral galaxies, when the nuclei are in a subsequent stage of higher activity.

The starlike nuclei on the same diagramm form a common sequence. However, the higher the luminosity of nuclei of Sa, Sc type galaxies, the bluer the nuclei and vice versa. The starlike nuclei of Sb galaxies have intermediate values.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. Г. Искударян, Сообщ. Бюраканской обс. (в печати).
2. С. Г. Искударян, *Астрофизика*, 4, 385, 1968.
3. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 4, 41, 1968.
4. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 5, 593, 1969.
5. А. Т. Каллоляян, Г. М. Товмасян, Сообщ. Бюраканской обс., 36, 31, 1964.
6. Г. М. Товмасян, *Астрофизика*, 2, 419, 1966.

7. Proceedings of the conference on Seyfert Galaxies and Related Objects, Held at Steward Observatory, University of Arizona, 14–16 February, 1968.
8. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, *Астрофизика*, 7, 389, 1971.
9. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
10. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, Suppl. ser., 5, No. 48, 1961.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

### МАРКАРЯН 474 (NGC 5683) — СЕЙФЕРТОВСКАЯ ГАЛАКТИКА ПЕРВОГО ТИПА (Sy1)

Г. АРП, Э. Е. ХАЧИКЯН  
Поступила 3 сентября 1973

Приведены результаты спектральных наблюдений галактик Маркарян 474 и NGC 5682. Наблюдения выполнены с помощью кассегреновского спектрографа 200" телескопа, работающего с ЭОП. Определены красные смещения галактик:  $z$  (Маркарян 474) = 0.0411,  $z$  (NGC 5682) = 0.0074. Абсолютные яркости соответственно равны  $-21.8$  и  $-18.7$ . Ширина  $H\alpha$  у Маркарян 474 — более 120 Å. Делается заключение, что она является сейфертовской галактикой первого типа. Обсуждается вопрос о физической связи Маркарян 474 и NGC 5682.

*Введение.* Маркарян 474 = NGC 5683 по виду спектра, на основании наблюдений, выполненных с объективной призмой и 40" телескопом Шмидта Бюраканской обсерватории, отнесена Маркаряном и Липовецким [1] к типу Sd 2e и не отмечена как кандидат в объекты с широкими эмиссионными линиями. Как будет показано ниже, Маркарян 474 имеет спектральные особенности, присущие сейфертовским галактикам. Согласно Холмбергу [2], Маркарян 474 вместе с NGC 5682, отстоящей от нее на расстоянии 1.4 *дуговых минут*, составляет пару: 663a и 663b. Согласно [2], интегральные звездные величины этих галактик равны, соответственно,  $m_{pg}$  (Маркарян 474) = 14.2,  $m_{pg}$  (NGC 5682) = 13.7

В каталоге Вокулёров [3] нет никаких сведений о звездной величине, цвете и красном смещении этих галактик. Согласно [3], обе галактики являются спиральными галактиками с перемычкой.

В настоящей статье приведены некоторые спектральные данные об этих галактиках, проливающие свет на вопрос физической связи Маркарян 474 и NGC 5682.

**Наблюдательные данные.** Спектры Маркарян 474 и NGC 5682 получены одним из авторов (Г. А.) с помощью кассегреновского спектрографа 200" телескопа, работающего с ЭОП типа RCA. Спектральный интервал наблюдений охватывал область примерно между  $\lambda 4400 \text{ \AA}$  и  $\lambda 7500 \text{ \AA}$ . Дисперсия—около 230  $\text{\AA}/\text{мм}$ . Кроме того, им же получен прямой снимок этих галактик в первичном фокусе 200" телескопа. Сведения о снимках приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ пластины	Объект	Дата набл.	Экспозиция (мин)	Дисперсия $\text{\AA}/\text{мм}$	Сорт пласт.	Телескоп	Позиционный угол щели спектрографа
Q 4073	NGC 5682	2.3.73	30	230	11a—D Baked	200"	135°
Q 4074	Марк. 474	"	20	"	"	"	"
PH-6495A	{NGC 5682 {Марк. 474	1.5.73	20	прямая фотография	103a—J	"	—

Спектры обеих галактик приведены на рис. 1, их регистрограммы — на рис. 2. Фотографии галактик даны на рис. 3.

**Результаты наблюдений. Маркарян 474.** В спектре галактики отчетливо наблюдаются эмиссионные линии водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , а также запрещенные линии дважды ионизованного кислорода  $N_1$  ( $\lambda 5007$ ) и  $N_2$  ( $\lambda 4959$ ). К сожалению, линии  $H_\beta$ ,  $N_1$  и  $N_2$  получились несколько вне фокуса, так как расположены на краю пластинки в одном конце спектра. Так как красное смещение галактики определено по линиям  $N_1$  и  $N_2$ , то оно, по-видимому, определено несколько неуверенно. Определение же красного смещения по линиям водорода представляло большую трудность из-за их большой ширины. Красное смещение оказалось равным  $z = 0.0411$ , что соответствует скорости удаления  $V_R = 12325 \text{ км/сек}$ . Как видно из рис. 1 и 2, линии водорода очень широкие: полная ширина  $H_\alpha$  порядка 120  $\text{\AA}$  и  $H_\beta \sim 100 \text{ \AA}$ . Линии же  $N_1$  и  $N_2$  сравнительно узкие и по ширине не превосходят ширину линий неба. Принимая для постоянной Хаббла значение  $H = 75 \text{ км/сек. Мпс}$ , находим для расстояния Маркарян 474 значение  $R = 164.3 \text{ Мпс}$ .

Интересно, что по своим структурным данным Маркарян 474 очень похожа на другую галактику типа Сейферта—Маркарян 9. На оригинальном снимке 200" телескопа хорошо видно, что Маркарян 474 состоит из яркого ядра, пересеченного довольно широкой перемычкой, причем более длинной и отчетливо выявляемой с южной стороны ядра. Ядро и перемычка окружены диффузной оболочкой, яркость которой значительно уступает яркости перемычки. Эта оболочка несколько вытянута по направлению примерно Север-Юг. В свою очередь

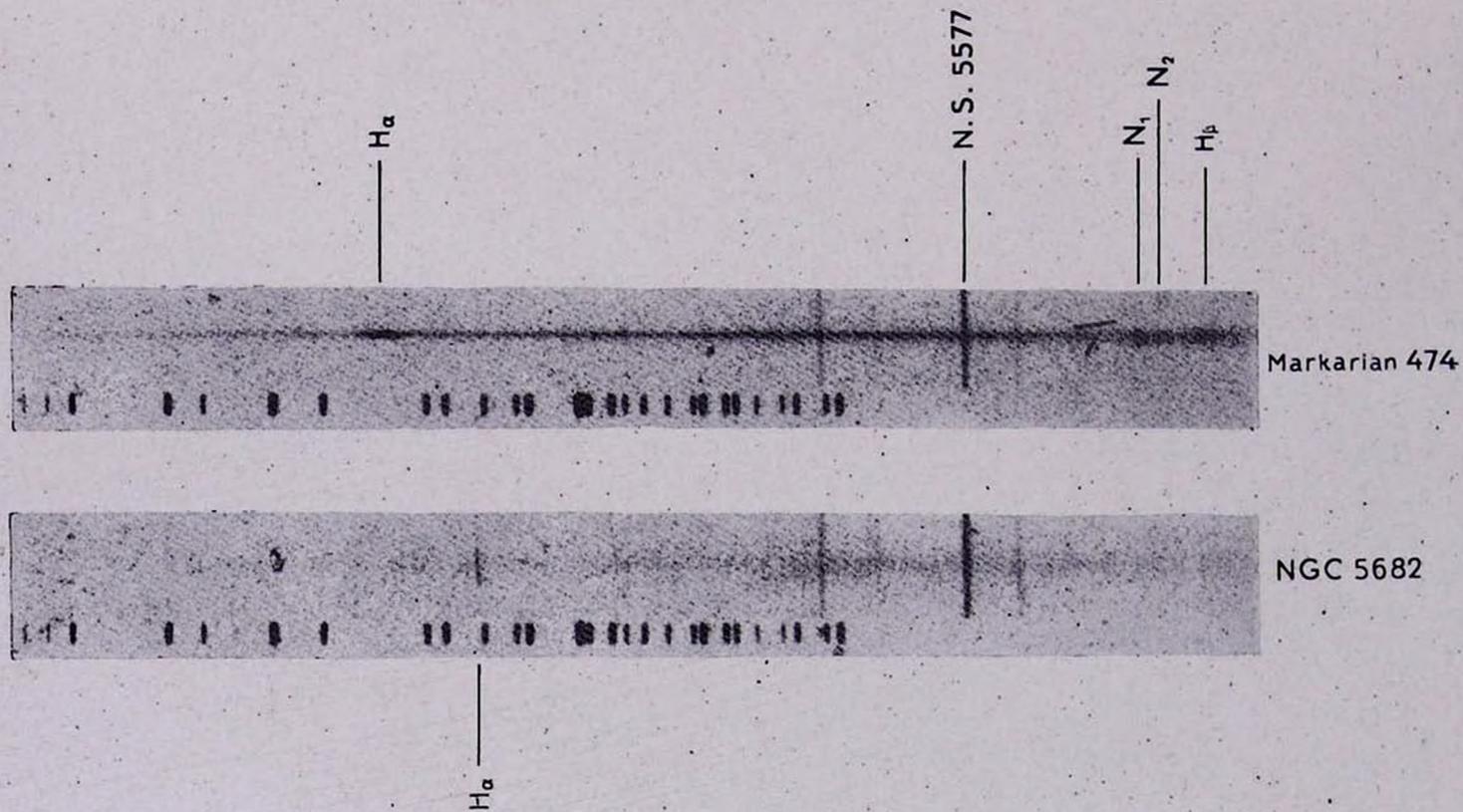


Рис. 1.

К ст. Г. Арпа, Э. Е. Хачикяна

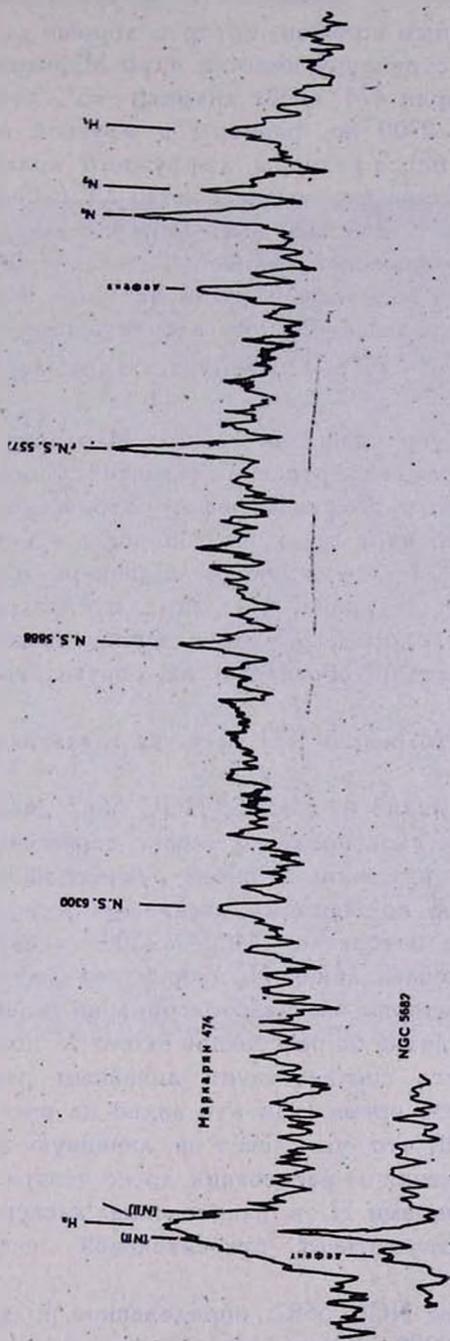


Рис. 2

ядро (самая яркая деталь), перемычка и диффузная оболочка окружены слабым диффузным кольцом, которое хорошо заметно на рис. 3. Примерно такую же структуру имеет и ядро Маркарян 9 [4]. Звездообразное ядро Маркарян 474 имеет диаметр  $\sim 3''$ , что соответствует линейным размерам  $\sim 2700$  пс, размеры диффузной оболочки  $13''.6 \times 11''.3$  ( $9000 \times 10800$  пс), а размеры диффузного кольца  $28''.3 \times 22''.6$  ( $22500 \times 18000$  пс). Длина перемычки—около  $13''.6$  ( $9000$  пс).

Маркарян 474 имеет довольно высокую светимость. Принимая для интегральной фотографической величины значение 14.2 [2], для интегральной абсолютной величины находим значение  $M_{pg} = -21.8$ . Согласно оценке [1], центральная область галактики имеет видимую фотографическую величину  $\sim 16^m.5$ . Поэтому для ядра Маркарян 474 имеем  $M_{pg}^* = -19.5$ .

Все эти данные указывают на то, что Маркарян 474 имеет признаки, характерные для сейфертовских галактик. Видманом и Хачикяном на основании детального спектрофотометрического исследования было показано [5], что ядра галактик с широкими линиями в спектре делятся на два типа: на ядра, имеющие в спектре широкие водородные и узкие запрещенные линии, и на ядра, в спектрах которых широкими являются как водородные, так и запрещенные линии. Видман в своей недавней работе [6] обозначает их, соответственно, символами Sy 1 и Sy 2.

Таким образом, Маркарян 474 является галактикой типа Sy 1.

*NGC 5682.* Как видно из рис. 3, NGC 5682 действительно является спиральной галактикой позднего типа с перемычкой, с двумя хорошо выделяющимися рукавами. В обоих рукавах наблюдаются яркие сгущения, являющиеся, по-видимому, звездными ассоциациями. В спектре этой галактики, в интервале  $\lambda 4400 - \lambda 7500$  А наблюдается лишь одна очень узкая и резкая линия  $H_\alpha$  (вероятнее всего—результат излучения диффузной материи звездных ассоциаций галактики). Она несколько наклонена и видна на расстоянии около  $7''$  по обе стороны от центра галактики, что соответствует линейным размерам порядка 1000 пс. В то же самое время (как это видно из рис. 1) линия  $H_\alpha$  не отличается от прямой, что указывает на линейную зависимость скорости вращения галактики от расстояния до ее центра. Разница между нижним и верхним концами  $H_\alpha$  в направлении дисперсии равна примерно 3 А, что соответствует относительной скорости порядка 140 км/сек.

Красное смещение NGC 5682, определенное по линии  $H_\alpha$ , равно  $z = 0.0074$  или  $V_R = 2220$  км/сек, а расстояние до нее  $R = 29.6$  Мпс.



Рис. 3.

К ст. Г. Арпа, Э. Е. Хачикян

(при значении постоянной Хаббла  $H = 75$  км/сек Мпс). Размеры галактик составляют  $\sim 94'' \times 17''$ , что соответствует линейным размерам  $13440 \times 2430$  пс. Принимая значение для интегральной яркости  $m_{\text{рк}} = 13.7$  [2], для абсолютной яркости находим величину  $\approx -18.7$ .

*Заключение.* Одной из важных проблем, связанных с Маркарян 474 и NGC 5682, является, на наш взгляд, проблема их физической связи. Как уже отмечалось выше, согласно [2], они составляют физическую пару. Спектральные данные, приведенные в этой статье, указывают на то, что Маркарян 474 и NGC 5682 имеют разные спектры и находятся на разных расстояниях:  $R$  (Маркарян 474) = 164.3 Мпс, а  $R$  (NGC 5682) = 29.6 Мпс. На прямых фотографиях (см. рис. 3) также нет указаний на явную связь этих галактик посредством перемычек или волокон. Однако для окончательного решения этого вопроса требуется более детальное как фотометрическое, так и колориметрическое исследование этих галактик.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает глубокую благодарность дирекции Хейл обсерваторий за предоставленную возможность работать на телескопах и за гостеприимство.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Обсерватории Хейл,

Институт Карнеги, Вашингтон,  
Калифорнийский технологический  
институт, США

## MARKARIAN 474 (NGC 5683)—SEYFERT GALAXY OF TYPE ONE (SY 1)

С. Н. АРП, Е. Уе. КНАСЧИКИАН

The results of spectral observations of Markarian 474 and NGC 5682 are presented. The observations have been carried out with Cassegrain image-type spectrograph of 200" telescope. The redshifts of galaxies are obtained:  $z$  (Markarian 474) = 0.0411,  $z$  (NGC 5682) = 0.0074. The absolute luminosity of galaxies are found equal to  $-21.8$  and  $-18.7$ , respectively. The width of  $H_\alpha$  in the spectrum of the Markarian 474 is more than 120 Å. It is assumed that Markarian 474 is a Seyfert type galaxy. The problem of physical connection of Markarian 474 and NGC 5682 is discussed.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
2. E. Holmberg, *Ann. Lund Observatory*, No. 6, Lund, 1933.
3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*. The University of Texas, Austin, 1964.
4. Б. Ус. Khachikian, *Symposium IAU*, No. 44, p. 160, Uppsala, 1972.
5. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 7, 389, 1971.
6. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ И ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТЬЮ СРЕДЫ

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 4 октября 1973

Полученное ранее [1, 2] соотношение между излучательной и поглощательной способностью среды применяется в трех случаях: 1) полубесконечная среда, 2) плоский слой, 3) однородный шар. В каждом из этих случаев по одной из указанных величин определяется другая.

В двух заметках автора [1, 2] получено соотношение между излучательной и поглощательной способностью среды, которая может испускать, поглощать и рассеивать лучистую энергию. При этом рассеяние считалось сначала изотропным, а затем — анизотропным. Вместе с тем принималось, что рассеяние света в элементарном объеме происходит с произвольным перераспределением по частоте (в частных случаях с полным перераспределением по частоте или без изменения частоты). Сейчас мы применим это соотношение к решению некоторых задач.

Возьмем упомянутое соотношение в том виде, в каком оно получено в заметке [2]. Пусть данная среда занимает произвольный объем  $V$ . Обозначим через  $a(\nu, \vec{r})$ ,  $\sigma(\nu, \vec{r})$  и  $x(\nu, \vec{r})$  соответственно коэффициенты поглощения, рассеяния и истинного поглощения для частоты  $\nu$  в точке  $\vec{r}$ , причем  $a(\nu, \vec{r}) = \sigma(\nu, \vec{r}) + x(\nu, \vec{r})$ . Тогда вероятность выживания фотона после поглощения его в элементарном объеме будет равна  $\lambda(\nu, \vec{r}) = \sigma(\nu, \vec{r})/a(\nu, \vec{r})$ . Если на элементарный объем  $dV$  падает излучение частоты  $\nu_1$  в направлении  $\vec{n}_1$ , то долю излучения, рассеянного этим объемом в интервале частот от  $\nu_2$  до  $\nu_2 + d\nu_2$  в направле-

нии  $\vec{n}_2$  внутри телесного угла  $d\omega_2$ , обозначим через  $\sigma(\nu_1, r)g(\nu_1, \nu_2, \vec{n}_1, \vec{n}_2, r) dV d\nu_2 d\omega_2$ . Величина  $\sigma g$  считается произвольной функцией от  $r, \nu_1, \nu_2$  и угла  $\gamma$  между направлениями  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$ , однако симметричной относительно переменных  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , как это имеет место при рассеянии излучения в спектральной линии.

Для среды с указанными свойствами сравним между собой две величины: 1) поглощательную способность  $a(\nu, \vec{n})$ , представляющую собой долю фотонов, испытывающих в объеме  $V$  истинное поглощение (т. е. гибнущих в ходе многократных рассеяний) из числа фотонов частоты  $\nu$ , падающих на объем в некотором месте в направлении  $\vec{n}$ ; 2) интенсивность  $I(\nu, -\vec{n})$  излучения частоты  $\nu$ , выходящего из объема  $V$  в том же месте в обратном направлении при равномерном распределении источников, т. е. когда обусловленный ими коэффициент излучения дается формулой  $\epsilon_0(\nu, r) = \chi(\nu, r)B_*$ , где  $B_* = \text{const}$ . Как показано в [2], эти величины связаны соотношением

$$\frac{I(\nu, -\vec{n})}{a(\nu, \vec{n})} = B_*, \quad (1)$$

которое можно рассматривать в качестве обобщения закона Кирхгофа на рассеивающую среду.

Если в данной среде  $\lambda(\nu, r) = \lambda = \text{const}$ , то соотношение (1) можно записать также в виде

$$\frac{I(\nu, -\vec{n})}{a(\nu, \vec{n})} = \frac{B_0}{1 - \lambda}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0(\nu, r) = a(\nu, r)B_0$  и  $B_0 = \text{const}$ .

С помощью (1) легко получить формулу, связывающую излучательную и поглощательную способность всего объема  $V$ . Эта формула имеет вид

$$E_s(\nu, -\vec{n}) = \frac{B_*}{H} E_a(\nu, \vec{n}), \quad (3)$$

где  $E_a(\nu, \vec{n})$  — энергия, испытывающая в объеме истинное поглощение при освещении его параллельными лучами частоты  $\nu$ , падающими в направлении  $\vec{n}$  и создающими освещенность  $H$  перпендикулярной к

ним площадки, и  $E_0(\nu, -n)$  — энергия частоты  $\nu$ , излучаемая этим объемом при равномерном распределении в нем источников в обратном направлении и рассчитанная на единицу телесного угла.

Соотношения (1)–(3) позволяют определить одну из входящих в них величин, если известна другая. В настоящей статье мы приведем ряд примеров использования этих соотношений, рассматривая геометрические формы, наиболее часто встречающиеся в астрофизике (полубесконечная среда, плоский слой, однородный шар).

*Полубесконечная среда.* Допустим для простоты, что оптические свойства полубесконечной среды зависят не от всех координат, а только от расстояния до границы среды. Тогда поглощательная способность среды будет зависеть лишь от частоты фотона  $\nu$  и от угла падения  $\arccos \zeta$ . Обозначая поглощательную способность через  $a(\nu, \zeta)$  мы можем написать

$$a(\nu, \zeta) = 1 - A(\nu, \zeta), \quad (4)$$

где  $A(\nu, \zeta)$  — отражательная способность среды, т. е. ее альbedo.

Если альbedo среды известно, то формулы (1) и (4) позволяют найти интенсивность излучения, выходящего из среды при равномерном распределении источников. Эта интенсивность для фотонов частоты  $\nu$ , выходящих из среды под углом  $\arccos \zeta$  к нормали, будет равна

$$I(\nu, \zeta) = B_* [1 - A(\nu, \zeta)]. \quad (5)$$

Для среды, в которой  $\lambda = \text{const}$ , формулу (5) можно переписать в виде

$$I(\nu, \zeta) = B_0 \frac{1 - A(\nu, \zeta)}{1 - \lambda}. \quad (6)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи формул (5) и (6).

1) Предположим сначала, что в среде происходит изотропное рассеяние света без изменения частоты при постоянном  $\lambda$ . Тогда, как показал В. А. Амбарцумян [3], альbedo полубесконечной среды определяется формулой

$$A(\zeta) = 1 - \varphi(\zeta) \sqrt{1 - \lambda}, \quad (7)$$

где  $\varphi(\zeta)$  — функция Амбарцумяна. Подстановка (7) в (6) приводит к следующему выражению для интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды при равномерном распределении источников:

$$I(\zeta) = B_0 \frac{\varphi(\zeta)}{\sqrt{1 - \lambda}}. \quad (8)$$

Формула (8) была также получена В. А. Амбарцумяном в другой работе [4]. Для этого он использовал метод сложения слоев и ранее найденное им выражение для коэффициента отражения полубесконечной среды. Отметим, что в работе Фелтена и Риса [5] была указана возможность перехода от (7) к (8) при допущении справедливости закона Кирхгофа в данном случае.

2) Пусть в полубесконечной среде происходит изотропное рассеяние света в спектральной линии с полным перераспределением по частоте и истинное поглощение в непрерывном спектре. Тогда величина  $g$  пропорциональна коэффициенту рассеяния  $\sigma_s$ , а коэффициент истинного поглощения  $\kappa$  может считаться не зависящим от частоты в пределах спектральной линии. В частности, подобной средой является звездная атмосфера. Проблема многократного рассеяния света в звездной атмосфере с указанными оптическими свойствами была рассмотрена в работе автора [6] (см. также [7]).

Пользуясь найденным в [6] выражением для коэффициента отражения атмосферы, получаем следующую формулу для ее альbedo:

$$A(\nu, \zeta) = \frac{\mu_s}{1 + \mu_s} \frac{\varphi(x)}{2} \int_0^1 \varphi(x') [K(x') + K_1(x')] \frac{x dx'}{x + x'}, \quad (9)$$

где  $\mu_s = \sigma_s/\kappa$ ,  $x = \zeta/(1 + \mu_s)$ , функция  $\varphi(x)$  определяется уравнением

$$\varphi(x) = 1 + \frac{x}{2} \varphi(x) \int_0^1 \frac{\varphi(x')}{x + x'} K(x') dx', \quad (10)$$

а функции  $K(x)$  и  $K_1(x)$  формулами, приведенными в [6].

Подставляя (9) в (5), мы можем определить интенсивность излучения, выходящего из атмосферы с равномерным распределением источников (т. е. когда  $\epsilon_0 = \kappa B_*$  и  $B_* = \text{const}$ ). Делая эту подстановку и применяя (10), находим

$$I(\nu, \zeta) = \frac{B_*}{1 + \mu_s} + \frac{\mu_s}{1 + \mu_s} B_* \varphi(x) \left[ \sqrt{1 - \int_0^1 K(x) dx} - \frac{1}{2} \int_0^1 \varphi(x') K_1(x') \frac{x' dx'}{x + x'} \right]. \quad (11)$$

Величина  $I(\nu, \zeta)/B_*$  определяет профиль линии поглощения в спектре звезды на угловом расстоянии  $\arccos \zeta$  от центра диска. Формула (11) была получена раньше [6] другим способом.

Отметим, что недавно Линский [8], пользуясь вероятностным методом (см. [7]), показал справедливость соотношения (5) для случая изотропного рассеяния света в спектральной линии с полным перераспределением по частоте (но без учета поглощения в непрерывном спектре) в полубесконечной атмосфере.

3) В статье И. Н. Минина [9] рассмотрена проблема переноса монохроматического излучения в полубесконечной среде при анизотропном рассеянии. Применяя вероятностный метод, он определил величины  $I(\zeta)$  и  $A(\zeta)$  и нашел, что они связаны между собой соотношением (6).

*Плоский слой.* Будем считать, что оптические свойства плоского слоя, как и рассмотренной выше полубесконечной среды, зависят только от расстояния до одной из границ. Обозначим через  $a(\nu, \zeta)$  поглощательную способность слоя для фотонов частоты  $\nu$ , падающих на данную границу под углом  $\arccos \zeta$  к нормали (вообще говоря, при падении фотонов на другую границу поглощательная способность будет иной). Очевидно, что величину  $a(\nu, \zeta)$  можно представить в виде

$$a(\nu, \zeta) = 1 - A(\nu, \zeta) - T(\nu, \zeta), \quad (12)$$

где  $A(\nu, \zeta)$  — доля фотонов, отраженных слоем (т. е. его альбедо), и  $T(\nu, \zeta)$  — доля фотонов, пропущенных слоем (как непосредственно, так и после рассеяний).

Пусть  $I(\nu, \zeta)$  — интенсивность излучения частоты  $\nu$ , выходящего из плоского слоя через ту же границу под углом  $\arccos \zeta$  к нормали при равномерном распределении источников. Применяя формулы (1) и (12), получаем

$$I(\nu, \zeta) = B_* [1 - A(\nu, \zeta) - T(\nu, \zeta)]. \quad (13)$$

Если  $\lambda = \text{const}$ , то вместо (13) имеем

$$I(\nu, \zeta) = B_0 \frac{1 - A(\nu, \zeta) - T(\nu, \zeta)}{1 - \lambda}. \quad (14)$$

Формулы (13) и (14) дают возможность определить величину  $I(\nu, \zeta)$ , если известны величины  $A(\nu, \zeta)$  и  $T(\nu, \zeta)$ . Приведем примеры таких определений при  $\lambda = \text{const}$ .

1) Допустим, что в плоском слое происходит изотропное рассеяние монохроматического излучения. Обозначим через  $\tau_0$  оптическую толщину этого слоя. Проблема диффузного отражения и пропускания света плоским слоем была рассмотрена в работе В. А. Амбардзюмяна [10]. Пользуясь его результатами, находим

$$A(\zeta, \tau_0) = 1 - \left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0\right) \varphi(\zeta, \tau_0) - \frac{\lambda}{2} \beta_0 \psi(\zeta, \tau_0), \quad (15)$$

$$T(\zeta, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \beta_0 \varphi(\zeta, \tau_0) + \left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0\right) \psi(\zeta, \tau_0), \quad (16)$$

где  $\varphi(\zeta, \tau_0)$  и  $\psi(\zeta, \tau_0)$  — функции Амбарцумяна и  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  — нулевые моменты этих функций, т. е. величины, определенные равенствами

$$\alpha_k = \int_0^1 \varphi(\zeta, \tau_0) \zeta^k d\zeta, \quad \beta_k = \int_0^1 \psi(\zeta, \tau_0) \zeta^k d\zeta \quad (17)$$

при  $k = 0$ .

Подставляя (15) и (16) в (14) и используя соотношение

$$\left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 - \frac{\lambda}{2} \beta_0\right) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0\right) = 1 - \lambda, \quad (18)$$

получаем искомую формулу для интенсивности излучения, выходящего из плоского слоя при равномерном распределении источников:

$$I(\zeta, \tau_0) = B_0 \frac{\varphi(\zeta, \tau_0) - \psi(\zeta, \tau_0)}{1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0}. \quad (19)$$

Эта формула была найдена раньше другим способом (см. [7]).

2) Пусть в плоском слое происходит изотропное рассеяние излучения в спектральной линии с полным перераспределением по частоте. В работе В. В. Иванова [11] были введены функции  $X(z, \tau_0)$  и  $Y(z, \tau_0)$ , через которые выражаются интенсивности излучения, выходящего из слоя при различных источниках энергии. (Здесь  $z = \zeta/a(x)$ , а  $a(x)$  — отношение коэффициента поглощения в безразмерной частоте  $x$  к коэффициенту поглощения в центре линии). В частности, в работе [11] найдена формула для интенсивности излучения, выходящего из слоя при равномерном распределении источников. Пользуясь соотношением (14), можно получить эту формулу с помощью коэффициентов диффузного отражения и пропускания рассматриваемого слоя.

3) В работе И. Н. Минина [12] изучался перенос монохроматического излучения в плоском слое при анизотропном рассеянии. В частности, он определил величины  $A(\zeta)$ ,  $T(\zeta)$  и  $I(\zeta)$  и отметил существование зависимости (14) между ними.

Мы видим, что многие задачи, для решения которых требовались специальные исследования, весьма просто решаются с помощью соотношения (1).

*Однородный шар.* Рассмотрим теперь пример применения формулы (3) (а не соотношения (1), как делалось выше).

Пусть в однородном шаре радиуса  $r_0$  и оптического радиуса  $\tau_0 = \alpha r_0$  происходит изотропное рассеяние монохроматического излучения с вероятностью выживания фотона  $\lambda$ . При исследовании многократного рассеяния света в шаре особый интерес представляют две задачи, различающиеся расположением источников энергии: 1) источники распределены в шаре равномерно, 2) шар освещен параллельными лучами. Если нас интересует лишь полное излучение, выходящее из шара, то решение одной из этих задач легко выражается через решение другой задачи с помощью формулы (3).

Поскольку первая задача является более простой и решение ее известно [13, 14], то мы воспользуемся им для определения светимости шара, освещенного параллельными лучами.

Допустим, что параллельные лучи создают освещенность  $H$  перпендикулярной к ним площадки. Тогда на шар падает энергия  $E_0 = \pi r_0^2 H$ . Легко видеть, что энергия, поглощаемая шаром, будет равна

$$E_1 = \frac{E_0}{\tau_0^2} \left[ \tau_0^2 - \frac{1}{2} + \left( \tau_0 + \frac{1}{2} \right) e^{-2\tau_0} \right]. \quad (20)$$

Из энергии  $E_1$  некоторая часть испытывает в шаре истинное поглощение, а другая часть рассеивается шаром. Обозначая эти энергии соответственно через  $E_a$  и  $E_s$ , имеем

$$E_1 = E_a + E_s. \quad (21)$$

Как видно из (21), для определения светимости шара  $E_s$  достаточно найти величину  $E_a$ . С этой целью применим формулу (3), переписав ее в виде

$$E_a = \frac{H}{B_0} (1 - \lambda) E_s, \quad (22)$$

где  $E_s$  — энергия, излучаемая шаром в единице телесного угла при равномерном распределении источников (т. е. когда  $\varepsilon_0 = \alpha B_0$ ). Подставляя (22) в (21), получаем

$$E_s = E_1 - \frac{H}{B_0} (1 - \lambda) E_s. \quad (23)$$

Входящая в (23) величина  $E_s$  выражается через моменты функций Амбарцумяна, т. е. через величины  $\alpha_k$  и  $\beta_k$ , определенные равенствами (17) для плоского слоя оптической толщины  $2\tau_0$ . Пользуясь формулой (23) и упомянутым выражением, находим

$$E_s = E_1 - \frac{E_0}{\tau_0^2} \left\{ 2 [\tau_0^2 (\alpha_1 + \beta_1) + 2\tau_0\beta_2 - (\alpha_2 - \beta_2)] \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 - \frac{\lambda}{2} \beta_0 \right) - \lambda (\alpha_1 - \beta_1 - 2\tau_0\beta_0) [\tau_0 (\alpha_1 + \beta_1) + \alpha_2 + \beta_2] \right\}. \quad (24)$$

Величину  $E_s$  можно также выразить через моменты резольвентной функции  $\Phi(\tau, 2\tau_0)$  для плоского слоя оптической толщины  $2\tau_0$ . Эта функция определяется интегральным уравнением

$$\Phi(\tau, 2\tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{2\tau_0} E_1(|\tau - t|) \Phi(t, 2\tau_0) dt + \frac{\lambda}{2} E_2(\tau). \quad (25)$$

Подстановка указанного выражения в (23) дает

$$E_s = E_1 - \frac{4(1-\lambda)E_0}{\lambda\tau_0^2} \left\{ \frac{\tau_0^3}{3} - (1-\lambda) \left[ \frac{\tau_0^3}{3} (1 + \Phi_0)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \tau_0^2 (1 + \Phi_0) \Phi_1 + \tau_0 \Phi_1^2 + \frac{1}{6} (1 + \Phi_0) \Phi_2 - \frac{1}{2} \Phi_1 \Phi_2 \right] \right\}. \quad (26)$$

где

$$\Phi_k = \int_0^{2\tau_0} \Phi(\tau, 2\tau_0) \tau^k d\tau. \quad (27)$$

Формулы (23), (24) и (26) уже были получены раньше в работе автора [14]. Теперь мы можем дать численные значения величины  $E_s$ , так как недавно Д. И. Нагирнер [15] и В. М. Лоскутов [16] опубликовали подробные таблицы величин  $\Phi_k$ ,  $\alpha_k$  и  $\beta_k$  в зависимости от  $\lambda$  и  $\tau$ .

В табл. 1 приведены значения так называемого „сферического альbedo“, определенного формулой

$$A_s = \frac{E_s}{E_0}, \quad (28)$$

т. е. представляющего собой отношение энергии, рассеянной шаром при освещении его параллельными лучами, к энергии, падающей на шар. В таком смысле в астрономии употребляется термин „сферическое альbedo планеты“.

Табл. 1 содержит результаты вычислений, выполненных В. М. Лоскутовым по приведенным выше формулам с помощью как упомянутых таблиц величин  $\alpha_k$  и  $\beta_k$ , так и асимптотических выражений для

этих величин при  $\tau_0 \gg 1$ . В последней строке таблицы даны значения  $A_s$ , найденные по формуле

$$A_s = 1 - 2\alpha_1 \sqrt{1 - \lambda}, \quad (29)$$

вытекающей из (24) при  $\tau_0 = \infty$ .

Таблица 1

СФЕРИЧЕСКОЕ АЛЬБЕДО  $A_s$

$\lambda \backslash \tau_0$	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95	0.99	1
0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
0.2	0.107	0.130	0.154	0.179	0.204	0.217	0.228	0.231
0.4	0.178	0.214	0.257	0.302	0.351	0.376	0.397	0.402
0.6	0.213	0.266	0.323	0.386	0.455	0.492	0.523	0.531
0.8	0.235	0.296	0.365	0.442	0.529	0.577	0.618	0.629
1.0	0.245	0.313	0.390	0.478	0.581	0.639	0.690	0.703
1.5	0.247	0.321	0.408	0.515	0.648	0.729	0.802	0.822
2.0	0.235	0.309	0.400	0.515	0.668	0.766	0.860	0.886
3.0	0.212	0.280	0.368	0.485	0.656	0.778	0.907	0.945
5.0	0.185	0.246	0.325	0.433	0.603	0.743	0.919	0.980
10.0	0.165	0.220	0.290	0.387	0.541	0.676	0.889	0.995
20.0	0.156	0.207	0.273	0.364	0.509	0.636	0.847	0.999
$\infty$	0.147	0.195	0.257	0.342	0.478	0.597	0.795	1.000

Из таблицы, в частности, видно, что альbedo шара с ростом его оптического радиуса  $\tau_0$  сначала возрастает, а затем убывает (кроме случая  $\lambda = 1$ ), медленно приближаясь к своему предельному значению, даваемому формулой (29).

Следует отметить, что в работе В. В. Иванова [17] рассмотрена задача о многократном рассеянии излучения в спектральной линии с полным перераспределением по частоте при равномерном распределении источников в шаре. Пользуясь полученным им выражением для величины  $E_s(\nu)$  и соотношением (3), можно найти энергию, испытывающую в шаре истинное поглощение, и сферическое альbedo при освещении шара параллельными лучами.

Ленинградский государственный университет

SOME APPLICATIONS OF THE RELATIONSHIP BETWEEN  
EMISSIVITY AND ABSORPTIVITY OF A MEDIUM.

V. V. SOBOLEV

The relationship between emissivity and absorptivity of a medium which has been found earlier [1, 2] is applied to three particular cases: 1) semi-infinite medium, 2) plane layer, 3) homogeneous sphere. In each case the emissivity is given in terms of absorptivity, and vice versa.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, ДАН СССР, 209, 1071, 1973.
2. В. В. Соболев, ДАН СССР, 212, 1096, 1973.
3. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 19, 30, 1942.
4. В. А. Амбарцумян, ДАН Арм.ССР, 8, 149, 1948.
5. J. E. Felten, M. J. Rees, *Astron. Astrophys.*, 17, 226, 1972.
6. В. В. Соболев, Астрон. ж., 26, 129, 1949.
7. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гос-техиздат, М., 1956.
8. J. L. Linsky, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 12, 777, 1972.
9. И. Н. Минин, Вестник Ленингр. ун-та, № 1, 1961.
10. В. А. Амбарцумян, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
11. В. В. Иванов, Астрон. ж., 40, 257, 1963.
12. И. Н. Минин, Астрон. ж., 43, 1244, 1966.
13. M. A. Heaslet, R. F. Warming, *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 5, 669 1965.
14. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 8, 197, 1972.
15. Д. И. Наирнер, *Астрофизика*, 9, 3, 1973.
16. В. М. Лоскутов, *Астрофизика*, 9, 3, 1973.
17. В. В. Иванов, в сб. "Звезды, туманности, галактики", Ереван, 1969.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## DIMENSIONS DES ZONES DE GAZ IONISÉ · ENTOURANT LES SOURCES DE FORT RAYONNEMENT ULTRAVIOLET.

### I. PHYSIQUE DU PROBLÈME, ET PRINCIPES DES CALCULS

J.-C. PECKER

Reçue le 24 Août 1973

Une étude très simplifiée montre que, autour d'une source de rayonnement UV (corps noir de température  $T$ ), se succèdent, dans cet ordre, les régions He III, He II, HII et HI, si  $T$  n'est pas trop élevé. A de fortes températures, au contraire, l'hélium peut être ionisé alors que l'hydrogène est déjà neutre. Les éléments d'une étude complète du problème sont ensuite exposés; on traite séparément les effets des photons des trois régions spectrales  $\lambda < 228 \text{ \AA}$ ,  $228 \text{ \AA} < \lambda < 504 \text{ \AA}$ ,  $504 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$ ; les photons secondaires sont pris en considération, et des tables permettant les calculs sont établies.

I. *Introduction.* L'ionisation de l'hydrogène par les photons ultraviolets émis par une source a donné lieu, depuis le travail fondamental de Strömgren, [1], à de très nombreux travaux. En revanche, l'ionisation de l'hélium a été relativement peu étudiée. A notre avis, elle pose pourtant des problèmes très fondamentaux: ainsi, les régions He III et He II étant évidemment considérées comme intérieures à la régions HII, les raies de résonance  $\lambda 584$  et  $\lambda 304$  ne sont-elles pas présentes dans le milieu interstellaire extérieur aux régions HII. Si, cependant, dans certains cas, cette conclusion était infirmée, alors des conséquences importantes en pourraient résulter pour l'évolution dynamique de la composition des galaxies.

Dans le présent article, nous nous proposons de discuter ce problème sur des bases nouvelles. Les principes généraux de notre étude seront exposés ci-après, cependant que les applications numériques directes feront l'objet du second article de cette série. Nous évoquerons

les conséquences de ces calculs relatives à l'évolution des galaxies dans une troisième publication qui sera le second article de notre série sur l'évolution galactique, dont le premier a été publié récemment [2].

## II. Traitement élémentaire du problème.

1. *L'étude de Pikel'ner.* Comme Pikel'ner [3], comme Hummer et Seaton [4], nous commencerons par supposer que la région He III est intérieure à la région He II, intérieure elle-même à la région H II + He I. Nous désignerons le rayon de ces régions par les symboles  $R_1, R_2, R_3$ ; et nous travaillerons, d'abord, dans l'hypothèse (A):  $R_1 < R_2 < R_3$ . Les régions seront telles-mêmes désignées par les lettres  $R_1, R_2, R_3$ . Aux différentes régions ionisées correspondent, comme il est bien connu, différentes zones du spectre. Nous désignerons par  $S_1$  la zone spectrale  $0 \leq \lambda \leq 228 \text{ \AA}$ ; par  $S_2$  la zone spectrale  $228 \leq \lambda \leq 504 \text{ \AA}$ ; et par  $S_3$  la zone spectrale  $504 \leq \lambda \leq 912 \text{ \AA}$ .

Dans son important travail, le premier sur cette question à notre connaissance, Pikel'ner exprime les rayons des régions en question par les relations:

$$R_1 = 10^{-0.348 - 9100/T_*} T_*^{1/3} R_*^{2/3} T_*^{1/6} n_e^{-1/3} n_{\text{He}}^{-1/3} K. \quad (1)$$

$$R_2 = 10^{-0.225 - 41100/T_*} T_*^{1/3} R_*^{2/3} T_*^{1/6} n_e^{-1/3} n_{\text{He}}^{-1/3} K. \quad (2)$$

$$R_3 = 10^{-0.560 - 22700/T_*} T_*^{1/3} R_*^{2/3} T_*^{1/6} n_e^{-1/3} n_{\text{H}}^{-1/3} K. \quad (3)$$

où  $T_*$  (en degré  $K$ ),  $R_*$  (en  $cm$ ) caractérisent l'étoile source du rayonnement ionisant et où  $T_e$  (degrés  $K$ ),  $n_e$  (en  $cm^{-3}$ ),  $n_{\text{He}}$ ,  $n_{\text{H}}$  (en  $cm^{-3}$ ) caractérisent le milieu ionisé et le nombre de noyaux d'hélium et d'hydrogène qui y sont présents. Les rayons  $R_i$  sont exprimés en  $cm$ , et la constante  $K$  est introduite par nous pour tenir compte du fait que Pikel'ner n'utilise pas les mêmes unités que nous-mêmes. La valeur de  $K$  est égale à  $2.44 \cdot 10^{13}$ .

Si l'on utilise ces expressions, on trouve que l'hypothèse  $R_1 < R_2 < R_3$  n'est pas vérifiée pour toute valeur de  $T_*$ : pour  $T_* > 26000^\circ$ , la région  $R_2$  l'emporte sur la région  $R_1$ ; pour  $T_* > 118000^\circ$ , la région  $R_3$  l'emporte sur la région  $R_1$ . La région  $R_3$  l'emporte sur la région  $R_2$  seulement à des températures très élevées, supérieures au million de degrés.

Le calcul de Pikel'ner n'est évidemment pas exemple de critiques. Ces critiques sont de deux sortes.

Tout d'abord, les expressions (1), (2), (3), ne tiennent pas compte d'une représentation très correcte du rayonnement stellaire, même si celui-ci est supposé être un rayonnement de corps noir. Surtout, elles supposent plus ou moins que les photons  $S_1, S_2, S_3$  contribuent tous à ioniser  $\text{H}^\circ$ , les photons  $S_1, S_2$  à ioniser  $\text{He}^\circ$ . Or, la contribution des

photons  $S_1$  et  $S_2$  à l'ionisation de  $H^+$ ; et celle des photons  $S_1$  à l'ionisation de  $He^+$  sont très faibles: une meilleure première approximation est de les négliger; c'est ce que nous ferons dans le paragraphe II, 2.

L'autre critique concerne le rôle des photons secondaires. Pikel'ner considère que l'ionisation de  $He^+$  produit des photons à 304 Å, celle de  $He^+$  des photons à 584 Å, susceptibles d'ioniser, les premiers  $He^+$  et  $H^+$ , les seconds  $H^+$ . Mais il n'en évalue pas les effets, et de plus, il ne fait pas intervenir d'autres processus, comme l'ont fait Hummer et Seaton. Dans les sections III et IV de cet article, nous étudierons les processus secondaire qui peuvent jouer un rôle dans l'ionisation, et dont certains, d'ailleurs, n'ont pas été considérés par Hummer et Seaton.

Toutefois, nous ne nous proposerons pas d'étudier en détail l'ionisation dans les régions ionisées, — seulement leurs dimensions. Dans cette mesure, notre travail va moins loin que celui de Hummer et Seaton, le but de notre étude étant bien différent de celui de ces auteurs.

*2. Etude préliminaire du problème.* Nous considérons que l'ionisation de  $He^+$  est due aux seuls photons  $S_1$ , celle de  $He^+$  aux seuls photons  $S_2$ , celle de  $H^+$  aux seuls photons  $S_3$ .

Nous considérons aussi que, dans la région  $R_1$ , il n'y a que des protons, des électrons, des particules  $\alpha$ , dans la région  $R_2$  que des électrons, des protons, des ions  $He^+$ , dans la région  $R_3$  que des électrons, des protons, de atomes  $He^+$ . Autrement dit, nous considérons les ionisations successives comme complètes, et les limites des régions  $R_i$  comme très bien marquées, — nous réservant de revenir sur ces hypothèses ultérieurement.

Les équations qui gouvernent l'ionisation des trois régions sont alors:

$$R_1 = (3)^{1/3} (N_1)^{1/3} R_*^{2/3} n_e^{-1/3} n_{He^+}^{-1/3} \alpha_{He^+}^{(2)} \quad (4)$$

$$R_2 = (3)^{1/3} (N_2)^{1/3} R_*^{2/3} n_e^{-1/3} n_{He^+}^{-1/3} \alpha_{He^+}^{(2)} \quad (5)$$

$$R_3 = (3)^{1/3} (N_3)^{1/3} R_*^{-1/3} n_e^{-1/3} n_H^{-1/3} \alpha_{He^+}^{(2)} \quad (6)$$

Tout comme les équations (1), (2), (3), ces relations expriment que le nombre de photoionisation est exactement compensé par le nombre de recombinaisons aboutissant sur tout autre niveau que le niveau fondamental 1, ces dernières produisant en effet un nouveau photon ionisant. Dans ces relations, les rotations et les unités sont les mêmes que dans les équations (1), (2), (3), mais on y a introduit les coefficients de recombinaison  $\alpha^{(2)}$  (les formules de Pikel'ner ont été établies de façon

différente). De plus,  $N_1$ ,  $N_2$  et  $N_3$  représentent, respectivement, le nombre de photons émis par une source de température  $T_*$ , par  $cm^2$  de surface, et par seconde, dans toutes les directions, dans les zones spectrales  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ .

La table 1 reproduit les valeurs utilisées pour  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$ . Nous avons supposé que le spectre de la source était un spectre de corps noir. Il s'agit là d'une approximation importante sur laquelle nous reviendrons ci-après. Pour les  $\alpha^{(2)}$ , des valeurs de première approximation ont été utilisées; des valeurs plus précises ont été utilisées par la suite, dans l'article qui suivra celli-ci.

Table 1

$T$ ( $0^\circ$ K)	$N_1$	$N_2$	$N_3$
$10^4$	$8.09 \cdot 10^{-25}$	$2.20 \cdot 10^{-10}$	$1.98 \cdot 10^{-5}$
$1.2 \cdot 10^4$	$2.26 \cdot 10^{-20}$	$1.56 \cdot 10^{-8}$	$1.87 \cdot 10^{-4}$
$1.4 \cdot 10^4$	$2.75 \cdot 10^{-17}$	$3.59 \cdot 10^{-7}$	$9.88 \cdot 10^{-4}$
$1.6 \cdot 10^4$	$6.32 \cdot 10^{-15}$	$3.49 \cdot 10^{-6}$	$3.13 \cdot 10^{-3}$
$1.8 \cdot 10^4$	$3.78 \cdot 10^{-13}$	$2.01 \cdot 10^{-5}$	$7.45 \cdot 10^{-3}$
$2.0 \cdot 10^4$	$1.01 \cdot 10^{-11}$	$7.95 \cdot 10^{-5}$	$1.44 \cdot 10^{-2}$
$2.5 \cdot 10^4$	$3.92 \cdot 10^{-9}$	$8.54 \cdot 10^{-4}$	$4.10 \cdot 10^{-2}$
$3 \cdot 10^4$	$1.77 \cdot 10^{-7}$	$4.27 \cdot 10^{-3}$	$8.17 \cdot 10^{-2}$
$4 \cdot 10^4$	$1.98 \cdot 10^{-5}$	$2.40 \cdot 10^{-2}$	$1.84 \cdot 10^{-1}$
$5 \cdot 10^4$	$3.08 \cdot 10^{-4}$	$6.40 \cdot 10^{-2}$	$2.67 \cdot 10^{-1}$
$7 \cdot 10^4$	$6.14 \cdot 10^{-3}$	$1.90 \cdot 10^{-1}$	$3.29 \cdot 10^{-1}$
$10^5$	$4.10 \cdot 10^{-2}$	$3.57 \cdot 10^{-1}$	$3.04 \cdot 10^{-1}$
$1.5 \cdot 10^5$	0.177	0.444	0.222
$2 \cdot 10^5$	0.331	0.414	0.157
$3 \cdot 10^5$	0.564	0.308	0.078
$4 \cdot 10^5$	0.702	0.214	0.057
$5 \cdot 10^5$	0.790	0.152	0.043
$6 \cdot 10^5$	0.843	0.118	0.026
$8 \cdot 10^5$	0.902	0.077	0.014
$10^6$	0.930	0.056	0.008

Nombre de photons émis par  $cm^2$  de surface stellaire et par seconde, dans chacune des trois zones spectrales  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ .

La figure 1 représente le résultat des calculs, c'est-à-dire les fonctions  $R_1 R_2^{-2/3} n^{+2/3}$  où  $n$  est le nombre total des noyaux, dans les

hypothèse  $Y=0$  (H pur) (traits pointillés) et  $Y = n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0.10$  (traits pleins). Comme les  $\alpha^{(2)}$  dépendent très peu de  $T_e$ , les fonctions en question ne dépendent que de  $T_*$ .

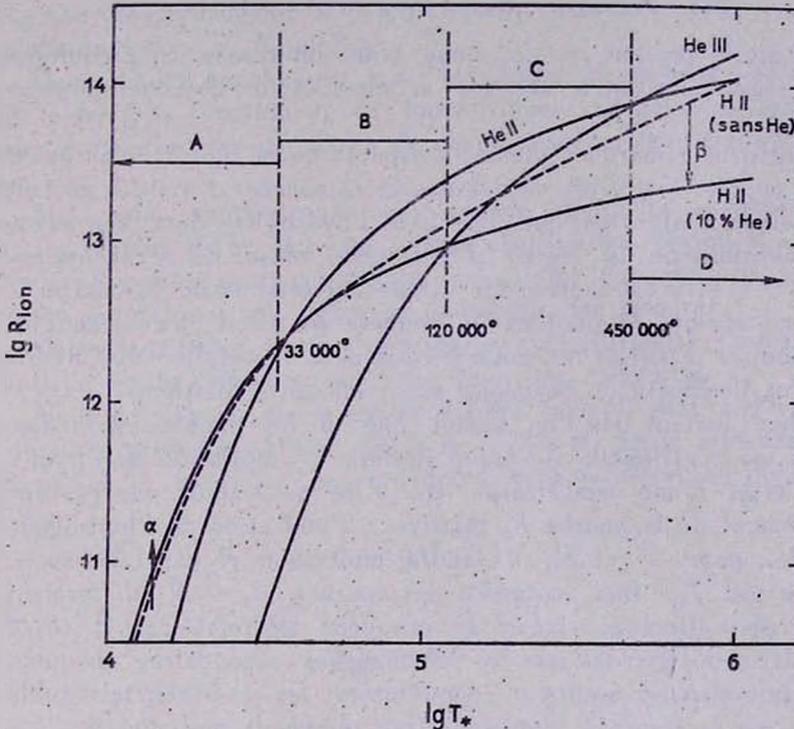


Fig. 1. Rayon des sphères de Strömgren He III, He II, H II. Les courbes de cette figure représentent, en fonction de la température  $T_*$  de l'étoile centrale, supposée rayonner comme un corps noir, le logarithme (en unités arbitraires) du rayon  $R_{\text{ion}}$  des sphères d'hélium ionisé deux fois, d'hélium ionisé une fois, d'hydrogène ionisé, dans le cas où le gaz circumstellaire contient 10% d'hélium, et en négligeant l'effet ionisant des photons secondaires. En pointillé, on a porté le rayon de la sphère de Strömgren de l'hydrogène ionisé, lorsqu'il n'y a pas d'hélium. On notera (en  $\alpha$ ) que la présence d'hélium, quand tous les photons sont utilisés à l'ionisation de l'hydrogène, a pour effet d'augmenter légèrement le rayon de la région H II; quand au contraire, une portion importante de photons est utilisée à l'ionisation de l'hélium, la dimension de la région H II est très nettement diminuée (en  $\beta$ ).

On voit que, qualitativement, le résultat ressemble à celui des formules de Pikel'ner: 33 000 °K au lieu de 26 000 °K; 120 000 °K au lieu de 118 000 °K, et 447 000 °K au lieu de plus de  $10^6$  °K. Ce résultat est soumis aux mêmes critiques concernant le rôle des photons secondaires et autres processus secondaires.

Cependant il montre, à ce stade, la nécessité de traiter séparément quatre cas (sur 6 possibles...)

$$(A) \quad R_1 < R_2 < R_3,$$

$$(B) \quad R_1 < R_3 < R_2,$$

$$(C) \quad R_3 < R_1 < R_2,$$

$$(D) \quad R_3 < R_2 < R_1.$$

Dans le présent article, nous nous limiterons à la configuration (A) laissant pour notre seconde article l'étude des configurations (B), (C), (D).

On peut remarquer plusieurs aspects de la figure 1. En  $\alpha$ , on voit que la courbe  $Y=0$  est en dessous de la courbe  $Y=0.10$ : ceci signifie que l'hélium n'intervient que pour diluer l'hydrogène, donc pour augmenter les dimensions de la région d'hydrogène ionisé. En revanche, en  $\beta$ , la courbe  $Y=0.10$  est nettement située au-dessous de la courbe  $Y=0$ : un grand nombre de photons (la température étant élevée) sont utilisés pour ioniser l'hélium et donc perdus pour l'ionisation de l'hydrogène; cet effet l'emporte de beaucoup sur celui de la dilution.

Dès l'instant que l'on admet que ni les photons  $S_1$ , ni les photons  $S_2$  ne contribuent de façon sensible à l'ionisation de l'hydrogène, alors l'effet d'une modification de  $Y$  ne se traduit que par un petit déplacement de la courbe  $R_3$  relative à l'ionisation de l'hydrogène: par exemple, pour  $Y=0.20$ , il faudra multiplier  $R_3$  par 1.08 seulement, quelque soit  $T_*$ . Bien entendu, les courbes  $R_1$  et  $R_2$  en seraient nettement plus affectées, comme le prouvent les relations (4), (5) et (6).

Mais nous verrons que les phénomènes secondaires auxquels nous avons fait allusion modifient complètement les résultats, tels qu'ils sont décrits par la figure 1. d'un caractère purement préliminaire.

III. *Etude d'ensemble des processus ionisants.* Cette étude est faite en général couche par couche (Hummer et Seaton, par exemple, dans [4]). Ceci est d'ailleurs nécessaire pour calculer en détail l'équilibre d'ionisation. Comme tel n'est pas notre propos (nous cherchons à estimer, essentiellement, le nombre total d'atomes ionisés), nous procéderons différemment et nous suivrons plutôt dans leurs effets les photons des différentes zones. Comme il est évident qu'un certain effet de „dégradation“ des photons est essentiel dans ce problème, nous commencerons par l'étude des photons  $S_1$  de plus forte énergie. Nous établirons ainsi le bilan des photons incidents et de leurs effets; photons venus de l'étoile, photons issus de cascades nées de l'absorption de photons de plus grande énergie, photons issus de l'étoile et assez énergétiques pour provoquer non pas une, mais deux photoionisations, — ou même plus —, enfin naturellement des collisions ionisantes, équivalentes dans

le bilan global, à des photoionisations. Nous travaillerons ci-après, rappelons-le, dans la configuration A ( $R_1 < R_2 < R_3$ ).

1. *Etude de la région spectrale  $S_1$ .* Les photons d'énergie  $h\nu > 4h\nu_1$  [ $\nu_1 = c/(912 \times 10^{-8})$ ] désignant la fréquence de la discontinuité de Lyman de l'hydrogène) sont entièrement absorbés dans la région  $R_1$ , et n'affectent donc ni  $R_2$  ni  $R_3$ .

Dans chaque couche  $r, r + dr$  le nombre de photons absorbés est  $dS/dr = 4\pi r^2 f$ ; la fonction  $f$ , en toute rigueur, dépend des conditions locales, — nombre de particules de chaque espèce, température électronique, etc.

Mais nous supposons ici — comme d'ailleurs, ultérieurement, pour les régions  $R_2$  et  $R_3$  — que, dans chacune des régions  $R_1$ , les conditions physiques sont constantes; elles sont connues soit grâce aux théories antérieures, soit grâce au diagnostic des mesures.

Cette hypothèse permet d'intégrer sans difficulté l'équation différentielle écrite ci-dessus, car  $f$  est alors une constante.

Nous admettons que  $n$  est le nombre total de noyaux d'hydrogène et d'hélium présents par  $cm^3$ . Dans la région  $R_1$ , seule affectée par les photons de la zone  $S_1$ , on aura donc, avec la définition déjà donnée de  $Y$ :

$$\begin{aligned} n_e &= n(1 + Y), \\ n_p &= n(1 - Y), \\ n_{\text{He}^+} &= nY, \\ n_{\text{He}^{++}} &= n_{\text{He}^0} = n_{\text{H}^+} = 0. \end{aligned} \tag{7}$$

Sur la région  $R_1$ , l'intégration donne la relation:

$$\begin{aligned} S_1(T_*, R_*) &= 4\pi R_*^2 N_1(T_*) = \\ &= \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_*^3) \left[ n_e n_p \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{11} + n_e n_{\text{He}^{++}} \alpha_{\text{He}^+}^{(2)} \right] = \\ &= \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_*^3) \left[ (1 - Y^2) \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{11} + Y(1 - Y) \alpha_{\text{He}^+}^{(2)} \right] n^2. \end{aligned} \tag{8}$$

Cette équation signifie que les deux processus suivants ont été considérés:

(1) Une portion des photons  $S_1$  provoque l'ionisation des atomes de  $\text{He}^+$ , de tous ces atomes même, puisque c'est ainsi que nous avons défini le rayon  $R_1$  de la région  $R_1$ . Les recombinaisons sur le niveau 1

sont immédiatement productrices de photons  $S_1$ , qui réinduisent des ionisations: ces recombinaisons n'entrent donc pas dans le bilan. Nous devons noter qu'il en est de même pour les processus diffusifs: il a été clairement démontré par Pottasch, et par d'autres (voir [5]), que l'expression (4) par exemple, ou (8), tient automatiquement compte des photons diffusés, pour le calcul de  $R_i$ ; le calcul initial de Strömgren, qui procédait autrement, localement en quelque sorte, ne tenait pas compte de ces photons diffusés et aboutissait à une valeur trop petite du rayon des régions H II, ainsi qu'il a souvent été remarqué (par exemple [6]).

(ii) Une portion (faible) des photons  $S_1$  provoque aussi l'ionisation d'une fraction  $q_{11}$  des atomes d'hydrogène: cette portion (supposée égale à l'unité dans [3], à zéro dans [4]) est très faible, car les autres parties du spectre ( $S_2, S_3$ ) contribuent de façon plus importante à l'ionisation de l'hydrogène. Nous établirons ci-après les formules (IV, 2) permettant le calcul correct des facteurs  $q_{ij}$ .

En revanche, d'autres processus n'ont pas été pris en considération:

(iii) Nous avons considéré qu'il n'y avait pas de recombinaison  $\text{He}^{++} + 2e \rightarrow \text{He}^+ + e \rightarrow \text{He}^0$ . Cette recombinaison jusqu'au niveau de l'hélium neutre est en effet hautement improbable, car elle implique deux recombinaisons successives. Nous n'avons donc en fait tenu compte que des recombinaisons simples  $\text{He}^{++} + e \rightarrow \text{He}^+$ , et  $\text{H}^+ + e \rightarrow \text{H}^0$ .

Ceci sans doute était légitime. Mais l'équation (8) néglige encore d'autres phénomènes, non considérés d'ailleurs dans [3] ni dans [4]. Ce sont les suivants:

(iv) Surtout aux températures élevées, une portion non négligeable des photons d'énergie  $h\nu > 4h\nu_1$  a une énergie suffisante pour provoquer une seconde ionisation (nous négligerons le cas où elle peut en provoquer une troisième!). Les photons  $\nu > 7\nu_1$  (voir figure 2) ionisent  $\text{He}^+$ , mais le continu issu des recombinaisons sur le niveau 2 (3 eV) est susceptible d'ioniser à nouveau  $\text{He}^+$ : ces photons doivent donc s'ajouter aux photons  $S_1$ . De même, les photons  $\nu > 5.5\nu_1$  devraient s'y ajouter si nous avons pris en considération les ionisations de l'hélium neutre, ce qui n'est pas le cas (point (iii) ci-dessus). Enfin, dans la proportion  $q_{11}$ , les photons  $\nu > 4.75\nu_1$ , qui ionisent l'hydrogène produisent, après recombinaison sur le niveau 2 de  $\text{H}^0$  (0.75 eV), des photons  $S_1$  supplémentaires. Le calcul de ces différents photons secondaires (dont le rôle local est d'amplifier le nombre des photons directement issus de l'étoile) est décrit dans les IV, 1 et 4e: ces photons seront désignés par le symbole  $S'$  (ici  $S'_1$ ).

Il faut ici noter que les photons  $\nu > 4\nu_1$  ne parviennent pas dans les régions  $R_2$  et  $R_3$  dans la configuration (A) à laquelle nous nous limitons maintenant. Les ionisations, dans ces régions, par des photons  $\nu > 5.5\nu_1$ , de  $\text{He}^+$ , et par des photons  $\nu > 4.75\nu_1$ , de  $\text{H}^0$ , doivent donc être négligées complètement.

(v) Les collisions, si les densités sont suffisantes, peuvent provoquer l'ionisation; elles ont le même effet que des photons ionisants et doivent donc être ajoutées correctement au premier membre de l'équation (8); nous verrons ultérieurement que le nombre de ces collisions reste en fait pratiquement négligeable (IV, 3).

L'équation (8) doit donc, avec plus de rigueur, être écrite:

$$S_1 + [S_1 (\nu > 7\nu_1) + S_1' (\nu > 4.75\nu_1) q_{11}] + S_1 \text{ coll} = \quad (9)$$

$$= \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_0^3) n^2 [(1 - Y^2) \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{11} + Y(1 + Y) \alpha_{\text{He}}^{(2)}].$$

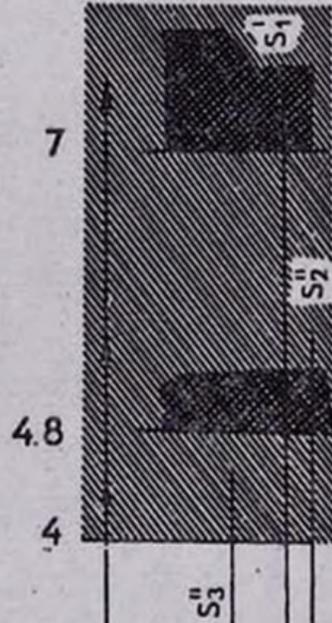
Elle ne concerne que la région  $R_1$  et peut être résolue, pour calculer  $R_1$ , indépendamment de ce qui se passe dans  $R_2$  et  $R_3$ .

Les photons  $S_1$ ,  $S_1'$  sont tous absorbés dans la région  $R_1$ , et  $R_1$  n'en produit aucun. Mais les recombinaisons sur les niveaux autres que 1 de l'ion  $\text{He}^{++}$  et des protons, produisent des photons dans les régions spectrales  $S_2$  et  $S_3$ , photons secondaires que nous désignerons par les symboles  $S_2$  et  $S_3$ . Il faudra évidemment tenir compte des photons  $S''$  pour établir le bilan des régions spectrales  $S_2$  et  $S_3$ . Ces photons, que décrit complètement la figure 2 dans la configuration (A), sont principalement: (a) le rayonnement  $S_2$  Ly $\alpha$  de  $\text{He}^+$  ( $\lambda = 304 \text{ \AA}$ , ou  $\nu = 3\nu_1$ ); (b) le rayonnement à deux quanta ( $\nu' + \nu'' = 3\nu_1$ ) ( $S_2$ ,  $S_3$  et...  $S_4$ ); (c) le rayonnement continu de Balmer de  $\text{He II}$  ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ , ou  $\nu > \nu_1$ ) rayonnement  $S_2$  et  $S_3$ ); notons qu'une partie de ce rayonnement revient dans la région  $S_1$ : mais c'est la partie déjà dénotée  $S_1' (\nu > 7\nu_1)$ ; (d) dans la proportion  $q_{11}$ , le rayonnement de Balmer de l'hydrogène (dans les régions  $S_2$  et  $S_3$ ); ici aussi, une partie de ce rayonnement revient dans la région  $S_1$ ; mais c'est la partie déjà dénotée  $S_1' (\nu > 4.75\nu_1)$ .

Dans cette étude nous négligeons (peut-être à tort!) les rayonnements issus des niveaux  $n \geq 3$  des différents ions et atomes.

Naturellement, une partie importante des rayonnements secondaires (Ly  $\alpha$  de H, par exemple) ne correspond ni à la région  $S_2$  ni à la région  $S_3$ , mais à la région  $S_4$  ( $\lambda > 912 \text{ \AA}$ ,  $\nu < \nu_1$ ). Ces photons s'échappent donc des trois régions  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ ; nous les désignerons par le symbole  $S_4$ ; mais ils n'entrent pas dans nos calculs.

$S_2$  photons  $S_1$



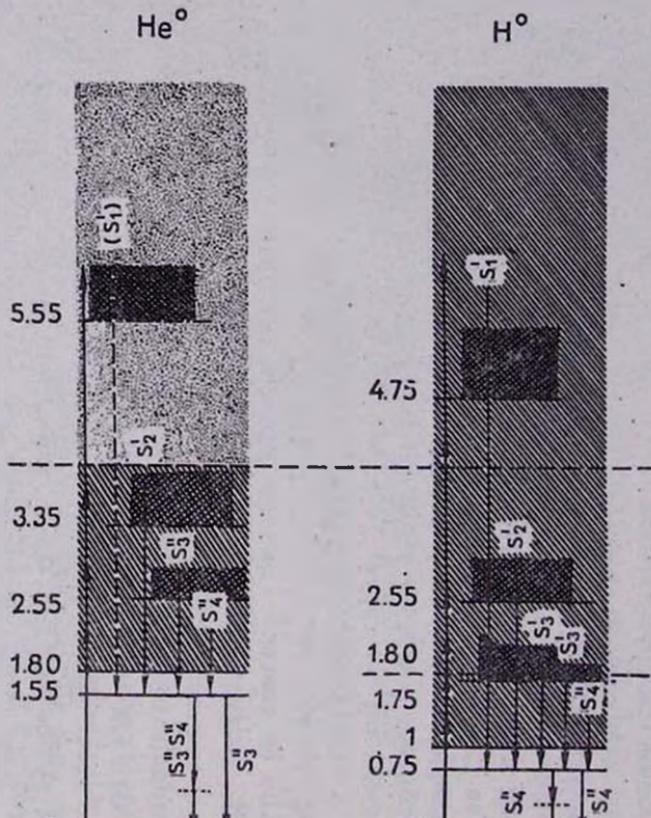


Fig. 2. Dénombrement des photons ionisants primaires et secondaires. Les trois diagrammes illustrent les transitions importantes concernant les deux ionisations de l'hélium, l'ionisation de l'hydrogène et les recombinaisons correspondantes, suivies ou non de cascades.

En ordonnée, l'énergie des niveaux est figurée; l'unité est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, 13.6 volts, soit l'Rydberg.

Les photons  $S_1$  sont susceptibles d'ioniser He II, les photons  $S_2$  d'ioniser He I, les photons  $S_3$  d'ioniser H I; les photons  $S_4$  ne contribuent pas à l'ionisation. Les gammes d'énergie correspondantes sont représentées par les longueurs des traits pleins épais figurés à gauche des 3 diagrammes.

Les photons de type  $S'$  et  $S''$  sont définis dans le texte.

On a représenté en hachuré léger les zones correspondantes aux atomes ionisés et d'où partent les transitions de recombinaison, suivies ou non de cascades. Dans le cas de l'hélium neutre, la région correspondant aux énergies supérieures à 4 volts est figurée en pointillé: aucun photon d'énergie supérieure à 4 volts ne peut en effet contribuer à la première ionisation de l'hélium dans la configuration considérée ici, A (voir texte). En grisé plus sombre figure la partie basse des régions au sein desquelles les transitions entre niveaux d'énergie des électrons libres libèrent des photons appartenant aux catégories  $S_1$ ,  $S_2$  ou  $S_3$  (de type  $S'$  ou  $S''$  suivant les cas).

On n'a pas représenté, pour la simplicité du dessin, les transitions consécutives à des recombinaisons sur des niveaux plus élevés que le second.

2. *Etude de la zone spectrale  $S_2$* . Dans le cadre d'une discussion analogue celle que nous avons faite pour la zone spectrale  $S_1$ , on pourra écrire les équations concernant la zone spectrale  $S_2$ , qui intéressent, dans la configuration (A), les régions  $R_2$  et  $R_1$ .

Dans  $R_1$ , les équations (7) restent valables.

Dans  $R_2$ , on peut écrire:

$$\begin{aligned} n_e &= n, \\ n_p &= n(1 - Y), \\ h_{\text{He}^+} &= nY, \\ h_{\text{He}^{++}} &= n_{\text{He}^0} = n_{\text{N}^0} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

L'équation du bilan des photons  $S_2$  s'écrira comme suit:

$$\begin{aligned} S_2 + [S_2'(4\nu_1 > \nu > 3.55\nu_1)] + S_{2\text{coll}} + S_2^* &= \\ = \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3) [n_e n_p \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{22} + n_e n_{\text{He}^+} \alpha_{\text{He}^+}^{(2)}] + \\ + \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_2^3) [n_e n_p \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{21}] &= \\ = \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3) n^2 [(1 - Y) \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{22} + Y \alpha_{\text{He}^+}^{(2)}] + \\ + \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_2^3) n^2 [(1 - Y^2) \alpha_{\text{H}}^{(1)} q_{21}] \end{aligned} \quad (11)$$

où les  $q$  ont la même définition que dans l'équation (9) et où  $S_2^*$  représente les photons secondaires issus de la région  $R_1$  et de la zone spectrale  $S_1$ , et réutilisés en  $R_1$  ou en  $R_2$ . Ces photons secondaires sont décrits par la figure 2 et ont été décrits au paragraphe précédent III, 1. l'évaluation détaillée des termes  $S_2^*$  sera faite dans la section IV.

En ce qui concerne les photons  $S_2$ , nous devons noter ici une approximation; nous n'avons tenu compte que des photons  $S_1$  susceptibles d'ioniser une seconde fois  $\text{He}^+$ , non de ceux susceptibles d'ioniser une seconde fois l'hydrogène; cette approximation est légitimée par le fait que le terme  $S_1$  n'est lui-même qu'un terme correctif dans lequel la fraction de photons susceptibles d'ioniser l'hydrogène ne serait elle-même que très faible (de l'ordre des coefficients  $q$ ).

Les photons de la zone  $S_2$  se dégradent comme ceux de la zone  $S_1$  et donnent lieu à des photons secondaires  $S_3$  (et naturellement  $S_4$ ) décrits par la figure 2.

3. *Etude de la zone spectrale S<sub>2</sub>*. Les photons de cette zone affectent l'ionisation des 3 régions R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>, R<sub>3</sub>. Les propriétés de R<sub>1</sub> sont définies par les équations (7), celles de R<sub>2</sub> par les équations (10). Les propriétés de R<sub>3</sub> sont les suivantes:

$$\begin{aligned} n_o &= (1 - Y) n, \\ n_p &= (1 - Y) n, \\ n_{He^0} &= nY, \end{aligned} \tag{12}$$

$$n_{H^+} = n_{He^{++}} = n_{He^+} = 0.$$

L'équation du bilan des photons S<sub>3</sub> s'écrit comme ci-dessus, pour celles du bilan des photons S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub>:

$$\begin{aligned} S_3 + [S_3(1.8 v_1 > v > 1.75 v_1)] + S_{3\text{coll}} + S_3' = \\ = \frac{4\pi}{3} (R_3^3 - R_2^3) [n_o n_p \alpha_H^{(2)}] + \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3) [q_{32} n_o n_p \alpha_H^{(1)}] + \\ + \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_o^3) [q_{31} n_o n_p \alpha_H^{(1)}] = \tag{13} \\ = \frac{4\pi}{3} (R_3^3 - R_2^3) n^2 (1 - Y)^2 \alpha_H^{(2)} + \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3) n^2 (1 - Y)^2 \alpha_H^{(1)} q_{32} + \\ + \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_o^3) n^2 (1 - Y)^2 \alpha_H^{(1)} q_{31}, \end{aligned}$$

où les q ont la même définition que précédemment. Les termes S<sub>3</sub>' et S<sub>3</sub> sont assez clairs (figure 2) pour qu'il ne soit pas ici besoin de les expliciter davantage. Nous noterons évidemment que dans S<sub>3</sub> la limitation v < 1.8 v<sub>1</sub>, comme dans S<sub>2</sub>, la limitation v < 4 v<sub>1</sub>, correspond au fait que, dans chaque cas les photons d'énergie supérieure appartiennent respectivement aux zones S<sub>2</sub> et S<sub>1</sub>.

IV. *Estimation des quantités utiles à la solution des équations de bilan.*

1. *Photons S<sub>1</sub> de très forte énergie* (susceptibles de contribuer dans le même région S, R, à deux ionisations).

Nous nous limitons ici à ceux des photons ionisant deux fois He<sup>+</sup> en R<sub>1</sub>, He<sup>0</sup> en R<sub>2</sub>, H<sup>0</sup> en R<sub>3</sub>. On se reportera au IV 4e pour un terme complémentaire.

Table 2

$T$	$p_1$	$p_2$	$p_2'$	$p_3$	$p_3''$	$p_3^*$	$p_{11}$	$p_{21}$	$p_{22}$	$p_{23}$	$p_{33}$
$10^4$	$6.5 \cdot 10^{-21}$	$7.0 \cdot 10^{-11}$	$4.8 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$1.34 \cdot 10^{-5}$	1.0	$1.06 \cdot 10^{-5}$	1.0	$1.34 \cdot 10^{-5}$	1.0	$1.0 \cdot 10^{-5}$
$1.2 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^{-17}$	$4.6 \cdot 10^{-9}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$7.6 \cdot 10^{-5}$	$1.10 \cdot 10^{-4}$	1.0	$5.8 \cdot 10^{-5}$	1.0	$1.10 \cdot 10^{-4}$	1.0	$7.6 \cdot 10^{-5}$
$1.4 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^{-15}$	$8.0 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$	1.0	$3.1 \cdot 10^{-4}$	1.0	$4.2 \cdot 10^{-4}$	1.0	$2.2 \cdot 10^{-4}$
$1.6 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^{-13}$	$7.1 \cdot 10^{-7}$	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$	$1.24 \cdot 10^{-4}$	1.0	$7.8 \cdot 10^{-4}$	1.0	$8.0 \cdot 10^{-4}$	1.0	$6.0 \cdot 10^{-4}$
$1.8 \cdot 10^4$	$1.03 \cdot 10^{-11}$	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	1.0	$2.1 \cdot 10^{-3}$	1.0	$2.7 \cdot 10^{-4}$	1.0	$1.2 \cdot 10^{-3}$
$2.0 \cdot 10^4$	$1.50 \cdot 10^{-10}$	$1.61 \cdot 10^{-5}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	1.0	$3.8 \cdot 10^{-3}$	1.0	$5.3 \cdot 10^{-3}$	1.0	$2.1 \cdot 10^{-3}$
$2.5 \cdot 10^4$	$1.51 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$	$7.0 \cdot 10^{-3}$	$1.76 \cdot 10^{-3}$	.99	$1.15 \cdot 10^{-2}$	0.99	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.98	$7.0 \cdot 10^{-3}$
$3 \cdot 10^4$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$8.5 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	.98	$2.7 \cdot 10^{-2}$	0.97	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.97	$1.2 \cdot 10^{-2}$
$4 \cdot 10^4$	$1.93 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$1.02 \cdot 10^{-2}$	.94	$7.2 \cdot 10^{-2}$	0.93	$1.09 \cdot 10^{-1}$	0.89	$2.7 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^4$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.12 \cdot 10^{-1}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.181	.89	$1.3 \cdot 10^{-1}$	0.87	$2.0 \cdot 10^{-1}$	0.80	$3.5 \cdot 10^{-2}$
$7 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	0.23	$5.0 \cdot 10^{-2}$	0.29	.77	$2.5 \cdot 10^{-1}$	0.75	0.29	0.71	$5.0 \cdot 10^{-2}$
$10^5$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	0.12	0.44	$5.7 \cdot 10^{-2}$	0.33	.53	$5.0 \cdot 10^{-1}$	0.50	0.45	0.55	$5.7 \cdot 10^{-2}$
$1.5 \cdot 10^5$	0.12	0.20	0.47	$7.6 \cdot 10^{-2}$	0.35	.43	0.59	0.41	0.57	0.43	$7.6 \cdot 10^{-2}$
$2 \cdot 10^5$	0.22	0.25	0.48	0.11	0.36	.31	0.71	0.29	0.62	0.38	0.11
$3 \cdot 10^5$	0.43	0.30	0.37	0.27	0.37	.20	0.84	0.16	0.67	0.33	0.27
$4 \cdot 10^5$	0.59	0.32	0.29	0.41	0.38	.118	0.89	0.11	0.69	0.31	0.41
$5 \cdot 10^5$	0.68	0.33	0.23	0.55	0.38	$9.4 \cdot 10^{-2}$	0.91	$8.8 \cdot 10^{-2}$	0.70	0.30	0.55
$6 \cdot 10^5$	0.75	0.33	0.19	0.67	0.385	$6.4 \cdot 10^{-2}$	0.94	$6.0 \cdot 10^{-2}$	0.70	0.30	0.67
$8 \cdot 10^5$	0.84	0.33	0.12	0.88	0.39	$3.9 \cdot 10^{-2}$	0.97	$3.3 \cdot 10^{-2}$	0.71	0.29	0.88
$10^6$	0.90	0.34	$8.4 \cdot 10^{-2}$	0.96	0.39	$2.5 \cdot 10^{-2}$	0.98	$2.3 \cdot 10^{-2}$	0.73	0.27	0.96
$\Delta v_U$	7-∞	3.35-4	48-7	1.75-1.80	2.55-3.35	4-4.80	4.75-∞	4.75-4	2.55-4	1.8-2.55	1.75-1.8
$\Delta v_L$	4-∞	1.8-4	4-∞	1-1.80	1.80-4	4-∞	4-∞	4-∞	1.80-4	1.80-4	1-1.8

Ces deux dernières lignes donnent, en unités de  $v_1$ , les intervalles  $\Delta v_U$  et  $\Delta v_L$  tels que  $p = \int_{\Delta v_U} N dv / \int_{\Delta v_L} N dv$ .

Dans la zone spectrale  $S_1$ , leur nombre est:

$$S'_1 = S_1 \frac{N(\nu > 7\nu_1)}{N(\nu > 4\nu_1)} = p_1 S_1, \quad (14)$$

où les  $N$  désignent le nombre de photons, par seconde, émis par un  $cm^2$  de la surface de l'étoile, ou de la source, dans les intervalles de fréquences spécifiés.

On a de même:

$$S'_2 = S_2 \frac{N(4\nu_1 > \nu > 3.35 \nu_1)}{N(4\nu_1 > \nu > 1.8 \nu_1)} = p_2 S_2. \quad (15)$$

Rappelons ici que cette expression comprend une approximation: nous avons négligé les photons d'énergie supérieure à  $3.35 h\nu_1$  susceptibles d'ioniser aussi l'hydrogène.

Enfin, on a:

$$S'_3 = S_3 \frac{N(1.8 \nu_1 > \nu > 1.75 \nu_1)}{N(1.8 \nu_1 > \nu > \nu_1)} = p_3 S_3. \quad (16)$$

Dans ces trois expressions, nous avons considéré seulement la possibilité pour un photon de produire deux ionisations — nous avons négligé le cas des ionisations triplées.

Les nombres  $p_i$  figurent dans la table 2.

2. *Proportions des photoionisations de l'hydrogène provoquées dans chaque région  $R_1, R_2, R_3$  par les photons des régions spectrales  $S_1, S_2, S_3$ .*

Les coefficients  $q_{ij}$  qui interviennent dans les équations (9), (11), (13) se calculent aisément à condition d'admettre que l'opacité de l'hydrogène suit la loi de Kramers.

Dans chaque région  $R_j$  ils sont proportionnels aux nombres de photons de chacune des espèces  $S_i$  absorbés par l'hydrogène.

Dans la région  $R_1$ , on a:

$$q_{11} = \frac{\int_{4\nu_1}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}; \quad q_{21} = \frac{\int_{1.8\nu_1}^{4\nu_1} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}; \quad q_{31} = \frac{\int_{\nu_1}^{1.8\nu_1} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}, \quad (17)$$

Dans la région  $R_2$ , on a:

$$q_{22} = \frac{\int_{1.8\nu_1}^{4\nu_1} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\nu_1}^{4\nu_1} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}; \quad q_{32} = \frac{\int_{\nu_1}^{1.8\nu_1} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_1} N(\nu_1) \nu^{-3} d\nu}. \quad (18)$$

En effet, les photons  $\nu > 4\nu_1$  n'atteignent pas, dans la configuration (A), la région  $R_2$ .

Rien d'équivalent ne peut être calculé dans la région  $R_1$  pour l'hélium  $\text{He}^+$ : en effet, nous y avons admis l'ionisation de l'hélium comme beaucoup plus complète que celle de l'hydrogène, du fait même que nous avons considéré comme négligeable le recombinaisons  $\text{He}^{++} + 2e \rightarrow \text{He}^+ + e \rightarrow \text{He}^0$ .

Les valeurs de  $N(\nu)$  sont fixées par la loi de Planck. Par unité de fréquence, on a:

$$N(\nu) = 2\pi C^{-2} \nu^2 (e^{h\nu/kT_0} - 1)^{-1}. \quad (19)$$

On obtient alors pour les  $q_{ij}$  les valeurs de la table III.

3. *Rôle des collisions.* Par électron. et par seconde, le nombre de collisions ionisantes est égal à:

$$\begin{aligned} n_{\text{coll } 1} &= 2.50 \cdot 10^{-8} \text{Te}^{-1/2} (54.4)^{-2} 10^{-(54.4)(5040/\text{Te})} \\ n_{\text{coll } 2} &= 2.20 \cdot 10^{-8} \text{Te}^{-1/2} (24.6)^{-2} 10^{-(24.6)(5040/\text{Te})}, \\ n_{\text{coll } 3} &= 1.10 \cdot 10^{-8} \text{Te}^{-1/2} (13.6)^{-2} 10^{-(13.6)(5040/\text{Te})}, \end{aligned} \quad (20)$$

ces formules s'appliquant, respectivement, à  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^0$ ,  $\text{H}^0$ . Elles proviennent, légèrement modifiées, de [7], et ne sont sans doute pas valables aux températures électroniques élevées [8]. Nous ne cherchons ici que des ordres de grandeur. et ces équations nous suffiront. Pour cette évaluation, nous supposerons que seules comptent dans la région  $R_1$  les collisions ionisant  $\text{He}^+$ , dans la région  $R_2$  les collisions ionisant  $\text{He}^0$  et dans  $R_3$ , les collisions ionisant  $\text{H}^0$ ; et nous supposerons aussi que les premières sont à comparer aux photons  $S_1$ , les secondes aux photons  $S_2$ , les troisièmes aux photons  $S_3$ .

Dans ces hypothèses, la condition pour que les collisions efficaces soient négligeables devant les photoionisations, sera:

$$S_{\text{coll } i} \simeq n_{\text{coll } i} n_e V_i \ll S_i, \quad (21)$$

où  $V_i$  est le volume où ont lieu les dites collisions.

Or, on tire des équations (20) les conditions suivantes:

$$\begin{aligned}
 n_{\text{coll } 1} &< 1.4 \cdot 10^{-20} \quad (\text{Si } T_e < 25000^\circ \text{ dans } R_1), \\
 n_{\text{coll } 2} &< 2.4 \cdot 10^{-17} \quad (\text{Si } T_e < 15000^\circ \text{ dans } R_2) \\
 n_{\text{coll } 3} &< 8.4 \cdot 10^{-16} \quad (\text{Si } T_e < 10000^\circ \text{ dans } R_3).
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Table 3

<i>T</i>	<i>q</i> <sub>11</sub>	<i>q</i> <sub>21</sub>	<i>q</i> <sub>31</sub>	<i>q</i> <sub>22</sub>	<i>q</i> <sub>32</sub>
10 <sup>4</sup>	7.22 · 10 <sup>-22</sup>	1.35 · 10 <sup>-5</sup>	1.	1.34 · 10 <sup>-5</sup>	1.
1.2 · 10 <sup>4</sup>	2.44 · 10 <sup>-18</sup>	2.69 · 10 <sup>-5</sup>	1.	2.69 · 10 <sup>-5</sup>	1.
1.4 · 10 <sup>4</sup>	6.28 · 10 <sup>-16</sup>	8.05 · 10 <sup>-5</sup>	1.	8.05 · 10 <sup>-5</sup>	1.
1.6 · 10 <sup>4</sup>	3.99 · 10 <sup>-14</sup>	2.10 · 10 <sup>-4</sup>	1.	2.10 · 10 <sup>-4</sup>	1.
1.8 · 10 <sup>4</sup>	1.06 · 10 <sup>-12</sup>	4.86 · 10 <sup>-4</sup>	1.	4.86 · 10 <sup>-4</sup>	1.
2.0 · 10 <sup>4</sup>	1.54 · 10 <sup>-11</sup>	1.03 · 10 <sup>-3</sup>	1.	1.03 · 10 <sup>-3</sup>	1.
2.5 · 10 <sup>4</sup>	3.67 · 10 <sup>-9</sup>	3.35 · 10 <sup>-3</sup>	1.	3.35 · 10 <sup>-3</sup>	1.
3 · 10 <sup>4</sup>	4.78 · 10 <sup>-8</sup>	8.93 · 10 <sup>-3</sup>	.991	8.93 · 10 <sup>-3</sup>	.991
4 · 10 <sup>4</sup>	2.08 · 10 <sup>-6</sup>	2.49 · 10 <sup>-2</sup>	.976	2.49 · 10 <sup>-2</sup>	.976
5 · 10 <sup>4</sup>	2.26 · 10 <sup>-5</sup>	4.40 · 10 <sup>-2</sup>	.956	4.40 · 10 <sup>-2</sup>	.956
7 · 10 <sup>4</sup>	3.58 · 10 <sup>-4</sup>	9.45 · 10 <sup>-2</sup>	.905	9.45 · 10 <sup>-2</sup>	.905
10 <sup>5</sup>	2.62 · 10 <sup>-3</sup>	0.155	.842	0.155	0.845
1.5 · 10 <sup>5</sup>	1.16 · 10 <sup>-2</sup>	0.225	.763	0.227	0.779
2 · 10 <sup>5</sup>	2.44 · 10 <sup>-2</sup>	0.264	.711	0.271	0.729
3 · 10 <sup>5</sup>	4.99 · 10 <sup>-2</sup>	0.293	.656	0.308	0.692
4 · 10 <sup>5</sup>	7.28 · 10 <sup>-2</sup>	0.309	.618	0.335	0.665
5 · 10 <sup>5</sup>	8.90 · 10 <sup>-2</sup>	0.324	.586	0.358	0.642
6 · 10 <sup>5</sup>	0.105	0.330	.565	0.368	0.632
8 · 10 <sup>5</sup>	0.125	0.328	.547	0.375	0.625
10 <sup>6</sup>	1.140	0.327	.533	0.380	0.620

Le premier indice correspond à la zone spectrale, *S*<sub>1</sub>, *S*<sub>2</sub> ou *S*<sub>3</sub>, le second indice à la région circumstellaire *R*<sub>1</sub>, *R*<sub>2</sub>, *R*<sub>3</sub>.

La relation entre *S*<sub>*i*</sub>, par ailleurs, est simple, dans le cadre des approximations de ce paragraphe:

$$S_i \simeq V_i n^2 K \tag{23}$$

où *K* est un nombre de l'ordre de grandeur de 10<sup>-13</sup>—10<sup>-11</sup>; *n*<sub>*e*</sub> est de l'ordre de grandeur de *n*; si bien que l'inégalité (21) peut s'écrire:

$$n \gg n_{\text{coll } i} \frac{1}{K} > 10^{13} n_{\text{coll } i} > 10^{-2}, \text{ quelque soit } i.$$

Cette condition peut être considérée comme partout vérifiée, dans les régions HII galactiques, dans les galaxies compactes, etc. On peut donc en conclure que les collisions sont absolument négligeables. Dans les calculs des rayons  $R_1, R_2, R_3$  nous écrirons

$$S_{1 \text{ coll}} = S_{2 \text{ coll}} = S_{3 \text{ coll}} = 0.$$

#### 4. Estimation des nombres $S_i$ de photons secondaires.

(a) *Rayonnement Ly  $\alpha$  de l'hélium ionisé* ( $\lambda = 304 \text{ \AA}$ ,  $\nu = 3\nu_1$ ). Ce rayonnement est produit dans la région  $R_1$  et provient de la recombinaison, sur le niveau 2, des ions  $\text{He}^{++}$  et des électrons. Il rentre entièrement dans la zone  $S_2$  et contribue donc uniquement au terme  $S_2$ . Hummer et Seaton [4] ont donné l'expression de  $S_2$  correspondant à ces photons:

$$S_2(\text{Ly}\alpha \text{ He}^+) = [1 - X(\text{He}^+)] n_e n_{\text{He}^{++}} \alpha_{\text{He}^+}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_2^3), \quad (24)$$

où  $X$  désigne la fraction des processus qui, au lieu de donner des photons Ly  $\alpha$  donnent deux photons de plus faible énergie. La fraction  $X$  dépend de  $T_e$ : nous serons donc obligés, comme pour le calcul des  $\alpha$ , de faire dans chaque région  $R_i$ , des hypothèses convenables. La fonction  $X(T_e)$  est tabulée dans la table 4, selon [4]; nous l'avons utilisée aussi pour des valeurs  $T_e < 10^4 \text{ K}$ , grâce à une simple extrapolation linéaire des nombres de cette table.

Table 4  
(d'après [4])

$\log T_e$	$1-X$
4	0.715
4.25	0.695
4.5	0.675
4.75	0.650
5	0.625

(b) *Rayonnement à deux quanta de l'hélium ionisé* ( $\nu' + \nu'' = 3\nu_1$ ). Certains de ces quanta auront une énergie les faisant rentrer dans la zone  $S_2$ , d'autres dans la zone  $S_3$ , d'autres enfin dans la zone  $S_4$ , qui s'échapperont.

En s'inspirant des calculs de [4], on peut écrire:

$$S_2^* (2 \text{ quanta He}^+) = \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_2^3) n_e n_{\text{He}^{++}} \alpha_{\text{He}^+}^{(2)} X(\text{He}^+) \int_{1.8\nu_1}^{3\nu_1} P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) d\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) \quad (25)$$

$$S_3^* (2 \text{ quanta He}^+) = \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_2^3) n_e n_{\text{He}^{++}} \alpha_{\text{He}^+}^{(2)} X(\text{He}^+) \int_{\nu_1}^{1.8\nu_1} P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) d\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)$$

où  $P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)$  est une fonction tabulée dans [4].

Le calcul aboutit aux valeurs suivantes:

$$r_2 = \int_{1.8}^3 P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) d\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) = 0.743; \quad r_3 = \int_1^{1.8} P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) d\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) = 0.683. \quad (26)$$

(c) *Rayonnement continu de Balmer provenant des recombinaisons de He<sup>+</sup>*. Les photons de cette nature ( $\nu > \nu_1$ ) sont utilisés dans les zones spectrales  $S_1, S_2, S_3, \dots$ , mais pas  $S_4$ .

Leur nombre total est:

$$\begin{aligned} S_1^* (\text{Bac He}^+) + S_2^* (\text{Bac He}^+) + S_3^* (\text{Bac He}^+) &= \\ &= n_e n_{\text{He}^{++}} \alpha_{\text{He}^+}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_2^3). \end{aligned} \quad (27)$$

La fraction utilisée dans  $S_1$  a déjà été calculée, — et introduite dans l'équation (9); c'est précisément  $S_1^* + S_1$ .

Les deux autres fractions sont bien faciles à calculer, compte tenu de la distribution des photons stellaires incidents; on a:

$$p_2' = \frac{S_2^*}{S_1^* + S_2^* + S_3^*} = \frac{\int_{4.8\nu_1}^{7\nu_1} N(\nu) d(\nu)}{\int_{4\nu_1}^{\infty} N(\nu) d(\nu)}; \quad (28)$$

$$p_3' = \frac{S_3^*}{S_1^* + S_2^* + S_3^*} = \frac{\int_{4\nu_1}^{4.8\nu_1} N(\nu) d(\nu)}{\int_{4\nu_1}^{\infty} N(\nu) d(\nu)}. \quad (29)$$

Les fractions  $p_2$ ,  $p_3$ , fonctions de  $T_*$ , sont tabulées dans le tableau 2 ci-dessus.

(d) *Rayonnements secondaires issus de la recombinaison  $He^+ + e \rightarrow He^0$* . Ces rayonnements qui, dans la configuration (A), proviennent de la région  $R_2$ , contribuent seulement à la zone spectrale  $S_3$ , s'ils ne s'échappent pas, sauf évidemment la partie déjà calculée et notée  $S_2$ , utilisée dans la zone  $S_2$  elle-même,

On peut séparément évaluer:

$$S_3(\text{Bac } He^0) + S_4(\text{Bac } He^c) = n_e n_{He^+} \alpha_{He^0}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3), \quad (30)$$

la fraction  $p_3 = S_3 / (S_3 + S_4)$  étant égale à:

$$p_3 = \frac{\int_{2.55\nu_1}^{3.25\nu_1} N(\nu) d\nu}{\int_{1.8\nu_1}^{4\nu_1} N(\nu) d\nu}. \quad (31)$$

On peut aussi évaluer:

$S_3$  (Ly  $\alpha$   $He^0$ ) et  $S_3$  (2 quanta  $He^0$ ); mais comme nous ne disposons pas, pour  $He^0$ , de table de la fonction  $X(He^0)$  analogue à la fonction  $X(He^+)$  tabulée ci-dessus dans la table 4, nous pourrions adopter pour l'ensemble des processus ci-dessus une valeur moyenne, estimée dans [4].

Selon Hummer et Seaton, 65% des recombinaisons de l'hélium ionisé sur les niveaux  $n \geq 2$  de  $He^0$  produisent des quanta susceptibles d'ioniser H.

Nous écrivons donc:

$$S_3(\text{recomb. } He^+) = 0.65 \times n_e n_{He^+} \alpha_{He^0}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3). \quad (32)$$

Notons cependant que ceci n'est pas entièrement correct; en effet, d'une part cette fraction dépend de  $T_*$  (ne serait-ce que par  $p''$ ); d'autre part, cette valeur contient aussi les photons  $S_2$  d'énergie supérieure à  $1.8 h\nu_1$  que notre expression (29) élimine dûment. C'est pourquoi nous avons préféré, pour les fonctions  $S_3$  (Ly  $\alpha$   $He^0$ ) et  $S_3$  (2 quanta  $He^0$ ) nous inspirer directement du calcul correspondant à  $S_2$ . Nous utilisons une fonction  $P'(\nu/\nu_2)$  analogue à  $P(\nu/\nu_1)$  et calculée comme suit:

$$P' \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right) \cong P \left( \frac{1.8}{3} \frac{\nu}{\nu_1} \right). \quad (33)$$

L'intégrale utile a alors les valeurs suivantes:

$$r'_3 = \int_1^{1.8} P' \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right) d \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right) = 0.52, \quad (34)$$

De plus nous utilisons la fonction  $X'$  ( $\text{He}^0$ ) en la supposant identique à la fonction  $X$  ( $\text{He}^-$ ), et en utilisant par suite la table 4.

(e) *Rayonnement continu de Balmer de l'hydrogène, émis par recombinaison dans la région  $R_1$ .* Toujours dans l'hypothèse que nous trouvons dans la configuration A, l'hydrogène, dans la région  $R_3$ , ne reçoit que du rayonnement  $\nu < 1.8 \nu_1$ , et le nombre de photon  $S_3$  y est très faible.

Mais, au sein de la région  $R_1$ , une fraction  $q_{11}$  de l'hydrogène contribue à l'absorption des photons  $S_i$ , et cette fraction se recombine en donnant des photons: (i)  $\nu > 4\nu_1$ : ils sont réabsorbés sur place et doivent s'ajouter aux photons  $S_1$ ; (ii)  $4\nu_1 > \nu > 1.8 \nu_1$ ; ces photons s'ajoutent aux photons  $S_2$  susceptibles d'ioniser H et He; (iii)  $1.8 \nu_1 > \nu > \nu_1$ : ces photons s'ajoutent aux photons  $S_3$  susceptibles d'ioniser H. Au total, on peut écrire, après quelques simplifications évidentes:

$$S_1^*(\text{Bac H}, R_1) = q_{11} n_e n_p \alpha_H^{(2)} \frac{\int_{4.75\nu_1}^{\infty} N(\nu) d\nu}{\int_{4\nu_1}^{\infty} N(\nu) d\nu}, \quad (35)$$

$$S_2^*(\text{Bac H}, R_1) = q_{11} n_e n_p \alpha_H^{(2)} \frac{\int_{4\nu_1}^{4.75\nu_1} N(\nu) d\nu}{\int_{4\nu_1}^{\infty} N(\nu) d\nu} +$$

$$+ q_{11} n_e n_p \alpha_H^{(2)} \frac{\int_{4\nu_1}^{4\nu_1} N(\nu) d\nu}{\int_{1.8\nu_1}^{\infty} N(\nu) d\nu}, \quad (36)$$

$$\begin{aligned}
 S_3^*(\text{Bac H}, R_1) = & q_{21} n_e n_p \alpha_{\text{H}}^{(2)} \frac{\int_{1.8v_1}^{2.55v_1} N(v) dv}{4v_1} + \\
 & + q_{31} n_e n_p \alpha_{\text{H}}^{(2)} \frac{\int_{1.8v_1}^{1.8v_1} N(v) dv}{1.8v_1} + \\
 & + \int_{v_1} N(v) dv .
 \end{aligned} \tag{37}$$

Les fractions successives des expressions ci-dessus seront désignées respectivement par:

$$p_{11}, p_{21}, p_{22}, p_{32}, p_{33}$$

et sont tabulées dans la table 2.

V. *Discussion des hypothèses faites; limitation de la solution.* Les équations de base (9), (11) et (13), dont nous avons calculé les principaux termes, fournissent le nombre total des ionisations de chacun des trois atomes ou ions  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^0$ , et  $\text{H}^0$ . Mais elles ne permettent pas, comme par exemple [4], de traiter en *détail* l'évolution de l'ionisation dans l'ensemble de la région circumstellaire. Elles négligent *l'étendue* des régions de transition; or celles-ci sont d'autant plus étendues que la température est élevée. Négliger cet effet, dans le cas que nous traitons, est donc assez gênant.

Cette limitation fondamentale, toutefois, ne devrait pas affecter l'application de nos résultats à la modification réaliste de la figure 1 et à l'étude des objets susceptibles de propulser l'hélium dans l'espace par l'effet de la pression de radiation.

Il n'en reste pas moins qu'un travail important reste à faire, celui qui combinerait un traitement détaillé de l'équilibre d'ionisation, du transfert de rayonnement, des effets dynamiques, dans les couches successives du milieu circumstellaire. Nous espérons seulement avoir, dans un but limité, contribué à „débroussailler“ un peu l'ensemble du problème.

À côté de cette hypothèse fondamentale, les autres hypothèses de notre calcul nous semblent bien justifiées: ainsi celle qui nous permet de négliger les photons responsables de trois ionisations du même ion, celles qui supposent que (en ce qui concerne les photons secondaires)

un photon susceptible d'ioniser  $\text{He}^+$  et  $\text{H}^0$ , ionisera seulement  $\text{He}^+$ , celle qui nous autorise à négliger les collisions ionisantes... Un peu plus gênantes sont les approximations du IV. 4d concernant  $P'$  et  $X'$ , et le fait qu'on ait négligé les effets secondaires des recombinaisons sur des niveaux  $n > 2$ .

L'hypothèse concernant le spectre de l'étoile est sans doute plus critiquable. Mais si cette hypothèse est effectivement sujette à caution, nous voyons mal comment les meilleurs modèles existants auraient pu réellement nous aider. En effet, des modèles comme ceux d'Auer et Mihalas [9] sont incontestablement excellents—pour ce qu'ils sont! Mais ils négligent l'influence, sur les couches profondes de la photosphère, du rayonnement renvoyé par la région circumstellaire vers l'étoile, rayonnement intense notamment dans les continus ionisants. De plus, pour les étoiles très chaudes, la diffusion par les électrons libres joue un rôle essentiel, et l'approximation du spectre par une distribution de corps noir est bonne.

Dans la seconde partie de cet article, actuellement en préparation, nous nous proposons essentiellement de résoudre les équations du bilan (9), (11) et (13), dans le cas de la configuration (A), mais aussi, si cela apparaît comme nécessaire, et au prix, évidemment, d'une modification de ces équations, dans le cas des autres configurations B, C, D, suggérées par la figure 1. Nous nous proposons aussi de traiter le cas où le spectre est mieux représenté par un rayonnement synchrotron en  $\nu^-$  que par un corps noir de température  $T_*$ .

*Remerciements.* L'auteur tient à exprimer ses très sincères remerciements à l'Académicien V. A. Ambartsumian, à l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S., à l'Académie des Sciences de la République S. S. d'Arménie, et à l'Observatoire de Byurakan, pour l'accueil chaleureux qu'il a reçu de tous en U. R. S. S. et les excellentes conditions de travail qu'il a rencontrées à Byurakan. Il tient aussi à remercier le Professeur Ambartsumian, le Professeur S. B. Pikel'nér. et le Dr. Suzy Collin-Souffrin pour les nombreuses et fructueuses discussions qu'il a eues avec eux concernant le sujet de cet article.

Collège de France,  
Institut d'Astrophysique de Paris  
du CNRS

РАЗМЕРЫ ЗОН ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА  
ВОКРУГ ИСТОЧНИКОВ СИЛЬНОГО  
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

I. ФИЗИКА ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Ж.-К. ПЕКЕР

Очень упрощенное исследование показывает, что вокруг источников ультрафиолетового излучения (черное тело с температурой  $T$ ) располагаются в следующей последовательности области: He III, He II, H II и H I, если  $T$  не очень высока. При более высоких температурах, наоборот, гелий может быть ионизован, в то время как водород уже является нейтральным. Далее даются основы полного исследования проблемы; рассматриваются отдельно эффекты фотонов трех спектральных областей:  $\lambda < 228 \text{ \AA}$ ;  $228 \text{ \AA} < \lambda < 504 \text{ \AA}$ ;  $504 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$ ; приняты во внимание вторичные фотоны и составлены таблицы, позволяющие вычисления.

DIMENSIONS OF THE ZONES OF IONIZED GAS AROUND  
THE SOURCES OF STRONG ULTRAVIOLET RADIATION.

I. PHYSICS OF THE PROBLEM AND PRINCIPLES  
OF CALCULATIONS

J.-C. PECKER

A very simplified study shows that, around a source of UV radiation (black body at temperature  $T$ ), succeed to each other, in this order, regions He III, He II, H II and H I, provided  $T$  is not too high. At higher temperatures, on the contrary, helium can be ionized whenever hydrogen is already neutral. The bases for a complete study of the problem are then given; one treats separately the effects of the photons of the three spectral regions  $\lambda < 228 \text{ \AA}$ ;  $228 < \lambda < 504 \text{ \AA}$ ;  $504 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$ ; the secondary photons are taken into consideration and tables allowing the computations are constructed.

B I B L I O G R A P H I E

1. B. Strömberg, Ap. J., 89, 22, 1939.
2. J.-C. Pecker, Astron. Astrophys., 18, 253, 1972.
3. S. B. Pikel'ner, Astron. Zh., 10, 183, 1953.
4. D. G. Hummer, M. J. Seaton, M. N., 127, 217, 1963.
5. S. R. Pottasch, Ap. J., 132, 269, 1960.
6. J. T. Jefferies, S. R. Pottasch, Ann. Astrophys., 22, 318, 1959.
7. C. W. Allen, Astrophys. Quantit., 2nd edition, The Athlone Press, London, 1963.
8. C. B. Tarter, W. H. Tucker, E. E. Salpeter, Ap. J., 156, 943, 1969; W. H. Tucker, R. Gould, Ap. J., 144, 244, 1966; M. J. Seaton, Planet. Space Sci., 12, 55, 1964.
9. L. H. Auer, D. Mihalas, Ap. J. Suppl., 24, 193, 1972.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А. Г. ДОРОШКЕВИЧ, С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 11 июля 1973

На основе одномерных численных расчетов рассматривается процесс возникновения и эволюции дискообразных сгущений вещества, возникающих на нелинейной стадии роста адиабатических возмущений. Исследуется влияние начального спектра возмущений, параметров космологической фридмановской модели, а также момента образования диска на параметры сжатого газа и на излучение энергии диском. Показано, что возникающая ударная волна не отрывается от диска и через нее проходит лишь сравнительно небольшая доля вещества. Не нагретое в ударной волне вещество остается холодным ( $T \sim 10^4\text{K}$ ) и ионизуется ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением сгущений-дисков. Показано, что расширение в плоскости диска существенно понижает плотность, температуру и, следовательно, излучение дисков, особенно в коротковолновом диапазоне. Таким образом, вывод о противоречии адиабатической теории образования галактик и наблюдений в мягком рентгеновском диапазоне, сделанный в [5], не подтверждается более точными расчетами.

Согласно нелинейной теории гравитационной неустойчивости [1] развитие малых возмущений плотности и скорости неизбежно приводит к возникновению плотных газовых сгущений-дисков, сжатых и разогретых до высоких температур в ударных волнах. Сгущения возникают в виде тонкого слоя плотного газа, но затем быстро распадаются на отдельные объекты — протогалактики [2, 3] и сферизуются. Часть сжатого вещества входит в состав протогалактик, часть рассеивается в окружающем пространстве, часть остается связанной с протогалактиками в скоплении галактик. Таким образом, сгущения-диски надо рассматривать как зарождающиеся скопления галактик.

Изучение процесса возникновения и эволюции сгущений-дисков было начато в [1—4]. Полученные в этих работах приближенные формулы дают представление о сущности процесса возникновения отдельного сгущения-диска, позволяют грубо оценить параметры вошедшего в сгущение газа и наметить возможные пути дальнейшей эволюции сгущения. Однако для изучения поздних стадий процесса возникновения сгущения, взаимодействия сгущений с окружающим межгалактическим газом и наблюдаемых проявлений сгущений-дисков сделанных в этих работах оценок абсолютно недостаточно.

Влияние начального спектра возмущения, хаббловского расширения, процесса сферизации сгущения и др. оказывается определяющим для многих вопросов теории происхождения галактик, и, в частности, излучение энергии сгущениями сильнее всего зависит от этих факторов. В работе [5] на основе оценок, сделанных в [1, 2, 4], обсуждается вопрос о взаимодействии сгущений с межгалактическим газом и сделан вывод о противоречии картины сгущений-дисков и наблюдений в мягком рентгене [6—10]. Этот вывод основан на недопустимой экстраполяции оценок [1, 2, 4], сделанных для центральных областей сгущения, на всё сгущение в целом и, как это показано ниже, не подтверждается проведенными более детальными расчетами.

В настоящей работе изложены некоторые результаты численных расчетов простейшей одномерной модели сгущений-дисков и основанные на этих результатах аналитические оценки. Основное внимание уделяется следующим вопросам:

- 1) движение фронта ударной волны и свойства сжатого газа на периферии сгущения;
- 2) влияние средней плотности Метагалактики, величины постоянной Хаббла и момента возникновения сгущений на параметры сжатого газа;
- 3) зависимость свойств сгущений от начального спектра возмущений;
- 4) процессы остывания газа и излучение сгущений.

Одномерная модель является далеко идущей идеализацией реальной картины, но все же изучение такой модели позволяет продвинуться в понимании многих важных вопросов. Вплоть до сферизации сгущения одномерные расчеты позволяют хорошо описать движение фронта ударной волны, движение фронта остывания, дают представление о зависимости от времени плотности и температуры газа в сжатом диске, об излучении диска и других величинах. Подробнее этот вопрос обсуждается ниже.

Вопросы сферизации и распада сгущения на отдельные объекты — протогалактики не могут быть решены в рамках проводившихся ра-

счетов. Вопросы взаимодействия сгущений с окружающим газом и между собой требуют дальнейших расчетов и будут рассмотрены в отдельной работе.

*Возникновение и эволюция сгущений-дисков.* Как известно, в приближенной нелинейной теории гравитационной неустойчивости [1] задача об одномерных возмущениях на фоне изотропного решения используется в качестве нулевого приближения. Эта задача правильно описывает сущность происходящих процессов и обеспечивает хорошую точность при описании начальной стадии наиболее рано возникающих сгущений [11].

В нелинейной теории гравитационной неустойчивости движение вещества описывается приближенной формулой

$$x_i = a(t)/a(t_r) q_i - b(t) s_i(q), \quad (1)$$

где  $a(t)$  — масштабный множитель, описывающий фридмановское расширение,  $b(t)$  — известная функция времени, описывающая развитие возмущений,  $q_i$  — лагранжевы координаты частицы, совпадающие с невозмущенными координатами частицы в момент  $t = t_r$ ,  $s_i(q)$  — потенциальный вектор смещения частицы из невозмущенного положения. В рассматриваемой одномерной задаче принято

$$s_1 = R_c \Phi(\tau_i); \quad s_2 = s_3 = 0, \quad (2)$$

где  $\tau_i = q_i/R_c$ ,  $R_c$  — характерный размер задачи, определяемый затуханием возмущений в ходе рекомбинации [12, 13]

$$R_c = 6.3 (\Omega h^2)^{-1/2} (1+z)^{-1} \cdot 10^{24} \text{ см}, \quad (3)$$

$\Omega = \bar{\rho}_0/\rho_{cr}$  — безразмерная плотность сегодня,  $\rho_{cr}$  — критическое значение плотности сегодня,  $h$  — постоянная Хаббла в единицах 100 км/сек/мпс,  $z_c$  — красное смещение в момент возникновения диска-сгущения. Выбранное значение  $R_c$  соответствует массе

$$M_c = 4\pi/3 \bar{\rho} R_c^3 = 10^{13} (\Omega h^2)^{-1/2} M_\odot. \quad (4)$$

Вид функции  $\Phi(\tau_i)$  определяется заданием спектра возмущений плотности  $\varphi(k)$ , связанного с корреляционной функцией  $g(\vec{q})$  возмущений плотности  $f = \delta\rho/\rho$  в момент  $t = t_r$  соотношением

$$g(\vec{q}) = \overline{f(\vec{q}^*) f(\vec{q}^* + \vec{q})} = (2\pi)^{-3/2} \int \varphi(k) e^{i\vec{k}\vec{q}} d^3k. \quad (5)$$

В наших расчетах выбиралось  $\varphi(k) = \varphi_0 k^{n-2} e^{-kR_c}$  для значений  $n = 0, 1, 2$ . Как уже неоднократно отмечалось [3, 14, 17], наиболее вероятным в моделях Фридмана является значение  $n = 1$ . Соответствующий случай и был рассмотрен наиболее подробно. Вид функции  $\Phi(\eta)$ , нормированной условием  $\Phi(\eta) \approx \eta$  при  $\eta \ll 1$  для  $n = 0, 1, 2$  приведен на рис. 1. В общей задаче смещение является случайной функцией координат. Выбранный нами вид зависимости  $\Phi(\eta)$  соответствует среднему значению смещения при условии, что в точке  $\eta = 0$  величина  $\lambda_{11} = \partial s_1 / \partial q_1$  имеет максимум. Это условие совпадает с требованием возникновения сгущения с центром в точке  $\eta = 0$ . Условная дисперсия величины  $\Phi(\eta)$ , естественно, мала в окрестности точки  $\eta = 0$  и вблизи точки  $\eta = 0$  выбранный вид функции  $\Phi(\eta)$  с хорошей точностью описывает реальное смещение частиц. Область применимости выбранной зависимости  $\Phi(\eta)$  зависит от величины  $\lambda_{11}$  в точке  $\eta = 0$ , или, что то же самое, от момента ( $t_c$  или  $z_c$ ) возникновения сгущения. Чем больше величина  $\lambda_{11}$  при  $\eta = 0$  (или чем больше  $z_c$ ), тем на больших расстояниях применимо выбранное приближение.

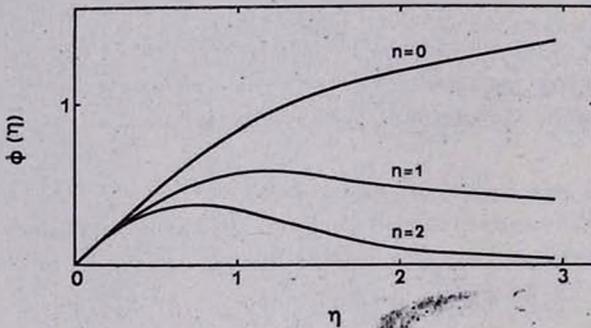


Рис. 1. Функция  $\Phi(\eta)$ , описывающая среднее смещение при условии, что в центре диска наибольшее главное значение тензора деформации максимально при различных показателях спектра возмущений плотности;  $\Phi(\eta)$  — нечетна:  $\Phi(\eta) = -\Phi(-\eta)$ .

Численные расчеты показали, что внутри сгущения сжатое ударной волной вещество практически не движется в направлении оси  $x_1$ . В этом направлении гравитация уравнивается давлением и распределение давления в веществе быстро подстраивается под изменение давления на фронте ударной волны. Отрыва ударной волны, обсуждавшегося в [2, 4], не происходит, и в принятом одномерном приближении сжатое вещество расположено в узком слое около плоскости  $x = 0$ . Характеристикой толщины слоя может служить отношение

средней плотности в слое  $\bar{\rho}^*$  к средней плотности Метагалактики  $\bar{\rho}$  в тот же момент времени. Это отношение  $F = \bar{\rho}^*/\bar{\rho}$  изменяется в ходе эволюции сгущения-диска, но в области применимости одномерной модели всегда  $F \gtrsim 10$ . Оценки показывают, что распад на объекты-протогалактики и сферизация сгущения-диска происходят в течение времени  $\Delta t \sim (3 - 5) t_c$  ( $t_c$  — космологическое время возникновения сгущения). Поэтому и одномерное приближение для эволюции сгущения справедливо, видимо, лишь в течение этого времени.

Указанные особенности позволяют усовершенствовать приведенные в [1, 2, 4] приближенные формулы для аналитического описания процесса формирования сгущения и параметров газа в сгущении. Как и в [1, 2], пренебрежем толщиной сжатого диска и примем, что ударная волна расположена при  $x = 0$ , однако учтем хаббловское расширение в плоскости диска и медленное расширение по оси  $x$ , связанное с уменьшением давления на фронте ударной волны. Остывание сжатого вещества временно не рассматриваем. Кроме того, ограничимся простейшим законом  $b(t) = a^2(t)/(a(t_c) a(t_c))$ , где  $t_c$  — момент возникновения диска. Этот закон справедлив при  $\Omega z \gg 1$  или при  $\Omega = 1$  для любых  $z$ . Переход к случаю  $\Omega z \lesssim 1$  лишь усложняет вид функции  $b(t)$ , и влияние  $\Omega < 1$  можно оценить по приведенным ниже результатам расчетов.

При сделанных упрощающих предположениях для определения лагранжевой координаты фронта волны получаем условие:

$$x_{sh} := R_c a(t)/a(t_c) [\gamma_{sh} - a(t)/a(t_c) \Phi(\gamma_{sh})], \quad (6)$$

$$a(t_c)/a(t) = (1+z)/(1+z_c) = \Phi(\gamma_{sh})/\gamma_{sh} = 0.$$

Таким образом, в этом случае движение фронта ударной волны по веществу полностью определяется смещением  $\Phi(\gamma)$ . Для скорости, плотности и давления в момент пересечения частицей фронта ударной волны получаем, соответственно:

$$u_{sh} = -u_c \sqrt{\gamma_{sh} \Phi(\gamma_{sh})}, \quad (7)$$

$$\rho_{sh} = 4\rho_c \Phi^3(\gamma_{sh}) \cdot \gamma_{sh}^{-3\psi}(\gamma_{sh}), \quad (8)$$

$$p_{sh} = 4/3 \rho_{sh} u_{sh}^2 = p_c \Phi^4(\gamma_{sh}) \gamma_{sh}^{-2\psi}(\gamma_{sh}), \quad (9)$$

где  $u_c = 2R_c/3t_c = 2.1 \cdot 10^7 \sqrt{1+z_c}$  см/сек;  $p_c = 4\rho_c u_c^2/3 = 1.2 \cdot 10^{-14} \Omega h^2 (1+z_c)^4$  бар;  $\rho_c = 2 \cdot 10^{-29} \Omega h^3 (1+z_c)^3$  г/см<sup>3</sup>;  $\psi(\gamma) = [1 - d \ln \Phi / d \ln \gamma]^{-1}$ .

Внутри диска вещество эволюционирует адиабатически, и для распределения давления, плотности и температуры получаем ( $\eta \ll \eta_{sh}$ ):

$$\begin{aligned} p &= 2\pi G \rho_c^2 R_c^2 (1+z)^4 (1+z_c)^{-4} (\gamma_{sh}^2 - \gamma_i^2) + p_{sh} = \\ &= p_c (1+z)^4 (1+z_c)^{-4} \Psi(\gamma_i, \gamma_{sh}); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\rho = 4\rho_c (1+z)^{12.5} (1+z_c)^{-12.5} \Phi^{3.5}(\gamma_i) \gamma_i^{-9/5} \Psi^{2.5}(\gamma_i) \Psi^{3/5}(\gamma_i, \gamma_{sh}); \quad (11)$$

$$T_\theta = T_c (1+z_c)^{-8/5} (1+z)^{8/5} \Phi^{-3/5}(\gamma_i) \gamma_i^{9/5} \Psi^{-2/5}(\gamma_i) \Psi^{2/5}(\gamma_i, \gamma_{sh}); \quad (12)$$

где  $\Psi(\gamma_i, \gamma_{sh}) = \gamma_{sh}^2 [\psi(\gamma_{sh}) + 9/16 (1 - \gamma_i^2/\gamma_{sh}^2)]$ ,  $T_c = 1.8 \mu^* (1+z_c)$ ,  $\mu^*$  — молекулярный вес,  $T_\theta$  — температура в миллионах градусов. Формулы (6)—(12) при  $z \approx z_c$ ,  $\gamma_i \ll 1$ ,  $\gamma_{sh} \ll 1$  переходят в приближенные формулы, использованные в [1—4].

Изложенные соображения и результаты (6)—(12) близки к методам, развитым в [1, 2]. Существенно новым, однако, является вывод о применимости формул (6)—(12) на протяжении всей эволюции диска от зарождения до поздних стадий с сохранением хорошей точности описания. Этот вывод основан на результатах численных расчетов процесса формирования и эволюции диска-сгущения.

Формулы (10)—(12) показывают, что важнейшим фактором в эволюции сжатого вещества является хаббловское расширение в плоскости диска, приводящее к быстрому падению давления, плотности и температуры газа в диске. Этот процесс характерен именно для одномерной задачи, и поэтому формулы (6)—(12) перестают соответствовать реальности, начиная с некоторой стадии эволюции диска. Как уже отмечалось, хаотические движения, отсутствующие в одномерной задаче, приводят к сферизации сгущения за время  $\Delta t \sim (3+5)t_c$ . В процессе сферизации сжатое вещество диска приходит в равновесие, и расширение диска прекращается. Часть вещества сгущения, по-видимому, оказывается гравитационно связанной, а часть сбрасывается в ходе сферизации, так как начальная плоская форма диска далека от равновесной. Пока можно пренебрегать эффектами сферизации, одномерное приближение верно описывает многие характерные особенности эволюции сгущения-диска. Действительно, из-за малой толщины сгущения давление, главным образом, определяется давлением на фронте ударной волны (гравитационное давление становится существенным лишь в центральных областях диска и на сравнительно поздних этапах эволюции). В пренебрежении остыванием энтропия вещества в каждой частице постоянна и равна энтропии, приобретенной в ударном сжатии. Формулы (10)—(12) как раз и описы-

вают адиабатическое расширение сжатого газа. При учете конечной толщины сжатого газа численные значения всех величин меняются незначительно. Неточность в численных оценках связана, главным образом, с предположением о строго хаббловском расширении в плоскости диска и строго плоской форме сгущения. Эти предположения являются следствием одномерности задачи и определяют сравнительно невысокую точность численных оценок.

Интересно отметить, что в области  $\eta \gg 1$  плотность перед фронтом ударной волны не сильно (в 2–5 раз) отличается от средней плотности Метагалактики. Это показывает, что учет нелинейных членов в уравнениях гидродинамики менее важен, чем при анализе эволюции центральных частей сгущения, и ошибки, связанные с приближенным характером нелинейной теории гравитационной неустойчивости, соответственно, меньше, чем в центральной части. Напротив, эффекты флуктуаций плотности и температуры, особенно сильные именно на периферии сгущений, могут привести к некоторым отклонениям от рассчитанных результатов.

На рис. 2–4 показаны движение фронта ударной волны и характерные профили давления и температуры в диске. Отметим некоторые важнейшие особенности результатов.

1) Фронт ударной волны очень медленно движется по лагранжевой координате. За время применимости одномерного расчета  $\Delta t \approx 3t_c$  ударная волна проходит лишь расстояние  $\eta \approx (1 + 2)$  в зависимости от момента возникновения диска.

2) Расстояние, проходимое ударной волной за  $\Delta t \approx 3t_c$ , довольно слабо зависит как от момента возникновения диска, так и от средней плотности Метагалактики и значения постоянной Хаббла (см. рис. 2).

3) Профили давления, плотности и температуры хорошо согласуются с формулами (10)–(12). Для  $\Omega < 1$  лишь на стадии  $\Omega_x < 1$  наступает заметное отличие от этих формул, связанное с изменением вида функции  $b(t)$ .

4) Влияние профиля начального смещения  $\Phi(\eta)$  также хорошо описывается формулами (6)–(12). Необходимо отметить очень сильную зависимость движения ударной волны, температуры сжатого газа и других параметров от выбора начального профиля смещения. Вид начального спектра сильно влияет и на массу протоскопления-диска. На рис. 2, 5 показано движение фронта ударной волны и эволюция максимального значения температуры в сжатом газе\* при различных значениях показателя степени  $n$  в спектре (5).

\* Отметим, что именно максимальная температура внутри диска определяет излучение в коротковолновом участке спектра.

Еще раз подчеркнем, что ввиду сложного характера сделанных предположений, трудно оценить точность предлагаемых формул. Сферизация дисков, возмущения движения в плоскости диска, флуктуации плотности и температуры на периферии дисков — вот главные факторы, влияющие на величину рассматриваемых эффектов. Вместе с тем, эти факторы, конечно, не могут повлиять на отмеченные выше качественные особенности эволюции сгущений.

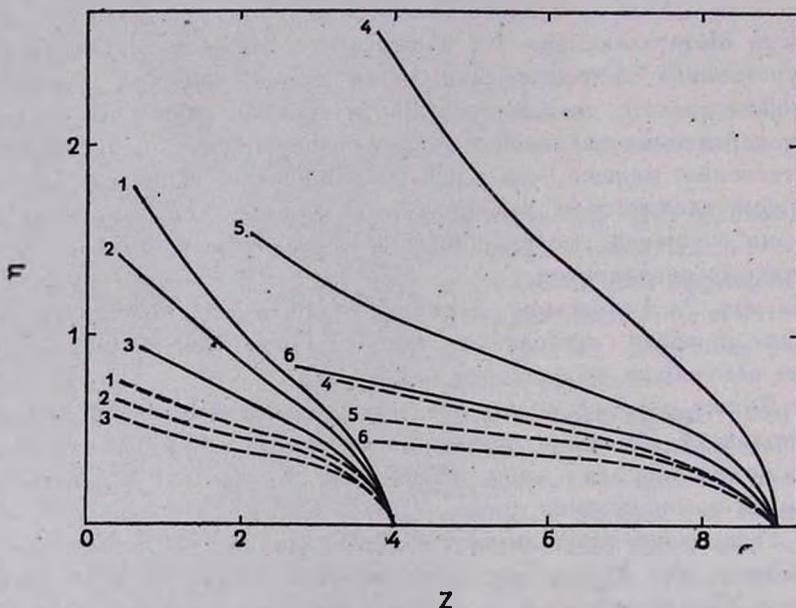


Рис. 2. Сплошными кривыми показана зависимость  $\eta_{\text{эл}}$  от  $z$  при различных параметрах  $l$ ,  $\Omega$  и  $z_c$ . Пунктирными кривыми показано движение фронта остывания. Кривые, отмеченные цифрами 1, 2 и 3, иллюстрируют влияние  $\Omega$  на движение фронта волны и фронта остывания. В этих вариантах вид спектра возмущений одинаков,  $l=1$ ;  $\Omega$  для кривых 1, 2 и 3 равно 1, 0.3 и 0.1, соответственно. Кривые 4, 5 и 6 показывают влияние вида спектра возмущений плотности. При одинаковом значении  $\Omega=0.3$  показатель спектра принимал значения 0, 1 и 2, соответственно.

*Остывание газа и излучение энергии диском.* Как с точки зрения эволюции отдельного сгущения-диска, так и для проблемы взаимодействия диска с окружающим газом важную роль играют процессы излучения энергии диском и связанное с этим остывание газа. Качественно остывание рассматривалось в [2—4] на основе приближенной теории. В [5] на основе тех же грубых оценок температуры и плотности [2, 4] сделан ошибочный вывод о чрезмерно сильном излучении сгущений-дисков в мягком рентгене. Проведенные расчеты

позволяют существенно уточнить картину остывания газа и излучения энергии сгущениями.

Приведенные выше приближенные формулы (6)–(12) позволяют, в принципе, аналитически рассчитать профили температуры и плотности, возникающие при учете остывания газа в диске. При этом давление нельзя считать постоянным, как это предполагалось в [2–4], а следует учитывать изменение давления с расширением в соответствии с (10). Реально такой расчет весьма сложен. Однако проведенные численные расчеты позволяют получить представление об основных закономерностях процессов остывания и излучения энергии диском.

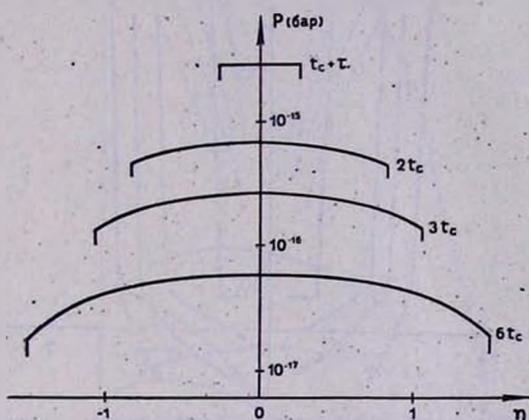


Рис. 3. Зависимость давления от лагранжевой координаты  $\eta$  внутри диска для различных моментов времени. Время, отсчитываемое от космологической особенности, указано рядом с кривыми ( $t_c$  — время возникновения диска-сгущения). Давление перед фронтом ударной волны равно нулю. Кривые приведены для варианта с параметрами  $\mu=1$ ;  $h=0.5$ ;  $\Omega=0.3$ ;  $z_c=4$ .

Зависимость успевающей остыть массы от красного смещения изображена на рис. 2. На протяжении всего интересующего нас периода  $\Delta t \lesssim 3t_c$  можно полагать, что до температуры  $T_e \sim 10^{-2}$  остывает около половины вещества, сжатого ударной волной. Профили температуры (рис. 4), построенные с учетом остывания газа, показывают, что граница остывания газа находится при температуре не более чем  $T_e = 1$ . Поэтому главную роль в остывании газа играет рекомбинационное излучение, определяющее потери энергии при температурах  $T_e \lesssim 1$  в гелиево-водородной плазме. На рис. 4 видно, что при более высоких температурах,  $T_e > 1$ , кривые, полученные с учетом остывания, близки к адиабатическим профилям температуры. Это показывает, что тормозное излучение играет сравнительно малую

роль в остывании вещества дисков. Необходимо отметить также, что при красных смещениях  $z \approx 12 - 15$  исключительно важную роль играет остывание на обратном комптон-эффекте на реликтовом излучении, резко уменьшающее температуру и излучение дисков.

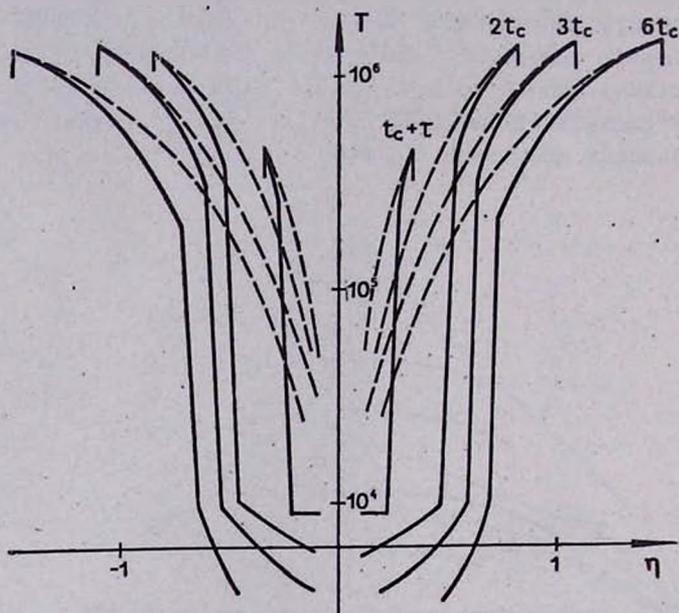


Рис. 4. Сплошными кривыми показана зависимость температуры от лагранжовой координаты  $\eta$  внутри диска-сгущения в различные моменты времени. Пунктирные кривые дают распределение температуры в пренебрежении остыванием. Температура перед фронтом равна нулю. Параметры варианта совпадают с приведенными на рис. 3.

Рассмотренная в [3] турбулизация движений в диске препятствует возрастанию средней плотности вещества диска при остывании, но, видимо, не может предотвратить локального возрастания плотности и поэтому не влияет на процесс остывания вещества. Сферизация диска при  $\Delta t \approx 3t_c$  приведет к замедлению остывания и, по-видимому, может увеличить излучение диска-протоскопления, что связано с дополнительным выделением гравитационной энергии. Флуктуации температуры и плотности, а также учет возмущения движения в плоскости диска также влияют на излучение сгущений и могут в несколько раз увеличить излучение, особенно в высокочастотной области спектра.

Излучение энергии диском, играющее важную роль во взаимодействии диска с окружающей межгалактической средой и в возможных наблюдательных проявлениях диска, рассчитывалось по профилям

температуры и плотности, полученным с учетом остывания в предположении стационарной степени ионизации электронным ударом. Учитывалось тормозное и рекомбинационное излучение H II и He III: Излучением в линиях пренебрегали, так как 1) область температур, в которой существенно излучение в линиях, охватывает малую массу и 2) фотоионизация газа собственным излучением, не учитывающаяся в расчетах, должна повышать степень ионизации и добавочно уменьшать роль излучения в линиях.

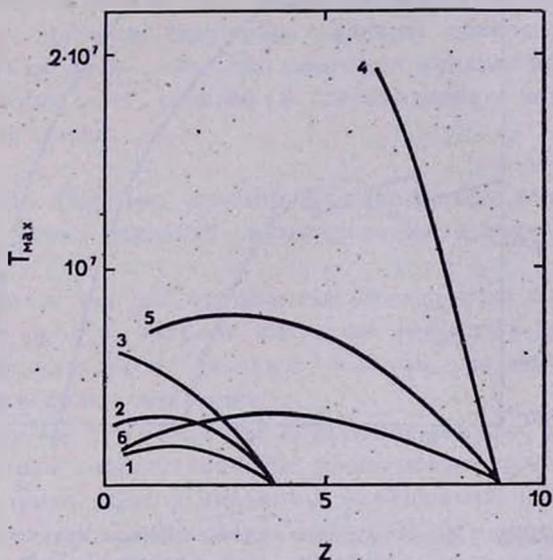


Рис. 5. Кривые, отмеченные цифрами 1, 2 и 3, иллюстрируют влияние  $\Omega$  на величину максимальной температуры в диске. В этих вариантах вид спектра возмущений одинаков,  $n=1$ , а  $\Omega$  равно 0.1; 0.3 и 1, соответственно. Кривые 4, 5 и 6 показывают влияние вида спектра возмущений. При одинаковом значении  $\Omega=0.3$  показатель спектра принимал значения 0; 1 и 2, соответственно.

Характерный вид спектров излучения диска для различных показателей спектра начальных возмущений  $n$  изображен на рис. 6. Видно, что главную роль играет рекомбинационное излучение гелия. В высокочастотной области излучение диска определяется наиболее горячим газом, т. е. периферией диска, непосредственно прилегающей к ударной волне. В этой области наиболее заметно влияние адиабатического расширения, приводящего к уменьшению и температуры, и плотности, а значит и к резкому падению излучения в высокочастотной области спектра с течением времени.

По результатам расчетов для спектра возмущений плотности, соответствующего значению  $n = 1$ , была составлена аппроксимацион-

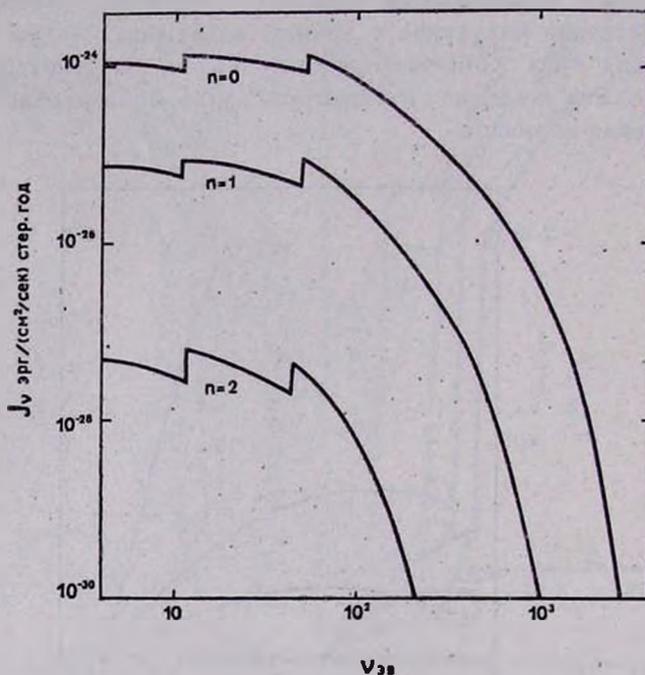


Рис. 6. Показана высокочастотная часть спектра излучения диска сгущения для вариантов с различными спектрами начальных возмущений.

ная формула для излучения гелиево-водородной плазмы с 30% содержанием гелия по весу:

$$J_{\text{H}} = A_{\text{H}} (\Omega h^2)^{3/2} (1+z)^4 e^{-k_{\text{H}} \nu / \nu_L} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \text{ц стер}}; \quad (13)$$

$$J_{\text{He}} = A_{\text{He}} (\Omega h^2)^{3/2} (1+z)^4 \frac{\nu_L}{\nu} e^{-k_{\text{He}} \nu / \nu_L} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \text{ц стер}}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} z &\leq z_c, \quad A_{\text{H}} = 1.5 \cdot 10^{-25}; \quad A_{\text{He}} = 3.7 \cdot 10^{-25}; \\ k_{\text{H}} &= 22.6 z_c^2 (4.6 + z_c)^{-2} (z_c - z)^{-1} (z_c + 3z)^{-1}; \\ k_{\text{He}} &= 10.5 z_c^2 (4.6 + z_c)^{-2} (z_c - z)^{-1} (z_c + 2z)^{-1}; \end{aligned}$$

$\nu_L$  — граница лаймановского континуума для водорода.  $J_{\text{H}}$  описывает

излучение водорода при  $\nu > \nu_1$ ,  $J_{\text{H}\alpha}$  — излучение гелия при  $\nu > 4\nu_L$ . В области  $\nu < \nu_L$  излучение описывается (13) с добавлением множителя 0.5. По-видимому, интенсивность излучения в (13)—(14) занижена в несколько раз по сравнению с реальной трехмерной задачей из-за использования в расчетах одномерного приближения, как это обсуждалось выше. Вид спектров и интенсивность излучения очень сильно зависят от выбранного вида спектра возмущений. Особенно сильна зависимость от показателя степени  $l$  в формуле (6) в высокочастотной области. По-видимому, наблюдение в мягком рентгене может дать сильные ограничения на допустимые значения  $l$ .

Необходимо отметить, что формула (13)—(14) показывает лишь зависимость от времени излучения единицы поверхности сгущения. Между тем, объем диска — быстро растущая функция времени, и этот факт также необходимо учитывать, рассматривая вопрос об общем энерговыделении диска.

*Обсуждение.* Коротко суммируем изложенные выше результаты численных расчетов динамики возникновения и эволюции сгущений-дисков:

1) Ударная волна не отрывается от вещества большой плотности. Движение фронта ударной волны по веществу (по лагранжевой координате) определяется, главным образом, заданием начального смещения и происходит медленно.

2) В эволюции сгущения на начальных стадиях ( $\Delta t \lesssim 3t_c$ ) очень важную роль играет адиабатическое расширение сжатого газа в плоскости диска, приводящее к сильному уменьшению и температуры, и плотности газа в диске. Эволюция вещества без учета остывания (в одномерном приближении) допускает простое аналитическое описание (6)—(12).

3) Остывание вещества из-за излучения энергии охватывает примерно половину массы, сжатой ударной волной. На остывание вещества сильно влияет адиабатическое расширение газа.

4) Излучение энергии газом также уменьшается из-за адиабатического расширения, причем особенно сильно в высокочастотной области спектра. Это полностью опровергает выводы [5] о противоречии концепции дисков с наблюдениями внегалактического излучения в мягком рентгене. Получены аппроксимационные формулы, описывающие расчетный спектр излучения дисков при различных значениях  $z$ ,  $z_c$  и  $\Omega h^2$ . Излучение сгущений-дисков очень сильно зависит (особенно в области высоких энергий) от вида спектра возмущений плотности.

5) Полученные результаты справедливы вплоть до сферизации дисков-протоскоплений, т. е. на интервале времени  $\Delta t \sim (3 \div 5) t_c$ . В дальнейшем адиабатическое расширение дисков должно прекратиться, остывание замедлится и излучение энергии диском возрастет по сравнению с приведенными выше формулами. Важную роль могут играть также возмущения движения в плоскости диска и флуктуации температуры и плотности на периферии диска,

6) Медленное движение ударной волны по веществу заставляет пересмотреть развитую в [2] картину взаимодействия сгущений с межгалактическим газом. Важнейшую роль начинает играть взаимодействие излучения дисков с межгалактическим газом, нагрев и ионизация газа, не вошедшего в сгущения, излучением дисков. Этот вопрос, как и вопрос о наблюдательных проявлениях дисков-сгущений, будет рассмотрен в другой работе.

7) Еще раз подчеркнем, что сделанные выше численные оценки не учитывают ряда важных факторов и поэтому могут в дальнейшем изменяться. Однако выявленные в расчете качественные эффекты эволюции дисков-сгущений, несомненно, отражают реальность.

Пользуясь случаем, благодарим Я. Б. Зельдовича, Я. М. Каждана и Г. С. Бисноватого-Когана за полезное обсуждение затронутых выше вопросов и помощь в работе.

### Приложение

Численно на ЭВМ решалась следующая задача. Во фридмановской модели Вселенной зададим малое адиабатическое одномерное возмущение. Возмущение плотности и скорости выбраны так, чтобы выделить растущую моду. Амплитуда возмущений задается условием возникновения особенности в распределении плотности при  $z = z_c$ . При  $z > z_c$  движение всего вещества точно описывается формулой (1), [2, 11]. При  $z < z_c$  формула (1) справедлива лишь для вещества, не сжатого ударной волной. Движение вещества, сжатого и разогретого на фронте ударной волны, описывается системой газодинамических уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) = 0; \quad (15.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\ddot{a}}{a} x_i - 3 \left( \frac{\ddot{a}}{a} x_i - a q_i \right); \quad (15.2)$$

$$p = \rho R T / \mu; \quad (15.3)$$

$$\frac{3}{2} \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{dp}{dt} = - \frac{L}{\rho}; \quad (15.4)$$

где  $\rho$  — плотность вещества,  $u$  — скорость,  $p$  — давление,  $T$  — температура,  $\ddot{a} = d^2a/dt^2$ ,  $x_i$  — эйлеровы координаты частицы,  $q_i$  — лагранжевы координаты частицы,  $R = 8.31 \cdot 10^7$  эрг/град моль — универсальная газовая постоянная,  $\mu$  — молекулярный вес,  $L$  — скорость охлаждения единицы объема.

В уравнении Эйлера (15.2) явно учтен одномерный характер возмущений: движение в плоскости  $x_1x_2$  носит характер однородного расширения, что не создает градиента давления.

В рассматриваемом одномерном случае можно проинтегрировать уравнение Пуассона и найти в явном виде ускорение (2-й и 3-й члены в правой части уравнения (15.2)), возникающее под действием силы тяготения.

Уравнение (15.4) описывает потери энергии на излучение. При расчете скорости охлаждения  $L$  учитывались три процесса: тормозное излучение, излучение при рекомбинациях и излучение в линиях гелиево-водородной плазмы. Предполагалось, что степень ионизации газа совпадает со стационарной степенью ионизации электронным ударом при температуре газа. Фотоионизацией собственным излучением пренебрегали. Влияние комптоновского охлаждения на квантах реликтового излучения в рассматриваемых условиях ( $z < 10$ ) пренебрежимо мало. Поскольку возникающее сгущение прозрачно для излучения, а влияние электронной теплопроводности несущественно, то каждый элемент объема охлаждается независимо от остальных. Процесс охлаждения рассчитан без обратного влияния на движение вещества, но влияние повышения плотности при остывании на излучение энергии учитывалось.

Граничными условиями для системы уравнений (15) служили условия на фронте ударной волны. Как известно, на фронте ударной волны существуют три соотношения, связывающие параметры до и после волны [18, 19], и выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии. Параметры до фронта ударной волны находятся из известного закона движения вещества (1), что позволяет определить и параметры вещества за фронтом. В рассматриваемом случае с большой точностью выполняются (более простые) условия, относящиеся к случаю сильной ударной волны.

Начальные данные можно получить из аналитического расчета начальной стадии формирования сгущения при  $z_c - z \ll z_c$ .

Система уравнений (15) решалась численно на ЭВМ. Алгоритм расчета основан на разностной схеме, предложенной в [20] и позволяющей рассчитывать ударные волны произвольной амплитуды.

Институт прикладной математики  
АН СССР  
Московский физико-технический  
институт

## THE FORMATION AND EVOLUTION OF INHOMOGENEITIES IN NON-LINEAR THEORY OF GRAVITATIONAL INSTABILITY

A. G. DOROSHEVICH, S. F. SHANDARIN

The process of the formation and evolution of disc-like condensations of matter (protoclusters of galaxies) appearing in the non-linear stage of growth of adiabatic perturbations is considered on the basis of numerical one-dimensional calculations. The influence of various parameters (such as: the initial spectrum of perturbations, the parameters of the cosmological model, the time of the origin of the disc) is investigated on the properties and parameters of the contracted gas. The originating shock wave is shown not "tear off" from the disc and a large part of the matter can not be heated in the shock waves. The unheated matter is ionised by ultra-violet and soft x-rays from protoclusters and keeps temperature about 10 at  $x$ . Expansion in the disc plane is shown to lower considerably the density and temperature of contracted gas, resulting in the fall of the emission of the protoclusters particularly in the high frequency band. Thus the conclusion made in [5] about contradictions of the adiabatic theory and the observations in soft x-rays is not confirmed by more accurate calculations.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 319, 1970.
2. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
3. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрон. ж.* (в печати); Препринт № 7, ИПМ АН СССР, 1973.
4. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 49, 1221, 1972.
5. А. Д. Нарич, *Астрон. цирк.*, 732, 5, 1973.
6. S. Hayakawa, et al., *Astrophys. Space. Sci.*, 16, 373, 1971.
7. A. N. Vinner, et al., *Nature*, 223, 1222, 1969.
8. М. С. Лонгейр, Р. А. Сюняев, *УФН*, 105, 41, 1971.

9. *D. Mc. Cammon et al.*, *Ap. J.*, (Lett.), 168, L 33, 1971.
10. *P. Goranstein, W. H. Tucker*, *Ap. J.*, 116, 333, 1927.
11. *А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин*, *Астрофизика*, 9, 181, 1973.
12. *Г. В. Чибисов*, *Астрон. ж.*, 49, 74, 1972.
13. *P. J. E. Peebles, I. T. Yu*, *Ap. J.*, 162, 815, 1970.
14. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Доклад на 5-ой Международной конференции по ОТО, Тбилиси, 1968.
15. *А. Г. Дорошкевич*, *Астрофизика*, 6, 581, 1970.
16. *E. R. Harrison*, *Phys. Rev.*, D1, 2726, 1970.
17. *Yu. B. Zeldovich*, *M. N.*, 160, 1, 1972.
18. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Механика сплошных сред*, ГТТИ, 1953.
19. *А. И. Жуков*, *Труды математического ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР*, 58, М., 1953.
20. *С. К. Годунов*, *Математический сборник*, 47, 89, 271, 1959.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

### ПЕРЕНОС МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 16 июля 1973

Пересмотрена 20 сентября 1973

С помощью уравнений магнитной гидродинамики получены уравнения, описывающие изменение угловой скорости вращения вещества оболочки со временем в присутствии поля для случаев сферической и цилиндрической симметрии. На основе найденных аналитических решений для этих уравнений определяется характерное время передачи момента вращения от звезды оболочке.

Полученные результаты применяются к звездам типа Ве.

*Введение.* Вопрос о переносе момента количества движения магнитным полем важен при рассмотрении ряда астрофизических проблем. Магнитное поле способно передавать момент и энергию вращения звезды окружающей ее оболочке. Этот механизм привлекался при исследовании взрыва Сверхновых [1, 2]. При наличии поля также выравнивается дифференциальное вращение внутри звезды [3]. Его присутствие в быстровращающихся звездах, например в звездах типа Ве, может приводить к выбрасыванию из них вещества.

В этих случаях необходимо знать либо характерное время передачи момента количества движения от звезды оболочке, либо время выравнивания дифференциального вращения.

В работе [1] это время вычисляется при заданном магнитном поле. В настоящей работе этот процесс рассматривается с помощью полной системы уравнений магнитной гидродинамики для случаев сферической и плоской дискообразной оболочек, окружающих звезду. Задача формулируется таким образом, что систему удастся свести к одному уравнению, которое описывает изменение угловой скорости вращения в оболочке. Найдено аналитическое решение полученного уравнения. Из этого решения определяется характерное время передачи момента количества движения от звезды оболочке.

1. *Постановка задачи и основные уравнения для сферической оболочки.* Рассмотрим вращающуюся звезду и окружающую ее плазменную оболочку с вмороженным магнитным полем. Будем предполагать, что оболочка имеет осевую симметрию. Напишем уравнения магнитной гидродинамики идеальной жидкости, описывающие ее поведение в магнитном поле, в сферической системе координат с началом в центре звезды, считая, что поле скоростей в оболочке:  $\vec{v} = (0, 0, \Omega r \sin \theta)$ , где  $\Omega$  — угловая скорость вращения вещества, а напряженность магнитного поля  $\vec{H} = (H_r, 0, H_\varphi)$ .

Пренебрегая также в проекциях гидродинамического уравнения на направления  $r$  и  $\theta$  членами, содержащими  $\Omega$  и  $H_\varphi$ , получим систему уравнений:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = - \frac{GM}{r^2}, \quad (1)$$

$$r \sin \theta \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{H_r}{4\pi \rho r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi), \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = r \sin \theta H_r \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \quad (3)$$

$$H_r = H_r^0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (4)$$

где  $M$  — масса звезды,  $r_0$  — ее радиус,  $H_r^0$  — значение радиальной составляющей напряженности магнитного поля на поверхности звезды.

Соотношение (4) предполагает, что полоидальная составляющая магнитного поля квазирадialна ( $H_r \gg H_\theta$ ). Такая конфигурация поля может возникать при истечении вещества со всей поверхности звезды [4].

Будем считать, что давление в оболочке  $p$  и плотность вещества  $\rho$  связаны между собой политропным законом:

$$p = K \rho^\gamma. \quad (5)$$

Интегрируя (1) и считая, что  $(GM/r_0) (\gamma - 1) / \gamma K \rho_0^{\gamma-1} = 1$ , получим следующий закон изменения  $\rho$  в оболочке:

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^k, \quad (6)$$

где:

$$k = \frac{1}{\gamma - 1}.$$

Используя (6), заменим (1)–(4) следующей системой уравнений:

$$r \sin \theta \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{H_r}{4\pi \rho r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi), \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = r \sin \theta H_r \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \quad (8)$$

$$H_r = H_r^0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (9)$$

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^k, \quad (10)$$

Дифференцируя (7) по  $t$  и используя (8)–(10), получим следующее уравнение для определения  $\Omega$ :

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} = \frac{H_r^{02}}{4\pi \rho_0} \left( \frac{r_0}{r} \right)^{4-k} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2}. \quad (11)$$

При выводе (11) из рассмотрения исключалась область  $\sin \theta = 0$ .

Из (11) следует, что процесс переноса момента количества движения в оболочке определяется альвеновской скоростью:

$$\frac{H_r^0}{\sqrt{4\pi \rho_0}} \left( \frac{r_0}{r} \right)^{\frac{4-k}{r}}$$

При известной угловой скорости  $\Omega$ , из (8) определяем  $H_\varphi$ :

$$H_\varphi = H_\varphi^0(r) + H_r^0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 r \sin \theta \int_0^t \frac{\partial \Omega}{\partial t} dt. \quad (12)$$

Получим теперь решения уравнения (11) при следующих граничных и начальных условиях:

$$\Omega|_{t=0} = 0; \quad \frac{\partial \Omega}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0; \quad \Omega|_{r=r_0} = \Omega_0; \quad \Omega|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (13)$$

Второе условие в (13) выражает отсутствие в начальный момент времени силы, действующей со стороны магнитного поля на вещество оболочки в азимутальном направлении.

2. *Решение уравнения.* Для решения уравнения (11) при условиях (13) воспользуемся преобразованием Вебера [5]:

$$f(t_1) = \int_0^\infty \frac{\varphi_\lambda(t_1) \lambda d\lambda}{J_\nu^2(a\lambda) + Y_\nu^2(a\lambda)} \int_a^\infty f(\tau) \varphi_\lambda(\tau) \tau d\tau, \quad (14)$$

где  $J_\nu$ ,  $Y_\nu$  — функции Бесселя 1-го и 2-го родов

$$\varphi_\nu(t_1) = Y_\nu(\lambda t_1) J_\nu(\lambda a) - Y_\nu(\lambda a) J_\nu(\lambda t_1), \quad \nu > -\frac{1}{2}, \quad a \leq t_1 < \infty.$$

Условие применимости данного преобразования к функции

$$\int_a^\infty |f(t_1)| t_1^{1/2} dt_1 < \infty. \quad (15)$$

Сделаем в (14) замену переменных:

$$t_1 = \frac{u_1^n}{n}.$$

Тогда (14) принимает вид:

$$f\left(\frac{u^n}{n}\right) = \frac{1}{n} \int_0^\infty \frac{\varphi_\lambda\left(\frac{u^n}{n}\right) \lambda d\lambda}{J_\nu^2(a\lambda) + Y_\nu^2(a\lambda)} \int_{(an)^{1/n}}^\infty f\left(\frac{u_1^n}{n}\right) \varphi_\lambda\left(\frac{u_1^n}{n}\right) u_1^{2n-1} du_1. \quad (16)$$

Условие (15) преобразуется следующим образом:

$$\int_{(an)^{1/n}}^\infty \left| f\left(\frac{u_1^n}{n}\right) \right| u_1^{3/2n-1} du_1 < \infty. \quad (17)$$

Произведем в (11) замену переменных:

$$x = \frac{t}{t_0}, \quad \text{где } t_0 = \frac{r_0}{H_r^0} \sqrt{4\pi\varphi_0}, \quad u = \frac{r}{r_0}. \quad (18)$$

В новых переменных получим уравнение:

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} = \frac{1}{u^{4-k}} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial u^2}. \quad (19)$$

Условия (13) преобразуются в следующие:

$$\Omega|_{x=0} = 0; \quad \frac{\partial \Omega}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0; \quad \Omega|_{a-1} = \Omega_0; \quad \Omega|_{a \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (20)$$

Для применения к (19) преобразования Вебера, необходимо найти функцию  $\varphi_\lambda(u^n/n)$ . Ее можно построить, решая уравнение

$$\frac{d^2 \Delta}{du^2} = -\lambda^2 u^{4-k} \Delta, \quad (21)$$

где  $\lambda$  — число:  $0 \leq \lambda < \infty$ , а  $\Delta(u)$  — функция, подлежащая определению.

Общее решение (21) выражается через функции Бесселя первого и второго родов [8] и имеет вид

$$\Delta(u) = \sqrt{u} \left[ C_1 J_{\frac{1}{2n}} \left( \frac{\lambda u^n}{n} \right) + C_2 Y_{\frac{1}{2n}} \left( \frac{\lambda u^n}{n} \right) \right], \quad (22)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — произвольные постоянные,  $n = (6-k)/2$ . Используя (22), найдем функцию  $\varphi_\lambda(u^n/n)$ :

$$\varphi_\lambda \left( \frac{u^n}{n} \right) = Y_{\frac{1}{2n}} \left( \frac{\lambda u^n}{n} \right) J_{\frac{1}{2n}} \left( \frac{\lambda}{n} \right) - Y_{\frac{1}{2n}} \left( \frac{\lambda}{n} \right) J_{\frac{1}{2n}} \left( \frac{\lambda u^n}{n} \right). \quad (23)$$

Применим теперь к (19) преобразование Вебера. Введем функцию  $\varphi_\lambda^1 = \sqrt{u} \varphi_\lambda$  и умножим обе части этого уравнения на  $u^{4-k} \varphi_\lambda^1$  и проинтегрируем от 1 до  $\infty$ . Тогда получим,

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_1^\infty \Omega u^{4-k} \varphi_\lambda^1 du = \int_1^\infty \frac{\partial^2 \Omega}{\partial u^2} \varphi_\lambda^1 du. \quad (24)$$

Введем обозначение:

$$\Omega_1 = \int_1^\infty \Omega u^{4-k} \varphi_\lambda^1 du = \int_1^\infty \frac{\Omega}{\sqrt{u}} \varphi_\lambda u^{5-k} du, \quad (25)$$

$\Omega_1$  — образ преобразования Вебера от функции  $\Omega/\sqrt{u}$ .

Интегрирование правой части (24) по частям, дает:

$$\int_1^\infty \frac{\partial^2 \Omega}{\partial u^2} \varphi_\lambda^1 \left( \frac{u^n}{u} \right) du = \frac{2n}{\pi} \Omega_0 - \lambda^2 \Omega_1. \quad (26)$$

Таким образом имеем следующее уравнение для  $\Omega_1$ :

$$\frac{d^2 \Omega_1}{dx^2} + \lambda^2 \Omega_1 = \frac{2n}{\pi} \Omega_0. \quad (27)$$

При начальных условиях:

$$\left. \frac{d \Omega_1}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad \Omega_1|_{x=0} = 0. \quad (28)$$

Решение (27) имеет вид:

$$\Omega_1 = \frac{2n}{\pi \lambda^2} \Omega_0 (1 - \cos \lambda x). \quad (29)$$

Пользуясь (16) и (29), найдем решение уравнения (19):

$$\Omega(x, u) = \frac{2}{\pi} \Omega_0 \sqrt{u} \int_0^{\infty} \frac{(1 - \cos \lambda x) \varphi_{\lambda} \left( \frac{u^n}{n} \right) d\lambda}{\lambda \left[ J_{\frac{1}{2n}}^2 \left( \frac{\lambda}{n} \right) + Y_{\frac{1}{2n}}^2 \left( \frac{\lambda}{n} \right) \right]} \quad (30)$$

Пользуясь формулой [7],

$$\int_0^{\infty} \frac{J_{\nu}(ax) Y_{\nu}(bx) - Y_{\nu}(kx) J_{\nu}(bx) dx}{x [J_{\nu}^2(bx) + Y_{\nu}^2(bx)]} = -\frac{\pi}{2} \left( \frac{b}{a} \right)^{\nu} \quad a > b > 0, \quad (31)$$

получим следующее представление (30):

$$\Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2\Omega_0}{\pi} \sqrt{u} \int_0^{\infty} \frac{\cos \lambda x}{\lambda} \frac{\varphi_{\lambda} \left( \frac{u^n}{n} \right) d\lambda}{J_{\frac{1}{2n}}^2 \left( \frac{\lambda}{n} \right) + Y_{\frac{1}{2n}}^2 \left( \frac{\lambda}{n} \right)}. \quad (32)$$

Рассмотрим оболочку с распределением плотности  $\rho = \rho_0 (r_0/r)^4$ , которому соответствует  $\gamma = 5/4$ . Решение (32) принимает следующий вид:

$$\Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi} \Omega_0 \sqrt{u} \int_0^{\infty} \frac{\cos \lambda x}{\lambda} \frac{\varphi_{\lambda}(u) d\lambda}{J_{\frac{1}{2}}^2(\lambda) + Y_{\frac{1}{2}}^2(\lambda)}. \quad (33)$$

Как известно [7], для  $J_{\frac{1}{2}}$  и  $Y_{\frac{1}{2}}$  имеют место следующие представления:

$$J_{\frac{1}{2}}(\lambda) = \left( \frac{2}{\pi\lambda} \right)^{1/2} \sin \lambda, \quad Y_{\frac{1}{2}}(\lambda) = -\left( \frac{2}{\pi\lambda} \right)^{1/2} \cos \lambda. \quad (34)$$

Используя (34), получим для  $\Omega$ :

$$\Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi} \Omega_0 \int_0^{\infty} \frac{\cos \lambda x \sin \lambda(u-1)}{\lambda} d\lambda. \quad (35)$$

Значение интеграла, стоящего в правой части выражения (35), приведено в [7]. Пользуясь им, найдем:

$$\Omega(x, u) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < u - 1, \\ \Omega_0 & \text{при } x > u - 1. \end{cases} \quad (36)$$

Переходя к размерным переменным, получим, что

$$\Omega(r, t) = \begin{cases} 0 & t < \frac{r - r_0}{H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0}, \\ \Omega_0 & t > \frac{r - r_0}{H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0}. \end{cases} \quad (37)$$

Решение (36) показывает, что процесс установления твердотельного вращения в оболочке определяется альвеновской скоростью.

Обратимся теперь к случаю переменной альвеновской скорости в оболочке. Перепишем (32), используя (23):

$$\begin{aligned} \Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi} \Omega_0 \sqrt{u} \int_0^\infty \frac{\cos \lambda x}{\lambda} \times \\ \times \frac{Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda u^n}{n}\right) J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) - J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda u^n}{n}\right)}{J_{\frac{1}{2n}}^2\left(\frac{\lambda}{n}\right) + Y_{\frac{1}{2n}}^2\left(\frac{\lambda}{n}\right)} d\lambda. \end{aligned} \quad (38)$$

Исследуем поведение  $\Omega(x, u)$  при  $x \rightarrow \infty$ . Для этого сделаем замену переменных в (38):  $\lambda x = z$  и получим для  $\Omega$ :

$$\begin{aligned} \Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi} \Omega_0 \sqrt{u} \int_0^\infty \frac{\cos z}{z} \times \\ \times \frac{Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{z}{x} \frac{u^n}{n}\right) J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{z}{xn}\right) - Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{z}{xn}\right) J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{zu^n}{xn}\right)}{J_{\frac{1}{2n}}^2\left(\frac{z}{xn}\right) + Y_{\frac{1}{2n}}^2\left(\frac{z}{xn}\right)} dz. \end{aligned} \quad (39)$$

При малых значениях аргумента  $J_{\frac{1}{2n}}(y)$  и  $Y_{\frac{1}{2n}}(y)$  выражаются следующим образом [7]:

$$J_{\frac{1}{2n}}(y) = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{1+2n}{2n}\right)} \left(\frac{y}{2}\right)^{1/2n}, \quad Y_{\frac{1}{2n}}(y) \approx -\frac{\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}{\pi} \left(\frac{2}{y}\right)^{1/2n}, \quad (40)$$

где  $\Gamma(y)$  — гамма-функция.

Пользуясь этими формулами, найдем представление для  $\Omega$ , справедливое при  $x \gg 1$ :

$$\Omega(x, u) \approx \Omega_0 \left( 1 - \frac{2(u-1)}{\Gamma\left(\frac{2n+1}{2n}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right) (2nx)^{1/n}} \int_0^\infty \frac{\cos z}{z^{1-\frac{1}{n}}} dz \right). \quad (41)$$

Используя значение интеграла, стоящего в скобках, которое приведено в (7), получим окончательно формулу для  $\Omega$ , справедливую при  $x \gg 1$ .

$$\Omega(x, u) \approx \Omega_0 \left[ 1 - \frac{2(u-1) \Gamma\left(\frac{1}{n}\right) \sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{n}\right)}{(2nx)^{1/n} \Gamma\left(\frac{2n+1}{2n}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)} \right]. \quad (42)$$

Введем обозначение:

$$x_* = \frac{2^n (u-1)^n \Gamma^n\left(\frac{1}{n}\right) \sin^n \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{n}\right)}{2n \Gamma^n\left(\frac{2n+1}{2n}\right) \Gamma^n\left(\frac{1}{2n}\right)}. \quad (43)$$

Формула (42) при (43) принимает следующий вид:

$$\Omega(x, u) \approx \Omega_0 \left[ 1 - \left(\frac{x_*}{x}\right)^{1/n} \right]. \quad (44)$$

Из выражения (44) следует, что при  $x^{1/n} \gg x_*^{1/n}$ ,  $\Omega(x, u) \approx \Omega_0$ . Величина  $qx_*$ , где  $q \sim 10$ , есть характерное безразмерное время передачи момента вращения от звезды в данное место оболочки. Переходя к размерным величинам, имеем следующее выражение для этого времени:

$$t_* \sim 10 \frac{(r-r_0)^n}{r_0^{n-1} H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0} \frac{2^n \Gamma^n\left(\frac{1}{n}\right) \sin^n \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{n}\right)}{\Gamma^n\left(\frac{2n+1}{2n}\right) \Gamma^n\left(\frac{1}{2n}\right)}. \quad (45)$$

При  $\gamma = \infty, 5/3, 3/2$  (этим значениям  $\gamma$  соответствуют  $n = 9/4, 2, 3$ ), вычисляя числовые множители в (45), получим:

$$t_* \sim \frac{r-r_0}{H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0} \left(\frac{r}{r_0} - 1\right)^2, \quad (46)$$

$$t_* \sim \frac{r-r_0}{H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0} \left(\frac{r}{r_0} - 1\right)^{1.25}, \quad (47)$$

$$t_* \sim \frac{r-r_0}{H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0} \left(\frac{r}{r_0} - 1\right). \quad (48)$$

Выражения (46)—(48) справедливы при  $u > 3$ . Это ограничение следует из условия:  $x_n \frac{1}{n} \gg 1$ . При  $u < 3$  для оценки  $t_*$  можно пользоваться решением (37).

Подставляя (32) в (12), получим аналитическое представление для составляющей  $H_z$ , возникающей при вращении. Здесь оно приводиться не будет. В следующем разделе рассматривается процесс передачи момента вращения в плоском слое, находящемся вблизи экватора вращающейся звезды в магнитном поле.

3. Уравнение, описывающее изменение угловой скорости вращения со временем в плоском слое, и его решение. Будем рассматривать уравнение магнитной гидродинамики, описывающее динамику плоского слоя, в цилиндрической системе координат. Предположим, что поле скоростей в нем  $\vec{v} = (0, \Omega r, 0)$ , а напряженность магнитного поля  $\vec{H} = (H_r, H_\varphi, H_z)$ , и эти величины от  $\varphi$  не зависят. Закон распределения плотности в слое берется в виде (10) и  $\rho_0$  от  $z$  не зависит.

Пренебрегая также в проекции гидродинамического уравнения на направление  $r$  членами, содержащими  $\Omega$  и  $H_\varphi$ , и исключая из рассмотрения его проекцию на ось  $z$ , получим следующую систему уравнений:

$$r^2 \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} \left[ H_r \frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi) + H_z \frac{\partial}{\partial z} (rH_\varphi) \right], \quad (49)$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = rH_r \frac{\partial \Omega}{\partial r} + H_z \frac{\partial \Omega}{\partial z}, \quad (50)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_r) + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (51)$$

При решении (49)—(51) будем предполагать, что  $H_z = 0$ . Зависимость радиальной составляющей поля от расстояния,  $H_r \sim 1/r$ , может реализоваться при истечении вещества вблизи экватора вращающейся звезды [9, 10].

В этом случае вместо (49)—(51) имеем:

$$r^2 \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} H_r \frac{\partial}{\partial r} (rH_\varphi), \quad (52)$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = rH_r \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \quad (53)$$

$$H_r = H_r^0 \left( \frac{r_0}{r} \right). \quad (54)$$

Пользуясь процедурой нахождения уравнения для  $\Omega$ , описанной в разделе 1, получим

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t_2^2} = \frac{H_r^{02}}{4\pi\rho_0} \left( \frac{r_0}{r} \right)^{2-k} \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right). \quad (55)$$

После замены переменных (18), уравнение (55) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} = \frac{1}{u^{2-k}} \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial u^2} + \frac{1}{u} \frac{\partial \Omega}{\partial u} \right) = \frac{1}{u^{3-k}} \frac{\partial}{\partial u} u \frac{\partial \Omega}{\partial u}. \quad (56)$$

При решении (56) используются начальные и граничные условия (20).

Уравнение (56), так же, как и в случае сферической оболочки, решается с помощью преобразования Вебера (16). Функция  $\varphi_\lambda$  строится на основании решения уравнения

$$\frac{d^2 \Delta}{du^2} + \frac{1}{u} \frac{d\Delta}{du} = -\lambda^2 u^{2-k} \Delta \quad (57)$$

и представляется следующим образом:

$$\varphi_\lambda = Y_0 \left( \frac{\lambda u^m}{m} \right) J_0 \left( \frac{\lambda}{m} \right) - Y_0 \left( \frac{\lambda}{m} \right) J_0 \left( \frac{\lambda u^m}{m} \right), \quad (58)$$

где  $m = \frac{4-k}{2}$ .

Производя те же операции, что при получении (32), с помощью (16), (58) и (31) найдем:

$$\Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi} \Omega_0 \int_0^\infty \frac{\cos \lambda x}{\lambda} \frac{\varphi_\lambda \left( \frac{u^m}{m} \right) d\lambda}{J_0^2 \left( \frac{\lambda}{m} \right) + Y_0^2 \left( \frac{\lambda}{m} \right)}. \quad (59)$$

Исследуем (59) при  $x \gg 1$ . Делая в интеграле замену переменных  $\lambda x = z$  и используя (58), получим:

$$\Omega(x, u) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi} \Omega_0 \int_0^\infty \frac{\cos z}{z} \frac{Y_0 \left( \frac{z}{x} \frac{u^m}{m} \right) J_0 \left( \frac{z}{xm} \right) - Y_0 \left( \frac{z}{xm} \right) J_0 \left( \frac{zu^m}{xm} \right)}{J_0^2 \left( \frac{z}{xm} \right) + Y_0^2 \left( \frac{z}{xm} \right)} dz. \quad (60)$$

Функции  $J_0$  и  $Y_0$  при малых значениях аргумента имеют вид [7]:

$$J_0(y) \approx 1, \quad Y_0(y) = -\frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{\gamma_1 y}, \quad (61)$$

где  $\gamma_1$  — постоянная Эйлера ( $\gamma_1 = 0.5772$ ).

Разбивая интеграл в (60) на два:  $\int_0^\infty = \int_0^1 + \int_1^\infty$  и пользуясь (61), имеем при  $x \gg 1$  представление для  $\Omega(x, u)$ :

$$\Omega(x, u) \approx \Omega_0 \left( 1 - \xi \frac{\ln u^m}{\ln \frac{2x}{\gamma_1 m}} + 0.34 \frac{\ln u^m}{\ln^2 \frac{2x}{\gamma_1 m}} \right), \quad (62)$$

где  $0.5 < \xi < 1$ .

При больших  $x$  второй член в скобках больше третьего. Если  $x \gg (\gamma_1 m/2) u^m$ , то  $\Omega \approx \Omega_0$  и характерное время передачи момента вращения от звезды в данное место оболочки определяется выражением

$$t_* \sim \frac{r}{H_r^0} \sqrt{4\pi\rho_0} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{m-1}. \quad (63)$$

Такая оценка справедлива при  $u \gg \left( \frac{2}{\gamma_1 m} \right)^{1/m}$ .

В случае

$$u < \left( \frac{2}{\gamma_1 m} \right)^{1/m}, \quad t_* < \frac{r_0}{H_r^0} \left( \frac{2}{\gamma_1 m} \right) \sqrt{4\pi\rho_0}.$$

Из уравнения (53), с помощью (59) можно получить выражение для  $H_\tau$ .

4. *Обсуждение результатов и их применение.* Результаты, полученные в разделах 2 и 3, применимы в случае, если момент вращения звезды много больше момента окружающей ее оболочки, так как предполагается, что угловая скорость вращения звезды не меняется со временем. Это неверно, если их моменты вращения сравнимы.

Необходимо отметить, что в реальной астрофизической ситуации оболочка ограничена. В этом случае в ней будут возникать магнито-гидродинамические колебания с периодом  $t_*$  при любом соотношении моментов вращения звезды и оболочки.

Так как в рассмотренной задаче считалось, что в начальный момент оболочка покоится, то оценки для  $t_*$  (45) и (63) можно при-

менять и тогда, когда роль членов, содержащих  $\Omega$  и  $H_r$ , в динамике оболочки существенна.

Время  $t_*$  в этом случае также будет определять процесс переноса момента вращения от звезды в данное место оболочки, но при  $t \sim t_*$  движение оболочки становится более сложным. В частности, уже нельзя считать оболочку сферической, так как в ней появляется составляющая  $v_0$ , направленная к экватору, т. е. оболочка сплющивается. Возникает также движение вещества в радиальном направлении.

Звезды типа Ве относятся к быстровращающимся звездам (на экваторе:  $\Omega^2 r_0 \leq (GM/r_0^2)$ ), и роль вращения в их оболочках существенна. Если у них существует магнитное поле, то оно, передавая момент вращения, может приводить к выбрасыванию вещества из звезды в виде оболочек, так же, как у Сверхновых [1]. Например,  $\gamma$  Кассиопеи за период 1936—1940 гг. сбросила последовательно три оболочки [6]. Предполагая, что сброс обусловлен рассмотренным выше механизмом, оценим, пользуясь (47), магнитное поле у этой звезды, необходимое для сброса одной оболочки. Считая, что оболочка у этой звезды в начальный момент времени сферическая, поле — квазирадиальное,  $\rho_0 \sim 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>,  $r \sim 10 r_0$ ,  $r_0 \sim 7 \cdot 10^{11}$  см,  $t_* \sim 10^7$  сек [6], и подставляя значения этих величин в (47), получим:  $t_* \sim 10^8/H_r^0$ . Из этого выражения следует, что  $H_r^0 \sim 10$  гс.

При этом для удаления оболочки от звезды необходимо, чтобы энергия, передаваемая от вращающейся звезды в оболочку магнитным полем, превышала ее гравитационную энергию.

Оценка для поля, полученная для данного случая, не противоречит современным представлениям о магнитных полях звезд, но так как систематических наблюдений магнитных полей у звезд типа Ве не проводилось, то на данном этапе исследования этих звезд предположение о действии этого механизма в звездах рассматриваемого типа является всего лишь гипотезой.

В заключение приношу благодарность сотруднику теоретического отдела ФИАН СССР имени П. Н. Лебедева Б. В. Сомову и сотруднику Института прикладной математики Г. С. Бисноватому-Когану за обсуждение работы.

Ленинградский государственный  
университет

TRANSFER OF ROTATIONAL MOMENTUM IN STELLAR  
ENVELOPES BY MEANS OF THE MAGNETIC FIELD

V. N. MOROZOV

Equations describing change of the angular velocity of rotation within spherical or cylindrical stellar envelopes with time in presence of magnetic field are derived from the equations of magneto hydrodynamics. Analytical solutions of these equations are used to find typical time of transfer of rotational momentum from the star to the envelope.

The results are applied to explain the phenomena of the Be-stars.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Бисноватый-Колан, *Астрофиз. ж.*, 57, 813, 1970.
2. П. Р. Амнуэль, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, *Астрофиз. ж.*, 49, 1139, 1972.
3. Л. М. Озерной, В. В. Усов, Препринт ФИАН СССР, № 37, М., 1971.
4. Е. Паркер, *Динамические процессы в межпланетной среде*, Мир, М., 1966.
5. В. А. Диткин, А. П. Прудников, *Интегральные преобразования и операционное исчисление*, Физматгиз, М., 1961.
6. В. Г. Горбачукий, К. Н. Минин, *Нестационарные звезды*, Наука, М., 1963.
7. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Наука, М., 1971.
8. Э. Камке, *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям*, Наука, М., 1971.
9. В. Н. Морозов, *Астрофизика*, 9, 420, 1973.
10. L. M. Ozernoy, V. V. Sotov, *Astrophys. Space Sci.*, 11, 264, 1971.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОЙ КОНДЕНСАЦИИ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Г. П. АЛОДЖАНЦ, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 27 июля 1973

Показано, что учет междуклонного взаимодействия в ядерной материи приводит к тому, что энергия нейтронного состояния с небольшой примесью протонов и электронов („*пре*“-фаза) оказывается ниже энергии когерентного состояния с  $\pi^-$ -мезонным конденсатом (*пр* $\pi^-$ -фаза).

1. В ряде работ [1—5] было показано, что при плотностях чуть выше ядерной основным состоянием вещества является не нейтронное (с незначительной примесью электронов и протонов), а некоторое когерентное состояние из примерно равного числа протонов, нейтронов и  $\pi^-$ -мезонов. В работах [3—5] не учитывалось взаимодействие между нуклонами, а  $\pi^-$ -мезоны представляли собой конденсат с определенным импульсом ( $p \approx 170 \text{ Mev}$ ). Сильное взаимодействие  $\pi^-$  конденсата с нуклонами учитывалось и именно оно приводило к понижению энергии основного состояния системы.

Идея об образовании  $\pi^-$ -мезонного конденсата, с определенным импульсом уже при ядерных плотностях, впервые выдвинутая Мигдалом [1], очень привлекательна и могла бы иметь важное значение в теории сверхплотных небесных тел. Энергия состояния с  $\pi^-$ -мезонным конденсатом действительно ниже энергии идеального нейтронного газа. Однако учет сильного взаимодействия между нуклонами может оказаться очень существенным при сравнении энергий этих двух возможных основных состояний. Ниже будет показано, что учет междуклонного взаимодействия приводит к тому, что энергия нейтронного состояния с небольшой примесью протонов и электронов („*пре*“-фаза) оказывается ниже энергии когерентного состояния с  $\pi^-$ -мезонным конденсатом (*пр* $\pi^-$ -фаза).

2. Взаимодействие между нуклонами учитывалось при помощи модифицированного юкавского потенциала

$$V(r) = -\frac{g_1^2}{r} e^{-\frac{r}{r_1}} + \frac{g_2^2}{r} e^{-\frac{r}{r_2}}. \quad (1)$$

Выбранный нами потенциал на больших расстояниях имеет характер притяжения, а на малых качественно учитывает отталкивание между нуклонами. Здесь  $r_1 = h/m_{\pi}c$ , а  $r_2 = h/m_k c$ . Конкретные расчеты выполнялись для двух значений постоянной ядерного взаимодействия  $g_1^2/hc = 0.08$  и  $1.21$ , а постоянная  $g_2^2$  подбиралась так, что, начиная с расстояния между частицами  $r_2$  и меньше, взаимодействие принимало бы характер отталкивания.

Расчет энергии основного состояния системы, состоящей из нейтронов, протонов и электронов, проводился методом Хартри-Фока [6].

Гамильтониан системы в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\vec{p}, s} \frac{p^2}{2M} \hat{b}^+(\vec{p}, s) \hat{b}(\vec{p}, s) + \sum_{\vec{q}, s} \frac{q^2}{2M} \hat{c}^+(\vec{q}, s) \hat{c}(\vec{q}, s) + \\ & + \frac{1}{2V} \sum_{\vec{s}, \vec{s}', \vec{p}', \vec{p}, \vec{p}''} \Phi\left(\left|\frac{\vec{p}'' - \vec{p}}{h}\right|\right) \hat{b}^+(\vec{p}, s) \hat{b}^+(\vec{p}', s') \hat{b}(\vec{p} + \vec{p}' - \vec{p}'', s) \times \\ & \times \hat{b}(\vec{p}'', s) + \frac{1}{2V} \sum_{\vec{s}, \vec{s}', \vec{q}, \vec{q}', \vec{q}''} \Phi\left(\left|\frac{\vec{q}'' - \vec{q}}{h}\right|\right) \hat{c}^+(\vec{q}, s) \hat{c}^+(\vec{q}', s') \times \\ & \times \hat{c}(\vec{q} + \vec{q}' - \vec{q}'', s') \hat{c}(\vec{q}'', s) + \\ & + \frac{1}{2V} \sum_{\vec{s}, \vec{s}', \vec{p}, \vec{q}, \vec{p}''} \Phi\left(\left|\frac{\vec{p}'' - \vec{p}}{h}\right|\right) \hat{b}^+(\vec{p}, s) \hat{c}^+(\vec{q}, s') \hat{c}(\vec{p} + \vec{q} - \vec{p}'', s') \hat{b}(\vec{p}'', s), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\hat{b}^+(\vec{p}, s)$ ,  $\hat{b}(\vec{p}, s)$ ,  $\hat{c}^+(\vec{q}, s)$ ,  $\hat{c}(\vec{q}, s)$  — операторы рождения и уничтожения протона с импульсом  $\vec{p}$  и спином  $s$  и нейтрона с импульсом  $\vec{q}$  и спином  $s$ , соответственно,  $M$  — масса нуклона, а  $\Phi(k)$  — Фурье-образ потенциала взаимодействия (1) и

$$\Phi(\vec{k}) = -\frac{4\pi g_1^2 h^2}{k^2 + m_{\pi}^2 c^2/h^2} + \frac{4\pi g_2^2 h^2}{k^2 + m_k^2 c^2/h^2}. \quad (3)$$

Усредняя выражение (2) по квантовомеханическому состоянию, можно найти энергию основного состояния системы,  $E = \langle H \rangle$ , а затем стандартным образом определить энергию отдельных квазичастиц [7]

$$\begin{aligned} \varepsilon_p(p) = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_p} = \frac{p^2}{2M} + \Phi(0) \left( n_p + \frac{n_n}{2} \right) + \\ + \frac{g_1^2}{2\pi\hbar p} \left\{ \frac{p_F^2 - p^2 + m_\pi^2 c^2}{2} \ln \left[ \frac{(p + p_F)^2 + m_\pi^2 c^2}{(p - p_F)^2 + m_\pi^2 c^2} \right] + \right. \\ \left. + 2pp_F - 2pm_\pi c \left[ \operatorname{artg} \frac{p + p_F}{m_\pi c} - \operatorname{artg} \frac{p - p_F}{m_\pi c} \right] \right\} - \quad (4) \\ - \frac{g_2^2}{2\pi\hbar p} \left\{ \frac{p_F^2 - p^2 + m_k^2 c^2}{2} \ln \left[ \frac{(p + p_F)^2 + m_k^2 c^2}{(p - p_F)^2 + m_k^2 c^2} \right] + \right. \\ \left. + 2pp_F - 2pm_k c \left[ \operatorname{artg} \frac{p + p_F}{m_k c} - \operatorname{artg} \frac{p - p_F}{m_k c} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(q) = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_q} = \frac{q^2}{2M} + \Phi(0) \left( n_n + \frac{n_p}{2} \right) + \\ + \frac{g_1^2}{2\pi\hbar q} \left\{ \frac{q_F^2 - q^2 - m_\pi^2 c^2}{2} \ln \left[ \frac{(q + q_F)^2 + m_\pi^2 c^2}{(q - q_F)^2 + m_\pi^2 c^2} \right] + 2qq_F - \right. \\ \left. - 2qm_\pi c \left[ \operatorname{artg} \frac{q + q_F}{m_\pi c} - \operatorname{artg} \frac{q - q_F}{m_\pi c} \right] \right\} - \quad (5) \\ - \frac{g_2^2}{2\pi\hbar q} \left\{ \frac{q_F^2 - q^2 + m_k^2 c^2}{2} \ln \left[ \frac{(q + q_F)^2 + m_k^2 c^2}{(q - q_F)^2 + m_k^2 c^2} \right] + 2qq_F - \right. \\ \left. - 2qm_k c \left[ \operatorname{artg} \frac{q + q_F}{m_k c} - \operatorname{artg} \frac{q - q_F}{m_k c} \right] \right\}, \end{aligned}$$

где  $n_p$  и  $n_n$  — концентрации протонов и нейтронов, соответственно, а  $p_F$  и  $q_F$  — граничные импульсы протонов и нейтронов. Из выражений (4) и (5) можно найти эффективные массы протонов и нейтронов

$$\begin{aligned} \frac{1}{M_p} = \frac{1}{p_F} \left( \frac{d\varepsilon_p(p)}{dp} \right)_{p=p_F} = \frac{1}{M} - \frac{g_1^2}{\pi\hbar p_F} \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{m_\pi^2 c^2}{4p_F^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{4p_F^2}{m_\pi^2 c^2} \right) - 1 \right] + \\ + \frac{g_2^2}{\pi\hbar p_F} \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{m_k^2 c^2}{4p_F^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{4p_F^2}{m_k^2 c^2} \right) - 1 \right], \quad (6) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{M_n} = \frac{1}{q_F} \left( \frac{d\varepsilon_n(q)}{dq} \right)_{q=q_F} = \frac{1}{M} - \frac{g_1^2}{\pi h q_F} \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{m_k^2 c^2}{4q_F^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{4q_F^2}{m_k^2 c^2} \right) - 1 \right] + \frac{g_2^2}{\pi h q_F} \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{m_k^2 c^2}{4q_F^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{4q_F^2}{m_k^2 c^2} \right) - 1 \right]. \quad (7)$$

Полученные выражения для энергий квазичастиц и эффективных масс дают возможность определить концентрации протонов и нейтронов в состоянии термодинамического равновесия при заданном числе барионов  $N$  в единице объема [8]. Концентрация электронов равна концентрации протонов из-за условия электронейтральности. Зная концентрации компонент барионного газа, можно определить плотность энергии основного состояния при температуре  $T = 0$ .

$$\varepsilon = \frac{p_F^2}{2M_p} n_p + \frac{q_F^2}{2M_n} n_n + Mc^2 N + c p_F n_p + V_0(N). \quad (8)$$

Последний член в выражении (8) характеризует глубину потенциальной ямы барионного газа.

3. Другим возможным состоянием ядерной материи, как указывалось выше, может быть когерентное состояние с  $\pi^-$ -мезонным конденсатом. В работах [3—4] было получено следующее выражение для плотности энергии основного состояния такой системы:

$$\rho = \frac{3}{10} \frac{(3\pi^2)^{2/3} h^2}{M} N^{5/3} + m_\pi c^2 z \sqrt{1+t^2} + \frac{m_k^2 c^2}{2M} z n t^2 - 2, 2 \left( \frac{h^2 c}{m_\pi} \right)^{1/2} \frac{t}{\sqrt{1+t^2}} N^{3/2} z \sqrt{1-z} + Mc^2 N,$$

где  $z = n_p/N$  — отношение плотности протонов к плотности барионов,  $t = p/m_\pi c$  ( $p$  — импульс  $\pi^-$ -мезонного конденсата). Первые три члена в (9) описывают энергию барионов в этом когерентном состоянии, четвертый член — энергию  $\pi^-$ -мезонов, а последний — энергию взаимодействия  $\pi^-$ -мезонного конденсата с нуклонами. Взаимодействие между нуклонами мы учли тем, что массы нуклонов заменили соответствующими эффективными массами (см. 6 и 7) и добавили к выражению (9) энергию  $V_0(N)$ . Эта энергия  $V_0(N)$  при одинаковой концентрации барионов равняется последнему слагаемому выражения (8). Минимизацией выражения (9) по  $z$  и  $t$  определяли концентрацию  $\pi^-$ -мезонов, их импульс и наименьшую возможную плотность энергии при заданной концентрации барионов.

4. Расчеты проведены на ЭВМ „Наири-2“ и результаты приведены в табл. 1—2 и на рис. 1—2. Как видно из табл. 1 и рис. 1, концентрации протонов и электронов не превышают 3% общей

Таблица 1

$10^{-31} N$	$g_1^2/hc=0.08$			$g_1^2/hc=1.21$		
	$10^{-37} n_p$	$10^{-37} n_n$	$10^{-34} \epsilon$ (эрг/см <sup>3</sup> )	$10^{-37} n_p$	$10^{-37} n_n$	$10^{-34} \epsilon$ (эрг/см <sup>3</sup> )
1	$4.158 \cdot 10^{-4}$	0.99958	1.5067	$2.845 \cdot 10^{-3}$	0.9972	1.508
3	$3.546 \cdot 10^{-3}$	2.9965	4.5246	0.01832	2.9817	4.529
5	$9.546 \cdot 10^{-3}$	4.9900	7.5474	0.0400	4.9600	7.554
7	$1.805 \cdot 10^{-2}$	6.982	10.574	0.0647	6.9353	10.583
10	$3.566 \cdot 10^{-2}$	9.964	15.121	0.106	9.894	15.132
15	$7.620 \cdot 10^{-2}$	14.924	22.716	0.1736	14.826	22.727
20	0.13	19.87	30.330	0.2256	19.744	30.34
40	0.4733	39.927	60.957	0.5951	39.405	60.935
60	0.9995	59.00	91.835	0.9995	59.0	91.746
80	1.633	78.367	122.930	1.48	78.52	122.760
100	2.509	97.491	154.28	1.973	98.027	153.95

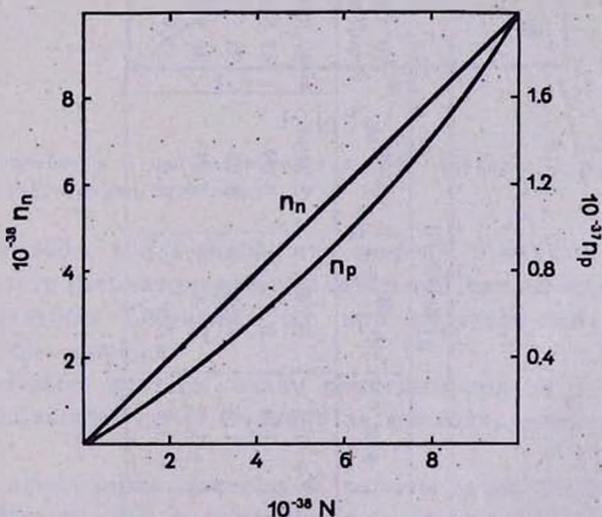


Рис. 1. Зависимость концентрации нейтронов (верхняя кривая) и протонов от числа барионов в единице объема для пре-состояния.

концентрации барионов. Появление протонов в барионном газе понижает энергию по сравнению с чисто нейтронным состоянием газа.

$$g_1^2/hc = 0.08$$

$10^{-38} N$	$p/m_{\pi} c$	$10^{-38} n_{\pi}$	$10^{-38} n_n$	$10^{-34} \varepsilon$ (эрг/см <sup>3</sup> )
2.4	1.2	0.0864	2.3136	37.875
4.0	1.4	0.92	3.08	63.662
6.0	1.6	1.98	4.02	95.517
8.0	1.8	2.96	5.04	126.929
10.0	2.0	4.0	6.0	157.9

Таблица 2

$g_1^2/hc = 1.21$				
$10^{-38} n_n$	$p/m_{\pi}c$	$10^{-38} n_{\pi}$	$10^{-38} n_n$	$10^{-34} \varepsilon$ (эрг/см <sup>3</sup> )
2.7	1.2	0.20	2.5	42.64
4.0	1.4	0.92	3.08	63.414
6.0	1.6	1.98	4.02	94.920
8.0	1.8	3.04	4.96	125.91
10.0	2.0	4.1	5.9	156.58

Отметим, что включение взаимодействия приводит к значительному увеличению концентрации протонов (примерно в 6—8 раз по сравнению с идеальным газом), что и приводит к существенному уменьшению энергии „пре“-фазы. Изменения энергии за счет эффективной массы незначительны, так как последняя у основной компоненты барионного газа — нейтронов мало отличается от массы свободного нейтрона. Такое поведение нейтронной эффективной массы приводит к тому, что порог рождения  $\Sigma^-$  гиперонов по сравнению с идеальным газом почти не меняется.

На рис. 2 приведены зависимость плотности энергии „пре“ и „прπ“- состояний от концентрации барионов для случая  $g_2^2/\hbar c = 1.21$ .

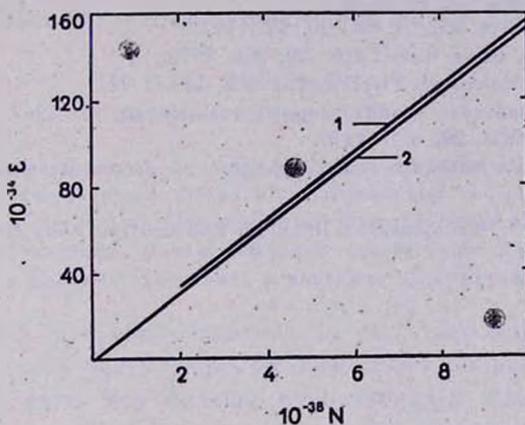


Рис. 2. Зависимость плотности энергии  $пр\pi^-$  (кривая 1) и  $пре$  (кривая 2) состояний от концентрации барионов.

Из сравнения табл. 1 и 2 видно, что энергия в случае  $пре$ -состояния во всей области рассматриваемых плотностей оказывается ниже энергии  $пр\pi^-$ -состояния. Отметим, что при подсчете плотности энергии член  $V_0(N)$  был опущен.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность профессору Г. С. Саакяну за многочисленные полезные обсуждения.

После оформления настоящей работы нами была получена работа А. Б. Мигдала [9], в которой также утверждается невозможность образования  $\pi^-$ -мезонного конденсата в нейтронных звездах.

ON THE QUESTION OF POSSIBLE CONDENSATION OF  
 $\pi^-$ -MESONS IN THE NUCLEAR MATTER

G. P. ALOJANTS, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

It is shown that if the interaction between nuclei is taken into account then the energy of the state of matter consists of neutrons with small mixture of electrons and protons („*нре*“-phase) which is lower than the energy of the coherent state with  $\pi^-$  condensate.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Б. Мидал, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971.
2. А. Б. Мидал, ЖЭТФ, 63, 1972.
3. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
4. D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
5. J. Kogut, I. T. Manassah, Phys. Lett., 41A, 129, 1972.
6. Ч. Киттель, Квантовая теория твердых тел, Наука, М., 1967.
7. В. П. Силин, ФММ, 29, 681, 1970.
8. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
9. А. В. Migdal,  $\pi^-$ -Condensation in nuclei and neutron stars (preprint), Chernogolovka, 1973.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ВЕТВЬ В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИКИ И МАГЕЛЛАНОВЫХ ОБЛАКОВ И В КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИКАХ ТИПА СКУЛЬПТОРА

А. М. ЭЙГЕНСОН

Поступила 24 июля 1973

Проведено предварительное сравнение горизонтальной ветви в шаровых скоплениях Галактики и Магеллановых Облаков и в карликовых галактиках типа Скульптора. Среди шаровых скоплений Облаков выше процент более молодых, чем среди шаровых скоплений Галактики. Сделан вывод о соответствии наблюдаемой стадии звездной эволюции в шаровых скоплениях и карликах типа Скульптора.

В [1, 2] были получены указания на то, что распределение звезд вдоль горизонтальной ветви шаровых скоплений зависит от возраста: чем старше скопление, тем больше относительная населенность голубой части горизонтальной ветви. Сравнение горизонтальных ветвей разных скоплений может дать представление об относительных возрастах этих скоплений.

Для количественной оценки строения горизонтальной ветви в [3, 4] введен параметр  $\alpha$ , равный отношению числа звезд с голубой стороны от пробела переменных типа RR Лиры к общему числу непременных звезд горизонтальной ветви. Согласно [2], значения этого параметра известны сейчас для 44 скоплений. Из них 39 принадлежат Галактике и 3—Магеллановым Облакам. По диаграммам для остальных скоплений Магеллановых Облаков, опубликованным Гасконь [5], определить  $\alpha$  трудно из-за отсутствия четкого пробела. Ван-ден-Берг [6] классифицировал 8 скоплений качественно, приписав индексы В и R скоплениям с преимущественной населенностью голубого и красного участков горизонтальной ветви, соответственно. Тогда индекс В относится к трем, а R—к пяти скоплениям. Если считать, что В и R соответствуют случаям  $\alpha > 0.5$  и  $\alpha < 0.5$ , то в Галактике индекс В сле-

9—694

дует приписать 24, а R—15 скоплениям. Таким образом, отношение  $N_B/N_R = 1.6$  для Галактики и 0.6 для Магеллановых Облаков.

Выборка для Магеллановых Облаков небольшая. Кроме того, на приведенные числа, и в особенности на второе из них, могла повлиять наблюдательная селекция. Поэтому вывод о том, что процентное содержание скоплений с голубой горизонтальной ветвью в Галактике выше, чем в Магеллановых Облаках, может быть лишь предварительным. Столь же предварительным является, соответственно, вывод о том, что среди шаровых скоплений Магеллановых Облаков доля более молодых выше, чем среди шаровых скоплений Галактики. Тем не менее, этот вывод качественно согласуется с представлением об относительной молодости Магеллановых Облаков.

Возрастную интерпретацию допускает и тот факт, что все три скопления Магеллановых Облаков с голубой горизонтальной ветвью находятся в Большом Облаке. Отметим еще, что скопления, которым ван-ден Берг приписал индексы R, Гасконь отождествляет со скоплениями промежуточного возраста в Галактике.

Существует еще один класс объектов с похожими диаграммами цвет—величина. Это карликовые эллиптические галактики типа Скульптора. Для трех из них наблюдения включают и горизонтальную ветвь. Это системы Leo II, в Draco и UMi. Можно сравнить шаровые скопления и карлики типа Скульптора по значениям параметра  $\alpha$  и по численности переменных, приходящейся на единицу светимости системы.

Значение  $\alpha$  для перечисленных карликовых галактик можно определить по данным [7—9]. Они оказались равными, соответственно, 0.00, 0.13 и 0.87.

Распределение параметра  $\alpha$  для шаровых скоплений весьма своеобразно: пики этого распределения приходятся на крайние значения  $\alpha < 0.1$  и  $\alpha > 0.9$  [1, 2]. С учетом возможной ошибки в определении  $\alpha$  приведенные выше его значения для карликовых галактик могут означать, что распределение  $\alpha$  для них также следует правилу, установленному для шаровых скоплений. Возможно, стоит указать еще на корреляцию между  $\alpha$  и эллиптичностью  $\varepsilon = 1 - b/a$ , значения которой для перечисленных галактик составляют, соответственно, 0.01, 0.29 и 0.55. Отметим, наконец, что малое значение  $\alpha$  для галактики в Draco сопоставимо с выводом [10] об относительной молодости этой галактики.

В [11] был введен параметр  $r = \lg(N_{RR} + 1) + 0.4 M_V$ , где  $N_{RR}$  — количество переменных типа RR Лиры в данном скоплении, а  $M_V$  — его абсолютная величина. Этот параметр по смыслу напоминает параметр встречаемости  $N$  Б. В. Кукаркина [12]; между  $r$  и  $\lg(N_{RR} + 1)$

существует линейная зависимость. Частотное распределение  $r$  для 53 шаровых скоплений показано на рис. 1а. Значения  $N_{RR}$  определены по последнему каталогу Сойер-Хогг [13], а  $M_V$  — по карточному каталогу Кукаркина [14]. На рис. 1б построено распределение  $r$  для четырех карликовых галактик типа Скульптора по данным [6]. Картина изменится мало, если для двух галактик, Sculptor и Leo II, принять несколько иные абсолютные величины по данным Ходжа [15, 16].

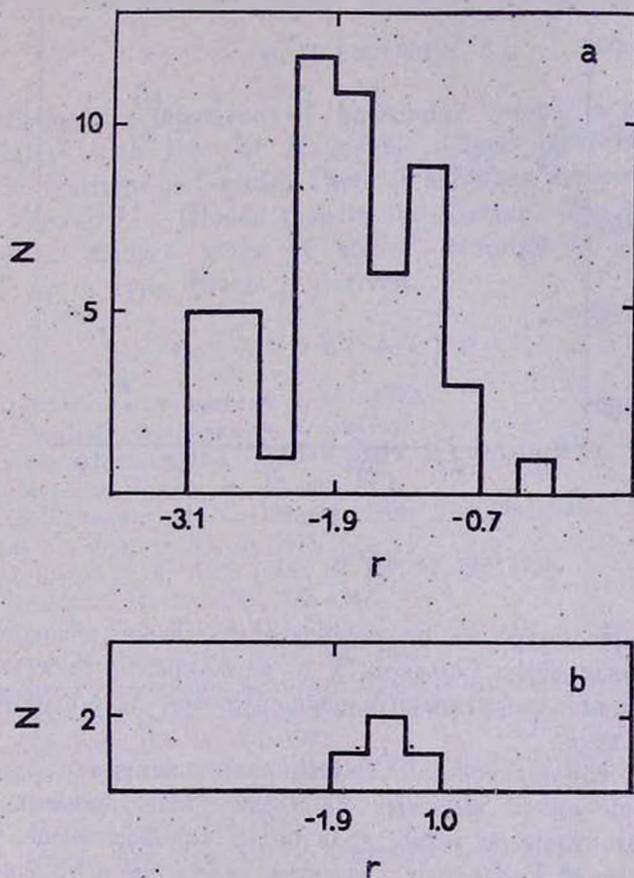


Рис. 1.

Видно, что значения  $r$  для карликовых галактик не выходят за пределы соответствующих значений для шаровых скоплений, хотя среднее  $r$  для галактик несколько больше.

На рис. 2 построена диаграмма  $\alpha$ — $r$  для шаровых скоплений и карликовых галактик типа Скульптора (крестики). Этот рисунок напоминает соответствующий рисунок из [11] с той разницей, что здесь ис-

пользованы более полные и уточненные данные. Из диаграммы следует, что карликовые галактики не выходят за пределы последовательности, образованной шаровыми скоплениями.

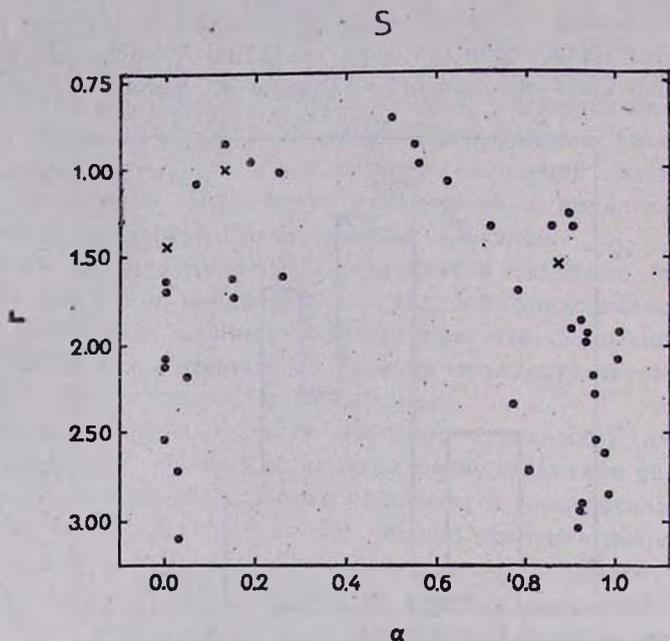


Рис. 2.

*Выводы.* Несмотря на ограниченность данных о шаровых скоплениях Магеллановых Облаков и о карликовых галактиках типа Скульптора, возможно предварительное сравнение их с шаровыми скоплениями Галактики.

1) Если наблюдательная селекция не искажает существенно результаты, то среди шаровых скоплений Магеллановых Облаков, имеющих горизонтальную ветвь, доля более молодых выше, чем среди шаровых скоплений Галактики. При этом скопления в Большом Магеллановом Облаке старше, чем в Малом.

2) К известным чертам сходства между шаровыми скоплениями и карликовыми эллиптическими галактиками типа Скульптора можно добавить еще следующие характеристики последних: а) распределение  $\alpha$ , б) значения  $\gamma$ , в) положение на диаграмме  $\alpha$ — $\gamma$ . Если эти параметры отражают историю развития соответствующих систем, то отмеченное сходство свидетельствует в пользу подобия наблюдаемой стадии звездной эволюции в шаровых скоплениях типа Скульптора.

В заключение благодарю Б. В. Кукаркина за предоставление материалов до публикации.

Астрономическая обсерватория  
Львовского университета

## HORIZONTAL BRANCH IN GLOBULAR CLUSTERS OF THE GALAXY AND MAGELLANIC CLOUDS AND IN SCULPTOR TYPE DWARF GALAXIES

A. M. EIGENSON

Preliminary comparison of horizontal branch in globular clusters of the Galaxy with that of Magellanic Cloud clusters and Sculptor type dwarf galaxies is made. There is a higher percentage of younger globular clusters in Clouds than in the Galaxy. The conclusion about similarity of modern stage of stellar evolution in globular clusters and in Sculptor type dwarfs is derived.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Эйенсон, *Астрофизика*, 9, 107, 1973.
2. А. М. Эйенсон, *Астрофизика* (в печати).
3. L. Rosino, in 3-rd Col. on Variable Stars, B Bamberg, 1965.
4. А. Б. Миронов, *Астрон. ж.*, 49, 134, 1972.
5. S. C. B. Gascoigne, *M. N.*, 134, 59, 1966; *The Magellanic Clouds, Astrophys. Space Sci. Library*, 23, 25, 1971.
6. S. v. d. Bergh, *J. R. A. S. Can.*, 62, 145; 62, 219, 1968.
7. S. L. v. Agt, *B. A. I. A.*, 19, 275, 1967.
8. H. Swore, *P. A. S. P.*, 79, 439, 1967.
9. W. Baade, H. Swore, *Ap. J.*, 66, 300, 1961.
10. F. Caputo, V. Castellani, *Astrophys. Space Sci.*, 14, 323, 1971.
11. А. М. Эйенсон, *Цирк. Львовской обс.*, № 48, 1973 (в печати).
12. Б. В. Кукаркин, *ПЭ*, 18, 401, 1972.
13. H. Sawyer Hogg, *Publ. David Dunlap Obs.*, 3, No. 6, 1972.
14. Б. В. Кукаркин, частное сообщение.
15. P. W. Hodge, *Ap. J.*, 144, 869, 1966.
16. F. W. Hodge, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 35, 1971.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

## НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ ДОЗВЕЗДНЫХ ТЕЛ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 3 августа 1973

Высказывается предположение, что распад дозвездного вещества, ответственного, согласно В. А. Амбарцумяну, за наблюдаемые проявления активности галактических ядер, может сопровождаться превращением элементарных частиц, в частности распадом  $\pi^0$  мезонов на  $\gamma$ -кванты. Обсуждаются наблюдательные аспекты этой гипотезы. Показано, что образовавшиеся  $\gamma$ -кванты могут быть причиной наблюдаемого в ядрах сейфертовских галактик инфракрасного излучения. Оценивается ожидаемый поток  $\gamma$ -квантов.

После открытия В. А. Амбарцумяном явления активности ядер галактик им были выдвинуты и обоснованы новые представления о природе этой активности [1]. Согласно этим представлениям, в ядрах галактик содержится плотное вещество в форме, которая неизвестна современной физике, способное к взрывному выделению огромной энергии, что проявляется в радиоизлучении радиогалактик и квазаров, в ультрафиолетовом нетепловом излучении в эмиссии в линиях водорода и в запрещенных линиях, в выбросах из ядер целых галактик или же сравнительно небольших масс. В последующие годы предпринимались попытки связать дозвездное вещество с некоторыми конкретными физическими явлениями, например, отождествить его с задержавшимися в космологическом расширении частями фридмановского мира, или же с областями, в которых происходит рождение барионов. Следует признать, однако, что все эти модели весьма далеки еще от объяснения всего комплекса явлений, связанных, согласно теории В. А. Амбарцумяна, с дозвездным веществом. Надо думать, что вопрос о существовании и свойствах дозвездного вещества скорее всего будет решен астрономическими наблюдениями.

В этом отношении наиболее интересными объектами представляются обнаруженные в последние годы компактные источники видимого, инфракрасного и радиоизлучений. Здесь ситуация складывается таким образом, что чем меньше область генерации излучения, тем меньше остается возможностей объяснить это излучение известными в настоящее время механизмами. С другой стороны, согласно В. А. Амбарцумяну, характерным свойством дозвездного вещества является способность к освобождению большого количества энергии в исключительно малом объеме. В какой форме освобождается эта энергия — неизвестно. Однако, если принять точку зрения В. А. Амбарцумяна, что дозвездное вещество ответственно за генерацию релятивистских частиц в радиогалактиках и квазарах, то естественно предположить, что релятивистские частицы образуются непосредственно при распаде дозвездного вещества. Такое предположение приводит к представлению о том, что при распаде дозвездного вещества могут иметь место превращения элементарных частиц и что в этих процессах кроме частиц высоких энергий могут появляться также  $\gamma$ -кванты, например, при распаде  $\pi^0$ -мезонов. Конечно, такие соображения носят слишком общий характер, поэтому предположение о появлении  $\gamma$ -квантов при распаде дозвездного вещества является не более, чем рабочей гипотезой, которая, однако, может оказаться полезной для выяснения вопроса о существовании и свойствах дозвездного вещества.

Итак, предположим, что при распаде дозвездного вещества образовались  $\gamma$ -кванты с энергией  $\sim 70$  Мэв, что соответствует распаду  $\pi^0$ -мезонов. Поглощение таких  $\gamma$ -квантов определяется в основном процессом образования электронно-позитронных пар. Вероятность этого процесса выражается следующим образом [2]:

$$p_1 \approx 1 - \exp[-10^{-26} r n], \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние,  $n$  — плотность атомов водорода или протонов.

С помощью (1) нетрудно убедиться, что поглощение  $\gamma$ -квантов в межзвездной или межгалактической среде незначительно. Однако вокруг дозвездных тел могут существовать плотные газовые оболочки, способные к эффективному поглощению  $\gamma$ -квантов. Попытаемся сопоставить с этими оболочками газовые конденсации, наблюдаемые в ядрах галактик [3]. Наблюдаются, в частности, конденсации, для которых из наблюдений определяется величина  $n^2 r^3$ , оказывающаяся порядка  $10^{65} \text{ см}^{-3}$ . Кроме этого, из наблюдений спектров этих конденсаций известно, что в них  $n > 10^7 \text{ см}^{-3}$ . С другой стороны, из того факта, что в этих конденсациях наблюдаются эмиссионные линии водорода, можно сделать вывод, что их оптическая толща в непрерыв-

ном спектре  $\tau < 1$ . Принимая для коэффициента поглощения, согласно [4], выражение

$$\alpha_\nu = 4.1 \cdot 10^{-23} \frac{n^2}{T^{7/2} \left( \frac{h\nu}{kT} \right)^2} \text{ см}^{-1} \quad (2)$$

и полагая  $T = 10^4$  °К, получим следующее условие:

$$n^2 r \lesssim 10^{37} \text{ см}^{-5}. \quad (3)$$

Из этого неравенства, используя приведенное выше значение  $n^2 r^3$ , получим:

$$r \gtrsim 10^{14} \text{ см}, \quad (4)$$

$$n \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

Таким образом,

$$10^7 \lesssim n \lesssim 10^{12}. \quad (6)$$

Соответствующее значение  $p_\gamma$ :

$$10^{-2} \leq p_\gamma \leq 0.5. \quad (7)$$

Следовательно, если рассматриваемые области и являются газовыми оболочками дозвездных тел, то они способны поглощать от одного до нескольких десятков процентов  $\gamma$ -излучения. Конечно, нельзя исключить возможность того, что дозвездные тела окружены ненаблюдаемой газовой оболочкой, например, слишком плотной для того, чтобы излучать эмиссионные линии. Можно показать, что такая ненаблюдаемая оболочка, находящаяся в стационарном состоянии, может поглощать  $\gamma$ -кванты существенно эффективней, чем оболочка, излучающая эмиссионные линии. Действительно, применяя теорему вириала, в случае однородного распределения массы внутри сферы радиуса  $r$ , получим:

$$\frac{M + 2m}{r} = \frac{4\bar{v}^2}{3g}, \quad (8)$$

где  $M$  — масса оболочки,  $m$  — масса дозвездного тела,  $\bar{v}^2$  — среднее значение квадрата скорости газа в оболочке,  $g$  — гравитационная постоянная.

Из (8) следует, что

$$0 \leq M \leq \frac{4\bar{v}^2}{3g} r. \quad (9)$$

Или, что

$$0 \leq nr \leq \frac{\bar{v}^3}{\pi g m_H} \frac{1}{r} \quad (10)$$

Полагая, что газовая оболочка дозвездного тела, находящегося в активном состоянии, должна характеризоваться большой кинетической энергией турбулентного движения, например,  $\sqrt{\bar{v}^2} \approx 10^8$  см/сек, получим:

$$0 \leq nr \leq \frac{3 \cdot 10^{47}}{r} \quad (11)$$

Таким образом, величина  $p_1$  может достигать в этом случае существенно больших значений. Например, для  $r \approx 10^{17}$  см из (11) получаем, что величина  $nr$  может достигать значения  $3 \cdot 10^{30}$  см<sup>-2</sup>. В такой оболочке  $\gamma$ -кванты будут практически полностью перерабатываться в электронно-позитронные пары.

Образовавшиеся электроны, значительная часть которых имеет энергию порядка нескольких десятков Мэв, будут терять эту энергию в ионизационном, тормозном, магнитотормозном и комптоновском процессах. Соответствующие потери выражаются следующими формулами, справедливыми по порядку величин [5]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_i \approx 10^{-7} n \text{ эв/сек}, \quad (12)$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_r \approx 10^{-7} n \text{ эв/сек}, \quad (13)$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{m_1} \approx 10 H_{\perp}^2 \text{ эв/сек}, \quad (14)$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_k \approx 10^{-9} \omega_{\phi} \text{ эв/сек}. \quad (15)$$

Для того, чтобы сравнить ионизационные и радиационные потери с магнитотормозными, предположим, что в газовой оболочке дозвездного тела имеет место равенство кинетической и магнитной энергий:

$$\frac{nm_H \bar{v}^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi} \quad (16)$$

Отсюда, при  $V \sqrt{v^2} \sim 10^6$  см/сек получаем:

$$H_{\perp} \approx 10^{-4} n^{1/2}. \quad (17)$$

Другую, по-видимому, верхнюю оценку величины магнитного поля получим в предположении, что магнитное поле галактик генерируется в их ядрах [6]. Полагая, по аналогии с нашей Галактикой, среднее значение напряженности магнитного поля в галактиках порядка  $10^{-6}$  зс, а размеры ядра — порядка одного парсека, из условия сохранения магнитного потока найдем величину напряженности магнитного поля ядра

$$H_{\perp} \approx 10^3 \text{ зс}. \quad (18)$$

Учитывая эти оценки, положим:

$$0.1 \leq H \leq 10^3. \quad (19)$$

При этих значениях напряженности магнитного поля, как нетрудно видеть из (12), (13) и (14), магнитотормозные потери будут преобладать над тормозными и ионизационными. Частота магнитотормозного излучения электронов с энергией несколько десятков  $Mэв$  в таком магнитном поле равна

$$\omega \approx 3 \cdot 10^7 H_{\perp} E_{Mэв}^2 \approx 10^{11} H_{\perp} \approx 10^{10} - 10^{14} \text{ ц}. \quad (20)$$

Таким образом, магнитотормозное излучение при довольно широких допущениях относительно величины магнитного поля ограничено диапазоном от инфракрасного до сантиметрового. Следовательно, если распад дозвездного вещества действительно сопровождается появлением  $\gamma$ -квантов, то возможны два случая:

1. Газовая оболочка вокруг дозвездного тела в достаточной степени прозрачна для  $\gamma$ -излучения и последнее может непосредственно наблюдаться.

2. Если газовая оболочка непрозрачна для  $\gamma$ -квантов, то может наблюдаться магнитотормозное излучение в инфракрасном или радиодиапазонах. Возможен и промежуточный случай, когда можно ожидать как  $\gamma$ -излучение, так и магнитотормозное излучение в инфракрасном или коротковолновом радиодиапазонах.

Максимальная мощность синхротронного излучения определяется комптоновским рассеянием и синхротронной реабсорбцией. Согласно теории синхротронной реабсорбции,

$$P_{\max} \approx 10^{-29} H_{\perp}^{-1/2} r_{\max}^{5/2} \Delta\omega. \quad (21)$$

Подставляя в (21) выражение для  $H_{\perp}$  из (20), получим

$$P_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-24} r^2 \omega_{\max}^{5/2} \Delta\omega. \quad (22)$$

Комптоновские потери энергии электронов сравниваются с магнитотормозными, если [5]

$$P \approx 4\pi r^2 \text{ch } \omega \cdot 10^{10} H^2 \approx 4\pi r^2 \text{ch} \cdot 10^{-12} \omega^3. \quad (23)$$

При этом комптоновское рассеяние испытывают примерно  $(E/mc^2)^{-2} \approx \approx 10^{-4}$  магнитотормозных квантов. Из условия, что число рассеянных квантов не превосходит число магнитотормозных квантов, появившихся за то же время, получаем

$$P \leq 4 \cdot 10^{-8} \pi \text{ch } r^2 \omega^3 \approx 3 \cdot 10^{-23} r^2 \omega^3. \quad (24)$$

Сравнение (22) и (24) показывает, что максимальная мощность магнитотормозного излучения определяется в данном случае синхротронной реабсорбцией. Из (22) получается, что при  $r = 10^{16}$  см имеем  $P_{\max} \approx 10^{17}$  эрг/сек, если максимум излучения приходится на инфракрасный диапазон ( $\omega_{\max} \approx \Delta\omega \approx 10^{13}$  ц) и  $P_{\max} \approx 10^{36}$  эрг/сек, если максимум — в сантиметровом радиодиапазоне. Это вполне согласуется с наблюдениями, показывающими, что мощность излучения сейфертовских галактик в инфракрасном диапазоне превосходит мощность их как радио, так и оптического излучений.

Полученное здесь предельное значение мощности инфракрасного излучения показывает, что рассматриваемый механизм вполне может обеспечить наблюдаемые инфракрасные светимости галактик [7]. Характер наблюдаемых инфракрасных спектров также качественно согласуется с монохроматичностью исходных  $\gamma$ -квантов.

С другой стороны, может показаться, что предположение о генерации  $\gamma$ -квантов является излишним, и можно допустить, что генерация электронов высокой энергии является непосредственным результатом распада дозвездного вещества. Однако при этом инфракрасные светимости оказываются явно слабее наблюдаемых. Действительно, время жизни электронов, определяемое магнитотормозными потерями, можно подсчитать по формуле:

$$t_{1,2} = 4 \cdot 10^{14} H^{-2} E_{\text{эл}}^{-1}. \quad (25)$$

Для электронов с энергией несколько десятков  $M\text{эв}$ , в магнитном поле, напряженность которого определяется выражением (20), время жизни оказывается порядка  $10^3$  сек. За это время релятивистские электроны распространятся в области размером  $10^{13}$  см. Согласно (22), предельное значение мощности магнитотормозного излучения при этом

получается равным  $3 \cdot 10^{41}$  эрг/сек, что явно недостаточно для объяснения всего диапазона наблюдаемых инфракрасных светимостей галактик. Конечно, можно предположить, что наблюдаемые инфракрасные светимости галактик обеспечиваются одновременным излучением большого количества источников [8]. Однако такое предположение противоречит данным радиоастрономии, согласно которым выброс таких облаков релятивистских частиц — довольно редкое явление. Кроме того, это предположение никак не объясняет наблюдаемую крутизну спектров инфракрасного излучения галактик. Все это свидетельствует в пользу предположения о наличии  $\gamma$ -излучения в активных галактических ядрах. Весьма существенно, что из наблюдений магнитотормозного излучения при этом оказывается возможным оценить мощность  $\gamma$ -излучения. Действительно, из (1) и (2) нетрудно получить выражение для вероятности поглощения  $\gamma$ -кванта:

$$p_{\gamma} = 1 - \exp \left[ 10^{-15} T^{7/4} \left( \frac{h\omega_0}{kT} \right) r^{1,2} \right], \quad (26)$$

где  $\omega_0$  — частота тормозного завала в синхротронном спектре.

Из соотношения (26) получается условие прозрачности синхротронного источника для  $\gamma$ -излучения:

$$r \leq 10^{30} T^{-7,2} \left( \frac{h\omega_0}{kT} \right)^{-2}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что наблюдаемые в ядрах галактик инфракрасные источники, прозрачные в инфракрасном диапазоне, будут непрозрачными для  $\gamma$ -квантов лишь в том случае, если  $T \geq 10^6$  К.

Рассмотрим теперь влияние комптоновского рассеяния. В результате рассеяния релятивистских электронов на магнитотормозных квантах энергия квантов увеличивается в среднем в  $(E/m_e c^2)^2$  раз. В случае инфракрасных магнитотормозных квантов возникает при этом мягкое рентгеновское излучение. Эффективное сечение для поглощения таких квантов с энергией  $E$  дается выражением [9]:

$$\sigma(E) = \left[ 0.84 + 21.4 \frac{n(He)}{n(H)} \right] \cdot 10^{-25} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-3,2} \text{ см}^2, \quad (28)$$

где  $E_0 = 0.28$  кэв,  $n(He)/n(H)$  — содержание He по отношению к водороду.

Из (28) следует, что для квантов с  $\lambda = 10$  А эффективное сечение  $\sigma$  оказывается порядка  $5 \cdot 10^{-23}$  см<sup>2</sup>. Пробег таких квантов в газе с плотностью атомов  $n$  составляет

$$l \approx \frac{1}{n\sigma} = \frac{2 \cdot 10^{25}}{n}. \quad (29)$$

В случае, когда толща оболочки для  $\gamma$ -квантов порядка единицы, то есть когда  $rl \approx 10^{20}$ , из (29) следует, что  $l/r \sim 10^{-4}$ . Это значит, что из области генерации выходит примерно  $10^{-4}$  рентгеновских квантов. Это излучение может быть причиной наблюдаемой в ядрах сейфертовских галактик ионизации газа. В частности, при  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$  будет ионизована область размером  $\sim 10^{19} \text{ см}$ , что вполне согласуется с наблюдательными данными [3].

В заключение кратко резюмируем содержание работы.

1. Высказывается предположение, что распад дозвездного вещества, ответственного, согласно В. А. Амбарцумяну, за наблюдаемые проявления активности галактических ядер, сопровождается превращением элементарных частиц и, в частности,  $\pi^0$ -мезонов, распадающихся на два  $\gamma$ -кванта.

2. Образовавшиеся  $\gamma$ -кванты могут достигнуть Земли, или поглотиться в газовой оболочке дозвездного тела, если такая оболочка существует и имеет достаточную плотность и протяженность.

3. Поглощение  $\gamma$ -квантов в газовой оболочке дозвездного тела приводит к появлению релятивистских электронов.

4. Образовавшиеся электроны излучают главным образом магнитотормозным механизмом.

5. Магнитотормозное излучение сосредоточено в диапазоне от инфракрасного до сантиметрового.

6. Наибольшая мощность магнитотормозного излучения достигается в инфракрасном диапазоне.

7. В результате комптоновского рассеяния релятивистских электронов на магнитотормозных квантах возникает мягкое рентгеновское излучение, ионизирующее газ в ядре галактики.

8. Если наблюдаемое в ядрах галактик инфракрасное излучение обязано своим возникновением рассмотренному механизму, то мощность  $\gamma$ -излучения галактического ядра может быть рассчитана на основе инфракрасного спектра.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну и доктору физ.-мат. наук Г. М. Мурадян за обсуждения, нашедшие отражение в настоящей работе.

SOME OBSERVATIONAL ASPECTS OF THE  
PRESTELLAR MATTER THEORY

Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

It is suggested that the decay of a prestellar matter, which according to Ambartsumian is responsible for the activity of galactic nuclei, may be accompanied by the conversion of elementary particles particularly, by the decay of mezones to  $\gamma$ -quantums. The observational aspects of this hypothesis are discussed. It is shown that the originated  $\gamma$ -quantums may cause the infrared emission observed in the nuclei of Seyfert galaxies. The expected flux of  $\gamma$ -quantums is estimated.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, № 5, 9, 1958.
2. С. Э. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Физматгиз, М., 1948.
3. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
4. Д. Мензел, Л. Аллер, В сб. "Физические процессы в газовых туманностях", ИЛ М., 1948, стр. 113.
5. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Физматгиз, М., 1963.
6. Космическая газодинамика, ред. Х. Дж. Хабинг, ИЛ, М., 1972.
7. F. J. Low, Infrared emission of galaxies, Pontif. acad. sci. ser. varia, 35, 195, 1971.
8. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 47, 742, 1970.
9. R. J. Gould, Proc. R. Soc. London, A., 313, 349, 1969.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

### КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

#### СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ HD 187399

Нестационарная звезда HD 187399 ( $\alpha_{1900} = 19^{\text{h}}44^{\text{m}}7$ ,  $\delta_{1900} = +29^{\circ}10'$ ,  $m_{\text{vis}} = 7.7$ ) — спектрально-двойная с периодом 28 дней и амплитудой скоростей 209 км/сек [1]. Спектральный класс главной звезды, предположительно, B9 e<sup>2</sup> III [2]. Спектр второй, более массивной, неизвестен. Профили водородных линий H<sub>2</sub> и H<sub>7</sub> — типа Р Лебеда; резкие компоненты поглощения водородных линий смещены в коротковолновую часть спектра относительно расширенных Штарк-эффектом линий звезды [2]. Двойная, возможно, окружена быстро расширяющейся оболочкой [1]. Согласно Хатчингсу и др. [3], 3 июля 1970 г. и 8 июня 1971 г. у звезды имели место интенсивные выбросы нестационарных потоков вещества.

В данной работе представлены результаты исследования пяти спектров звезды, полученных в августе 1970 и июне-августе 1971 г. (табл. 1) на 2-х метровом телескопе Шемахинской обсерватории.

Таблица 1

№	№ пластинки	Дата	J. D	Фокус	Дисперсия А/мм
1	1495 <sup>a</sup>	21.8.70	2440820.5	Кассегрен	30
2	1687 <sup>a</sup>	24.6.71	1127.5	Куде	8
3	1760	22.7.71	1155.5	"	8
4	1761	22.7.71	1155.6	"	8
5	1874	16.8.71	1180.5	"	8

Измерение лучевых скоростей было выполнено на Аббе-компараторе с аппроксимацией дисперсионной кривой квадратичным трехчленом.

Записи спектров с увеличением в 40 раз получены на микрофотометре Цейсса „Лирифо“ и двухканальном микрофотометре ШАО.

В спектрах присутствуют линии H, He I и ионизованных металлов, главным образом Mg II, Si II, Ca II, Ti II и Fe II. Определенные по этим линиям лучевые скорости  $v_r$ , редуцированные к центру Солнца [4], приведены в столбце 2 табл. 2, где  $p$  — вероятная ошибка, а  $n$  — число измеренных линий.

Таблица 2

№	№ пластинки	$v_r$ (км/сек)	$\pm p$	$n$	$v_r$ (км/сек)	$\pm p$	$n$
	1	2	3	4	5	6	7
1	1495 <sup>a</sup>	-10.7	1.5	6	-115.2	—	2
2	1687 <sup>a</sup>	+11.6	1.9	6	- 96.9	—	2
3	1760	+ 4.4	1.3	7	-106.0	4.5	3
4	1761	- 2.2	1.5	7	-107.6	2.2	3
5	1874	+25.6	1.4	16	- 75.6	4.5	4

Первые четыре спектра передержаны и поэтому более слабые линии было невозможно измерить, однако коротковолновые компоненты водородных линий видны отчетливо на всех пластинках.

Линии бальмеровской серии — сложной структуры (рис. 1, пластинка 1874). Эмиссия, обозначенная на рисунке цифрой I, достаточно сильная в H<sub>β</sub>, резко уменьшается в H<sub>γ</sub>, слабая эмиссия еще присутствует в H<sub>δ</sub> и H<sub>ε</sub>. В линии H<sub>β</sub> виден резкий компонент поглощения, а в линиях H<sub>γ</sub> — H<sub>ε</sub> — два смещенных в ультрафиолетовую сторону компонента (на рисунке они обозначены цифрами II и III). Результаты измерения  $v_r$  компонента III приведены в столбце 5 табл. 2.

Таким образом, результаты данной работы, как и ряда других [1—3], свидетельствуют о наличии вокруг звезды HD 187399, или, возможно, вокруг всей системы, быстро расширяющейся оболочки. Как видно из табл. 2, скорость расширения оболочки меняется: ее значение больше в моменты, более близкие к датам интенсивных выбросов вещества из звезды. Так в течение первого месяца после вспышки 8 июня 1971 г. [3] скорость расширения оболочки, согласно нашим наблюдениям, была порядка 100 км/сек, а через два месяца (пластинка 1874) она уменьшилась до 75 км/сек.

Для выяснения причины выброса потоков вещества из звезды, изучения структуры расширяющейся оболочки и других вопросов желательны более длительные, хотя бы в течение одного периода, ряды спектральных наблюдений. Особый интерес представляет вопрос о природе невидимого массивного компонента системы.

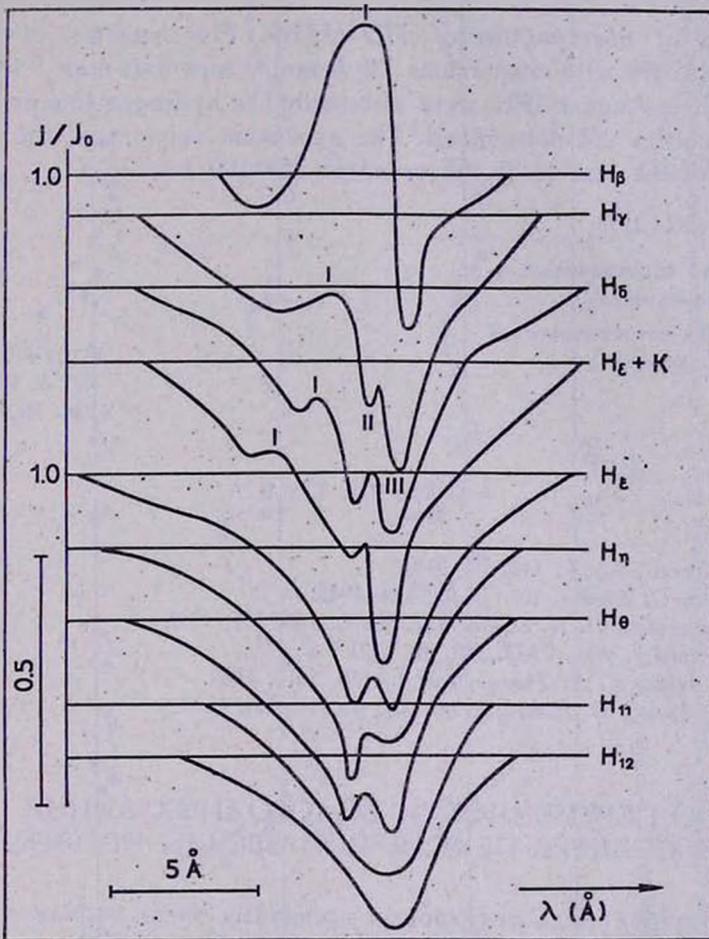


Рис. 1.

Согласно [5],  $f(x) = 2.72$ ,  $x_1/x_{\odot} \cong 4.0$ , а  $x_2/x_{\odot} = 6.8$  (в предположении, что  $\sin i = 1$ ). Гипотеза о том, что ненаблюдаемая звезда с  $x_2 > x_1$  есть коллапсар или старая нейтронная звезда [6], не подтверждается наблюдениями: положение системы не совпадает с каким-либо источником  $x$ -лучей [5]. Почему же в таком случае не наблю-

дается спектр более массивного компонента? Возможно, сильная эмиссия главной звезды и линии расширяющейся с достаточно большой скоростью оболочки маскируют линии второго компонента. Нельзя исключить, что присутствующие в водородных линиях  $H_{\gamma}$ — $H_{12}$  линии поглощения, обозначенные на рисунке цифрой 2, как раз принадлежат второму компоненту.

*Spectral observations of HD 187399.* Five spectra of the shell star HD 187399 with dispersions  $30 \text{ \AA mm}^{-1}$  and  $8 \text{ \AA mm}^{-1}$  in August 1970 and June-August 1971 were obtained. The hydrogen line profiles and radial velocities are determined. The expansion velocity of the extended envelope of the star is of the order of  $75\text{--}100 \text{ km/sec}^{-1}$ .

9 июля 1973

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Шемахинская астрофизическая  
обсерватория

Г. В. АХУНДОВА,  
Н. А. ИВАНОВА,  
Х. И. НОВРУЗОВА

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, Ap. J., 110, 59, 1949.
2. P. Swinhs, O. Struve, Ap. J., 97, 194, 1943.
3. J. B. Hutcgings, P. G. Laskarides, M. N., 155, 357, 1972.
4. Г. Г. Лекагэр, Изв. ГАО, 189, 42, 1971.
5. V. L. Trimble, K. S. Thorne, Ap. J., 156, 1013, 1969.
6. V. B. Zeldovitch, O. H. Guseynov, Ap. J., 144, 840, 1965.

#### О ПЕРЕМЕННОСТИ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ HD 184905

В спектрах ряда пекулярных магнитных звезд наряду с линиями различных элементов (Eu II, Si II и других), существенным изменениям, подвержены и интенсивности водородных линий. Однако характер изменения их в течение периода еще недостаточно изучен. Кроме того, согласно [1, 2] наибольшим изменениям подвержены центральные части линий, а согласно [3, 4] — их крылья. Окончательное решение этого вопроса является достаточно важным, так как различные части контуров водородных линий формируются в разных слоях атмосферы звезды. Учитывая это, мы получили спектрографический материал для

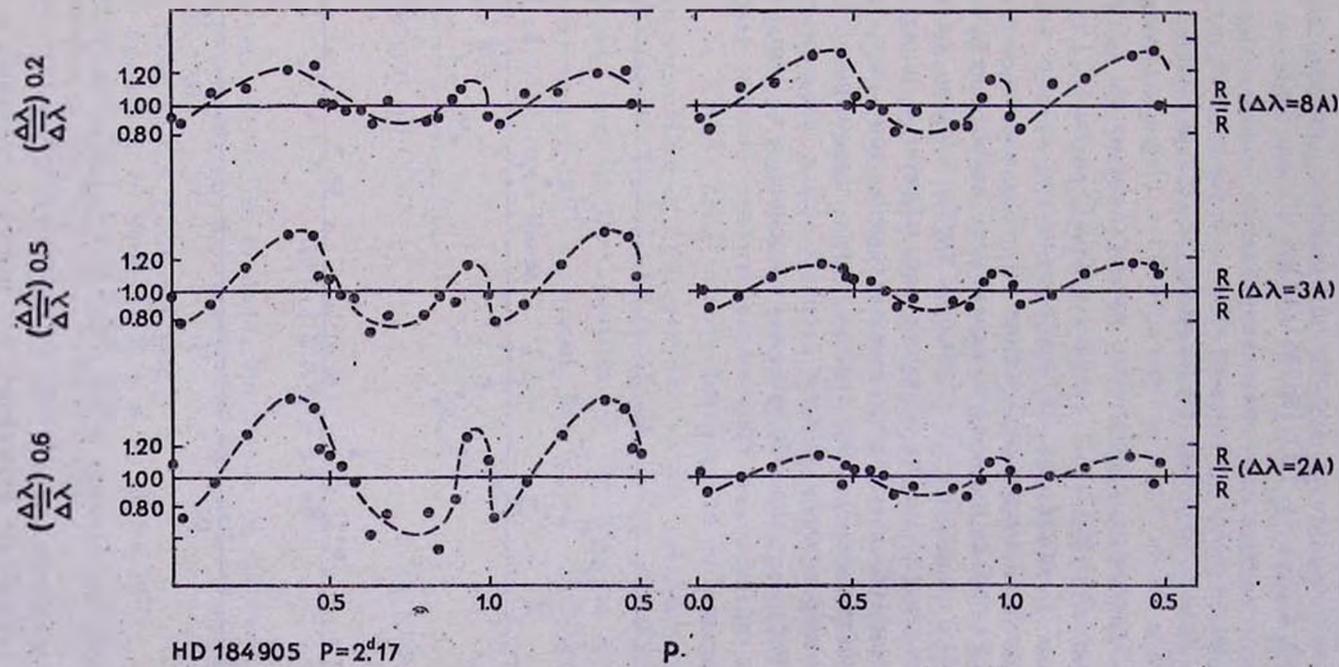


Рис. 1. Сопоставление изменений ширины  $\Delta\lambda$  на глубинах 0.2, 0.5 и 0.6 с изменениями глубины  $R$  на расстояниях  $8.3$  и  $2\lambda$  от центра линии для  $H\alpha$ .

различных (по типу пекулярности) магнитных звезд. Ниже приведены предварительные результаты дифференцированного исследования водородных линий в спектре HD 184905 (АОр; Si—Sr—Cr).

Спектр этой звезды из-за ее относительной слабости ( $m_v = 6^m 6$ ) количественно не изучался, хотя сам объект представляет значительный интерес (характеризуется, по-видимому, сильным магнитным полем и истечением ионов Ca с поверхности [5]). Наблюдательный материал (16 спектрограмм, равномерно распределенных по фотометрическому периоду  $P = 2^d 17$  [6]) получен в КрАО летом 1972 г. с дисперсией 15 Å/мм и обработан на микрофотометре прямых интенсивностей. Для линий бальмеровской серии  $H_5 - H_{11}$  мы изучили изменения в течение периода следующих параметров: эквивалентных шарин ( $W_\lambda$ ), ширин ( $\Delta\lambda_i$ ) на различных глубинах, глубин ( $R_i$ ) на различных расстояниях от центра линии, а также эквивалентных ширин „ядер“ ( $W_n$ ) и „крыльев“ ( $W_k$ ), определяемых аналогично тому, как это сделано в [2]. Практически у всех перечисленных параметров в изменениях в течение периода обнаружена двойная волна; найденные изменения вполне реальны, так как все они синхронны, и их амплитуды в несколько раз превосходят средне-квадратичные ошибки одного измерения, полученные по стандартной звезде  $\beta$ UMa (A1V).

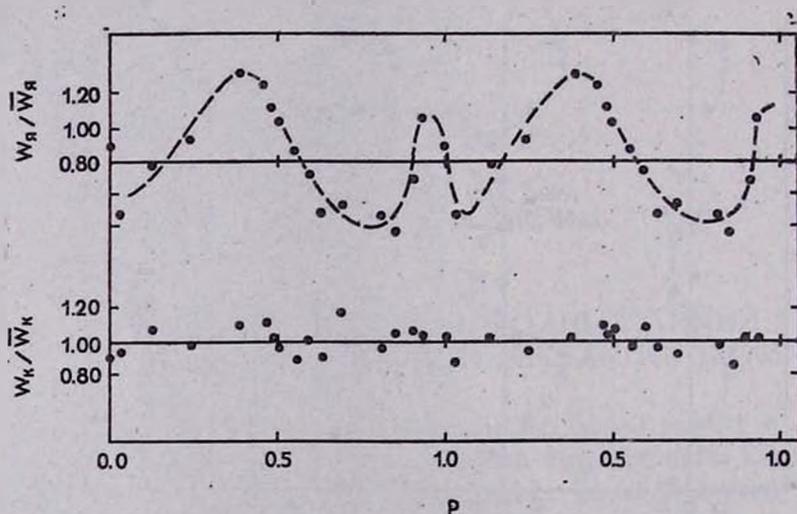


Рис. 2. Сравнение эквивалентных ширин „ядер“  $W_n$  и „крыльев“  $W_k$  для  $H_n$ .

Анализ изменений ширин  $\Delta\lambda_i$  и глубин  $R_i$  показал, что для каждой линии амплитуды изменений  $\Delta\lambda_i$  растут с глубиной, а амплитуды  $R_i$  — с удалением от центра линии. Сопоставление этих изме-

нений с учетом соответствующих ошибок приводит к заключению о том, что наибольшая переменность присуща ядрам (рис. 1). Это подтверждается сравнением изменений  $W_{\alpha}$  и  $W_{\beta}$  в течение периода (рис. 2).

Таким образом, можно заключить, что переменность свойственна всем слоям атмосферы, ответственным за образование водородных линий, но наиболее нестабильными являются поверхностные слои, где формируются ядра.

После завершения данной работы нам стало известно [7] об определении нового фотометрического периода HD 184905  $P = 1^d 845031$ . Характер изменения всех параметров водородных линий в течение этого периода остается прежним (двойная волна сохраняется), но возрастает разброс точек близ второго максимума. Заметим, что у линий других элементов (KCaII, EuII, SiII), центральные глубины при их изменении также обнаруживают двойную волну, но соответствующие максимумы смещены как относительно друг друга, так и относительно максимумов, получающихся для линий водорода.

Подробное исследование HD 184905 предполагается опубликовать в седьмом томе *Астрофизических исследований* (Изв. САО АН СССР).

*On variability of hydrogen lines in the spectrum of the peculiar star HD 184905.* The variability (double wave) of different parameters of hydrogen lines in the spectrum of the peculiar star HD 184905 during the period of 2.17 is found. The largest variations occur in the central parts of these lines.

10 июля 1973

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

Р. Н. КУМАЙГОРОДСКАЯ,  
Н. М. ЧУНАКОВА

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. Guthnick, Sitzber, Preuss. Akad., Wiss. Berlin, 29, 618, 1931.
2. Р. Н. Кумайгородская, *Астрофизические исследования* (Изв. САО АН СССР) 2, 26, 1970.
3. H. J. Wood, P. A. S. P., 76, 158, 1964.
4. W. K. Vonsack, A. H. Markowitz, P. A. S. P., 79, 235, 1967.
5. H. W. Babcock, Ap. J. Suppl., 3, 141, 1958.
6. N. Morrison, S. Wolff, P. A. S. P., 83, 474, 1971.
7. В. Шнайх, А. Николов (частное сообщение).



## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“, ТОМ 9 за 1973 г.

<i>Абрамян М. Г.</i> (см. <i>Оганесян Р. С.</i> ) . . . . .	401
<i>Айдманн Ж., Каллоглян А. Т.</i> Возможное свидетельство недавнего происхождения галактик Маркаряна . . . . .	71
<i>Алоджанц Г. П., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.</i> К вопросу о возможной конденсации $\pi$ -мезонов в ядерной материи . . . . .	581
<i>Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б., Янкович И. И.</i> Вспыхивающие звезды в Плеядах. IV . . . . .	461
<i>Аракелян М. А.</i> К оценке средней плотности вещества в Метагалактике . . . . .	151
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектры галактик Маркаряна. VII . . . . .	319
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектры галактик Маркаряна. VIII . . . . .	325
<i>Арп Г., Хачикян Э. Е.</i> Маркаряна 474 (NGC 5683) — сейфертовская галактика первого типа (Sy 1) . . . . .	509
<i>Ахундова Г. В., Гусейнов О. Х.</i> Исследование лучевых скоростей звезд 71 Tau, 49 Ori, 8= Vir и $\xi$ Aql . . . . .	479
<i>Ахундова Г. В., Иванова Н. Л., Новрузова Х. И.</i> Спектральные наблюдения HD 187399 . . . . .	605
<i>Баранов А. А.</i> Пост-ньютоновская гидродинамика в теории Йордана . . . . .	95
<i>Бахшиян Г. Г., Гарибян Г. М., Ян Ши.</i> [Рентгеновское переходное излучение, образованное на космических частицах . . . . .	371
<i>Брук Ю. М.</i> Промежуточное состояние в сверхпроводящей нейтронной звезде . . . . .	237
<i>Бутслов М. М.</i> (см. <i>Нотни П.</i> ) . . . . .	39
<i>Варданян Р. А., Мелик-Алавердян Ю. К.</i> О характере выбросов в ядрах галактик Маркаряна сейфертовского типа . . . . .	451

<i>Варданян Р. А., Сабидош Л.</i> Связь между цветом I—K и собственной поляризацией света звезд поздних типов . . . . .	454
<i>Гарибян Г. М.</i> (см. <i>Бахшян Г. Г.</i> ) . . . . .	371
<i>Геворкян Г. Т.</i> (см. <i>Нотни П.</i> ) . . . . .	39
<i>Герашенко А. Н.</i> О связи явлений, обусловленных газовой и пылевой составляющими межзвездной среды . . . . .	301
<i>Гурзаян Г. А., Оганесян Дж. Б.</i> Распределение энергии в непрерывном спектре звезд Вега и Агена в области 2000—3800 Å . . . . .	197
<i>Гусейнов О. Х.</i> Черная дыра — компонента массивной эмиссионной звезды . . . . .	293
<i>Гусейнов О. Х.</i> Эволюционная последовательность: красный гигант—планетарная туманность—белый карлик . . . . .	425
<i>Гусейнов О. Х.</i> (см. <i>Ахундова Г. В.</i> ) . . . . .	479
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i> ) . . . . .	319
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i> ) . . . . .	325
<i>Долинов А. Э., Зеликман М. А.</i> Волны в плазме, находящейся в магнитном и гравитационном полях . . . . .	99
<i>Дорошкевич А. Г., Рябенский В. С., Шандарин С. Ф.</i> Нелинейная теория развития потенциальных возмущений . . . . .	257
<i>Дорошкевич А. Г., Шандарин С. Ф.</i> Возникновение и эволюция неоднородностей в нелинейной теории гравитационной неустойчивости . . . . .	
<i>Дробышевский Э. М.</i> Генезис и классификация магнитных звезд. I . . . . .	119
<i>Енибарян Н. Б., Николюян А. Г.</i> Некогерентное рассеяние. IV. Бесконечная среда . . . . .	79
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Есипов В. Ф.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i> ) . . . . .	319
<i>Есипов В. Ф.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i> ) . . . . .	325
<i>Зайцева Г. В., Колотилов Е. А.</i> Контуры эмиссионной линии водорода H $\alpha$ в спектрах неправильных переменных звезд . . . . .	185
<i>Захарова П. Е.</i> (см. <i>Свечников М. А.</i> ) . . . . .	143
<i>Захарова П. Е.</i> (см. <i>Свечников М. А.</i> ) . . . . .	147
<i>Зеликман М. А.</i> (см. <i>Долинов А. Э.</i> ) . . . . .	99
<i>Иванов В. В., Сабашвили Ш. А.</i> Многократное рассеяние света в полубесконечных атмосферах . . . . .	333
<i>Иванова Н. Л.</i> (см. <i>Ахундова Г. В.</i> ) . . . . .	605
<i>Искударян С. Г.</i> Соотношение цвет—абсолютная величина для ядер нормальных спиралей . . . . .	503

<i>Казарян Э. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Каллодян А. Т.</i> (см. <i>Айджинн Ж.</i> ) . . . . .	71
<i>Каплан С. А., Ойрингель И. М., Клейман Е. Б.</i> Об аннигиляции позитрония в плазме . . . . .	417
<i>Клейман Е. Б.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i> ) . . . . .	417
<i>Климишин И. А.</i> О тепловых волнах в звездах . . . . .	307
<i>Колотилов Е. А.</i> (см. <i>Зайцева Г. В.</i> ) . . . . .	185
<i>Кумайгородская Р. Н., Чунакова Н. М.</i> О переменности водородных линий в спектре пекулярной звезды HD 184905 . . . . .	608
<i>Курчаков А. В.</i> Поляризация света звезд, связанных с волокнистыми туман- ностями . . . . .	447
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i> ) . . . . .	487
<i>Лоскутов В. М.</i> Расчет поля излучения при монохроматическом изотропном рассеянии. II. Функции $\varphi(\eta, \tau_0)$ , $\psi(\eta, \tau_0)$ Амбарцумяна и их моменты . . . . .	361
<i>Маилан Н. Ш.</i> Поиски карликовых сфероидальных галактик . . . . .	63
<i>Маркарян Б. Е.</i> О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом. II. Объекты с широкими эмиссионными линиями . . . . .	5
<i>Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.</i> Галактики с ультрафиолетовым контину- умом. VI . . . . .	487
<i>Мелик-Алавердян Ю. К.</i> Некоторые наблюдательные аспекты в теории до- звездных тел . . . . .	595
<i>Мелик-Алавердян Ю. К.</i> (см. <i>Варданян Р. А.</i> ) . . . . .	451
<i>Мирзоян Л. В.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Минацаканян Р. Г.</i> О классификации центральных частей некоторых ярких га- лактик . . . . .	57
<i>Морозов В. Н.</i> О влиянии магнитного поля на динамику оболочек звезд ти- па Ве . . . . .	387
<i>Морозов В. Н.</i> Перенос момента количества движения в оболочках звезд при помощи магнитного поля . . . . .	567
<i>Наирнер Д. И.</i> Расчет поля излучения при монохроматическом изотропном рассеянии. I. Резольвентные функции . . . . .	347
<i>Никосян А. Г.</i> Линейная задача излучения многоуровневого атома . . . . .	221
<i>Никосян А. Г.</i> (см. <i>Енибарян Н. Б.</i> ) . . . . .	79
<i>Новрузова Х. И.</i> (см. <i>Ахундова Г. В.</i> ) . . . . .	605
<i>Нотни П., Хачикян Э. Е., Бутслов М. М., Геворкян Г. Т.</i> Спектральные наблюдения галактики Маркарян 6 . . . . .	39

<i>Оганесян Дж. Б.</i> (см. <i>Гурзидян Г. А.</i> ) . . . . .	197
<i>Оганесян Р. С., Абрамян М. Г.</i> О применении тензорного уравнения вириала для определения возможных фигур самогравитирующей материи при наличии магнитного поля . . . . .	401
<i>Оганян Г. Б.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Ойрингель И. М.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i> ) . . . . .	417
<i>Парсамян Э. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Пекер Ж. К.</i> Размеры зон ионизованного газа вокруг источников сильного ультрафиолетового излучения. I. Физика проблемы и принципы вычислений . . . . .	525
<i>Рябенский В. С.</i> (см. <i>Дорошкевич А. Г.</i> ) . . . . .	257
<i>Саакян К. А.</i> О центральных сгущениях E и S0—галактик . . . . .	51
<i>Сабадош Л.</i> (см. <i>Варданян Р. А.</i> ) . . . . .	454
<i>Сабашвили Ш. А.</i> Многократное рассеяние резонансного излучения в плоском слое и шаре . . . . .	273
<i>Сабашвили Ш. А.</i> (см. <i>Иванов В. В.</i> ) . . . . .	333
<i>Свечников М. А., Захарова П. Е.</i> О зависимости полной массы звезд в единичном объеме от времени их эволюции . . . . .	143
<i>Свечников М. А., Захарова П. Е.</i> Об оценке возраста скопления $\alpha$ Per. . . . .	147
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Алоджанц Г. П.</i> ) . . . . .	581
<i>Соболев В. В.</i> Некоторые применения зависимости между излучательной и поглощательной способностью среды . . . . .	515
<i>Теребиз В. Ю.</i> Зависимость числа источников от потока и метод $V/V_m$ в исследовании эволюции квазизвездных радиисточников . . . . .	209
<i>Товмасын Г. М.</i> Наблюдения радиоизлучения скоплений галактик . . . . .	177
<i>Хачикян Э. Е.</i> О физических особенностях ядра галактики Маркарян 6 . . . . .	139
<i>Хачикян Э. Е.</i> Спектральное исследование иррегулярной галактики NGC 520 . . . . .	157
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Нотни П.</i> ) . . . . .	39
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Арп Г.</i> ) . . . . .	509
<i>Чавушян О. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Алоджанц Г. П.</i> ) . . . . .	581
<i>Чунакова Н. М.</i> (см. <i>Кумайгородская Р. Н.</i> ) . . . . .	608
<i>Шандарин С. Ф.</i> (см. <i>Дорошкевич А. Г.</i> ) . . . . .	257
<i>Шахбазян Р. К.</i> Детальная UBV фотометрия галактики NGC 2276 . . . . .	21
<i>Шахбазян Р. К.</i> Наблюдения Сверхновой в peculiarной галактике NGC 3656 . . . . .	450

<i>Шахбазян Р. К.</i> Компактные группы компактных галактик . . . . .	495
<i>Эйенсон А. М.</i> Строение горизонтальной ветви и возраст шаровых скоплений . . . . .	107
<i>Эйенсон А. М.</i> Модель горизонтальной ветви и возраст шаровых скоплений . . . . .	431
<i>Эйенсон А. М.</i> Цвет горизонтальной ветви шаровых скоплений } . . . . .	443
<i>Эйенсон А. М.</i> Горизонтальная ветвь в шаровых скоплениях Галактики и Магеллановых Облаков в карликовых галактиках типа Скульптора . . . . .	589
<i>Янкович И. И.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i> ) . . . . .	461
<i>Ян Ши</i> (см. <i>Бахшян Г. Г.</i> ) . . . . .	371

## СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“ ТОМ 9 за 1973 год

### В ы п у с к 1

О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом. II. Объекты с широкими эмиссионными линиями . . . . .	Б. Е. Маркарян	5
Детальная UVV-фотометрия галактики NGC 2276 . . . . .	Р. К. Шахбизян	21
Спектральные наблюдения галактики Маркарян 6 П. Нотти, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслов, Г. Т. Геворкян		39
О центральных сгущениях E и SO-галактик . . . . .	К. А. Саакян	51
О классификации центральных частей некоторых ярких галактик Р. Г. Мнацаканян		57
Поиски карликовых сфероидальных галактик . . . . .	Н. Ш. Мацлян	63
Возможное свидетельство о недавнем происхождении галактик Маркаряна Ж. Айджманн, А. Т. Каллолян		71
Некогерентное рассеяние. IV. Бесконечная среда Н. Б. Енгибарян, А. Г. Николосян		79
Пост-ньютоновская гидродинамика в теории Иордана . . . . .	А. А. Баранов	95
Волны в плазме, находящейся в магнитном и гравитационном полях А. Э. Долинов, М. А. Зеликман		99
Строение горизонтальной ветви и возраст шаровых скоплений А. М. Эйгенсон		107
Генезис и классификация магнитных звезд. I. . . . .	Э. М. Дробышевский	119
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О физических особенностях ядра галактики Маркарян 6 . . . . .	Э. Е. Хачикян	139
О зависимости полной массы звезд в единичном объеме от времени их эволюции . . . . .	М. А. Свечников, П. Е. Захарова	143
Об оценке возраста скопления $\gamma$ Per . . . . .	М. А. Свечников, П. Е. Захарова	147
К оценке средней плотности вещества в Метагалактике . . . . .	М. А. Аракелян	151

## В ы п у с к 2

Спектральное исследование иррегулярной галактики NGC 520 Э. Е. Хачикян	157
Наблюдения радиоизлучения скоплений галактик . . . . . Г. М. Товмасын	177
Контуры эмиссионной линии водорода $H_2$ в спектрах неправильных переменных звезд . . . . . Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов	185
Распределение энергии в непрерывном спектре звезд Вега и Агены в области 2000—3800 А . . . . . Г. А. Гурзядян, Дж. Б. Оганесян	197
Зависимость числа источников от потока и метод $V/V_m$ в исследовании эволюции квазизвездных радионисточников . . . . . В. Ю. Теремин	209
Линейная задача излучения многоуровневого атома . . . . . А. Г. Николюсян	221
Промежуточное состояние в сверхпроводящей нейтронной звезде Ю. М. Брук	237
Нелинейная теория развития потенциальных возмущений А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин	257
Множественное рассеяние резонансного излучения в плоском слое и шаре Ш. А. Сабашвили	273
Черная дыра—компонента массивной эмиссионной звезды . . . О. Х. Гусейнов	293
О связи явлений, обусловленных газовой и пылевой составляющими межзвездной среды . . . . . А. Н. Герашенко	301
О тепловых волнах в звездах . . . . . И. А. Климишин	307

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Спектры галактик Маркаряна. VII.

М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов 319

## В ы п у с к 3

Спектры галактик Маркаряна. VIII.

М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов 325

Множественное рассеяние света в полубесконечных атмосферах

В. В. Иванов, Ш. А. Сабашвили 333

Расчет поля излучения при монохроматическом изотропном рассеянии. I.

Резольвентные функции . . . . . Д. И. Напирнер 347

Расчет поля излучения при монохроматическом изотропном рассеянии. II.

Функции  $\varphi(\eta, \tau_0)$ ,  $\psi(\eta, \tau_0)$  Амбарцумяна и их моменты  
В. М. Лоскутов 361.

Рентгеновское переходное излучение, образованное на космических частицах

Г. Г. Бахсян, Г. М. Гарибян, Ян Ши 371

О влиянии магнитного поля на динамику оболочек звезд типа Ве

В. Н. Морозов 387

О применении тензорного уравнения вирнала для определения возможных фигур самогравитирующей материи при наличии магнитного поля <i>Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян</i>	401
Об аннигиляции позитрония в плазме <i>С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель</i>	417
Эволюционная последовательность: красный гигант—планетарная туманность—белый карлик . . . . .	<i>О. Х. Гусейнов</i> 425
Модель горизонтальной ветви и возраст шаровых скоплений <i>А. М. Эйвенсон</i>	431
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Цвет горизонтальной ветви шаровых скоплений . . . . .	<i>А. М. Эйвенсон</i> 443
Поляризация света звезд, связанных с волокнистыми туманностями] <i>А. В. Курчаков</i>	447
Наблюдения сверхновой в пекулярной галактике NGC 3656 <i>Р. К. Шахбазян</i>	450
О характере выбросов в ядрах галактик Маркаряна сейфертовского типа <i>Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	451
Связь между цветом I—K и собственной поляризацией света звезд поздних типов . . . . .	<i>Р. А. Варданян, Л. Сабашош</i> 454

## В ы п у с к 4

Вспыхивающие звезды в Плеядах. IV <i>В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович</i>	461
Исследование лучевых скоростей звезд 71 TAU, 49 ORI, 8 $\pi$ VIR и $\epsilon$ AQL <i>Г. В. Ахундова, О. Х. Гусейнов</i>	479
Галактики с ультрафиолетовым континуумом. VI <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>	487
Компактные группы компактных галактик . . . . .	<i>Р. К. Шахбазян</i> 495
Соотношение цвет—абсолютная величина для ядер нормальных спиралей <i>С. Г. Искусдарян</i>	503
Маркарян 474 (NGC 5683)—сейфертовская галактика первого типа (Sy 1)] <i>Г. Арп, Э. Е. Хачикян</i>	509
Некоторые применения зависимости между излучательной и поглощательной способностью среды . . . . .	<i>В. В. Соболев</i> 515
Размеры зон ионизованного газа вокруг источников сильного ультрафиолетового излучения. I. Физика проблемы и принципы вычислений <i>Ж. К. Пекер</i>	525
Возникновение и эволюция неоднородностей в нелинейной теории гравитационной неустойчивости . . . . .	<i>А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин</i> 549

Перенос момента количества движения в оболочках звезд при помощи магнитного поля . . . . .	<i>В. Н. Морозов</i>	567
К вопросу о возможной конденсации $\pi$ -мезонов в ядерной материи . . . . .	<i>Г. П. Алоджанц, Д. М. Седракли, Э. В. Чубарян</i>	581
Горизонтальная ветвь в шаровых скоплениях галактики у Магеллановых Облаков в карликовых галактиках типа Скульптора . . . . .	<i>А. М. Эвансон</i>	589
Некоторые наблюдательные аспекты в теории дозвездных тел . . . . .	<i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	595
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Спектральные наблюдения HD 187 399 . . . . .	<i>Г. В. Ахундова, Н. Л. Иванова, Х. И. Новрузова</i>	605
О переменности водородных линий в спектре пекулярной звезды HD 184 905 . . . . .	<i>Р. Н. Кумайгородская, Н. М. Чумакова</i>	608

## INDEX OF AUTHORS

<i>Abrahamian M. A.</i> (see <i>Hovanesian R. S.</i> ) . . . . .	401
<i>Akhundova G. V., Guseynov O. H.</i> The investigation of radial velocity of stars	409
<i>Akhundova G. V., Ivanova N. L., Novrusova H. I.</i> Spectral observations of HD 187399 . . . . .	605
<i>Alojants G. P., Sedrakian D. M., Chubarian E. V.</i> On the question of possible condensation of $\pi$ -mesons in the nuclear matter . . . . .	581
<i>Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V., Parsamian E. S., Chavushian H. S., Erastova L. K., Kazarian E. S., Ohanian G. B., Yankovich I. I.</i> Flare stars in Pleiades. IV . . . . .	461
<i>Arakeltan M. A.</i> On the estimate of mean density of matter in Metagalaxy .	151
<i>Arakeltan M. A., Dibay E. A., Yestov V. F.</i> The spectra of Markarian ga- laxies. IV. . . . .	319
<i>Arakeltan M. A., Dibay E. A., Yestov V. F.</i> The spectra of Markarian ga- laxies. V. . . . .	325
<i>Arp C. H., Khachikyan E. Ye.</i> Markarian 474 (NGC 5683)—Seyfert galaxy of type one (Sy I) . . . . .	509
<i>Bakhshtan G. G., Garibyan G. M., Yang C.</i> X-ray transition radiation produced on cosmic particles . . . . .	371
<i>Baranov A. A.</i> The post-Newtonian hydrodynamics in Jordan's theory . . . .	95
<i>Bruk J. M.</i> The intermediate state in the superconducting neutron star . . .	237
<i>Butslov M. M.</i> (see <i>Notni P.</i> ) . . . . .	39
<i>Chavushian H. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	461
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Alojants G. P.</i> ) . . . . .	581
<i>Chunakova N. M.</i> (see <i>Kumatgorodskaya R. N.</i> ) . . . . .	608
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i> ) . . . . .	319
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i> ) . . . . .	325
<i>Dolginov A. Z., Zelikman M. A.</i> Oscillations of the plasma in magnetic and gravitational fields . . . . .	99

<i>Doroshkevich A. G., Shandarin S. F.</i> . . . . .	549
<i>Doroshkevich A. G., Riabenkty V. S., Shandarin S. F.</i> Non-linear theory of development of potential perturbations . . . . .	257
<i>Drobitshevsky E. M.</i> Genesis and classification of the magnetic stars. I . . . . .	119
<i>Eigenson A. M.</i> Structure of horizontal branch and age of globular clusters . . . . .	107
<i>Eigenson A. M.</i> Horizontal branch model and age of globular clusters . . . . .	431
<i>Eigenson A. M.</i> Colour of horizontal branch of globular clusters . . . . .	443
<i>Eigenson A. M.</i> Horizontal branch in globular clusters of the galaxy and Magellanic clouds and in Sculptor type dwarf galaxies . . . . .	589
<i>Erastova L. K.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	461
<i>Garibian G. M.</i> (see <i>Bakhshian G. G.</i> ) . . . . .	371
<i>Gerashchenko A. N.</i> On the relation between phenomena due to the dust and gas components of the interstellar medium . . . . .	301
<i>Gevorkian G. I.</i> (see <i>Notni P.</i> ) . . . . .	39
<i>Surzadian G. A., Ohanesian J. B.</i> Energy distribution in the continuous spectrum Vega and Agena in the region of 2000—3800 Å . . . . .	197
<i>Guseinov O. H.</i> Black hole—the component of massive emission star . . . . .	293
<i>Guseinov O. H.</i> Evolution sequence: red giant-planetary nebulae-white dwarf . . . . .	425
<i>Guseinov O. H.</i> (see <i>Akhundova G. V.</i> ) . . . . .	479
<i>Heidman J., Kalloglian A. T.</i> A possible evidence for the recent production of Markarian galaxies . . . . .	71
<i>Iskudarian S. G.</i> The correlation absolute magnitude-color index for the nuclei of normal spirals . . . . .	503
<i>Ivanov V. V., Sabashvili S. A.</i> Multiple light scattering in semi-infinite atmospheres . . . . .	333
<i>Ivanova N. L.</i> (see <i>Akhundova G. V.</i> ) . . . . .	605
<i>Kalloglian A. T.</i> (see <i>Heidmann J.</i> ) . . . . .	71
<i>Kaplan S. A., Kleiman E. B., Ojringel I. M.</i> On the positronium annihilation in the plasma . . . . .	417
<i>Kazarian E. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	461
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Notni P.</i> ) . . . . .	39
<i>Khachikyan E. Ye.</i> On the physical peculiarity of the nucleus of the galaxy Markarian 6 . . . . .	139
<i>Khachikyan E. Ye.</i> The spectroscopic investigation of irregular galaxy NGC 520 . . . . .	157
<i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Arp C. H.</i> ) . . . . .	509
<i>Kleiman E. B.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i> ) . . . . .	417

<i>Klitimshin I. A.</i> On thermal waves in stars . . . . .	307
<i>Kolottlov E. A.</i> (see <i>Zajceva G. V.</i> ) . . . . .	185
<i>Kumatgorodskaya R. N., Chunakova N. M.</i> On variability of hydrogen lines in the spectrum of the peculiar star HD 184 905 . . . . .	608
<i>Kurchakov A. V.</i> Polarization of the light of stars, connected with filamentary nebulae . . . . .	447
<i>Ltpovetsky V. A.</i> (see <i>Markartan B. E.</i> ) . . . . .	487
<i>Loskutov V. M.</i> The calculation of radiation field under the assumption of mono- chromatic isotropic scattering. II. Ambartsumian's $\varphi$ and $\psi$ function and their moments . . . . .	361
<i>Mallian N. Sh.</i> The search of dwarf spheroidal galaxies . . . . .	63
<i>Markartan B. E.</i> On the nature of galaxies with ultraviolet continuum. II. Objects with broad emission lines . . . . .	5
<i>Markartan B. E., Ltpovetsky V. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum. VI . .	487
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> Some observational aspects of the prestellar matter theory . . . . .	595
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Vardantian R. A.</i> ) . . . . .	451
<i>Mirzoyan L. V.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	461
<i>Mnatsakantian R. G.</i> On the classifications of the central parts of some bright galaxies . . . . .	57
<i>Morozov V. N.</i> The dynamics of the envelopes of Be-stars. The effect of the magnetic field . . . . .	387
<i>Morozov V. N.</i> Transfer of rotational momentum in stellar envelopes by mag- netic field . . . . .	567
<i>Nagirner D. I.</i> The calculation of radiation field under the assumption of mono- chromatic isotropic scattering. I. The green functions . . . . .	347
<i>Nicoghossian A. G.</i> Linear problem of multilevel atom radiation . . . . .	221
<i>Nicoghossian A. G.</i> (see <i>Yengibarian N. B.</i> ) . . . . .	79
<i>Notni P., Khachikyan E. Ye., Butslav M. M., Gevorgian G. T.</i> The spectro- scopic observations of the galaxy Markarian 6 . . . . .	39
<i>Novrusova H. T.</i> (see <i>Akhundova G. A.</i> ) . . . . .	605
<i>Oganestian R. S., Abrahamian M. G.</i> On the application of the tensor virial equation for the determination of the possible figures of the self-gravita- ting matter in the presence of a magnetic field . . . . .	401
<i>Ohanesian J. B.</i> (see <i>Gurzadian G. A.</i> ) . . . . .	197
<i>Ohanian G. B.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ); . . . . .	461
<i>Ojringel I. M.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i> ) . . . . .	417

<i>Parsamian G. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	461
<i>Pecker G. S.</i> Dimensions of the zones of ionized gas around the sources of strong ultraviolet radiation. I—Physics of the problem and principles of calculation . . . . .	525
<i>Rtabenkly V. S.</i> (see <i>Doroshkevich A. G.</i> ) . . . . .	257
<i>Sabadosh L.</i> (see <i>Vardantian R. A.</i> ) . . . . .	454
<i>Sabashvili S. A.</i> Multiple scattering of resonance radiation in a plane layer and in a sphere . . . . .	273
<i>Sabashvili S. A.</i> (see <i>Ivanov V. V.</i> ) . . . . .	333
<i>Sahakian K. A.</i> On the central condensations in E and S0 galaxies . . . . .	51
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Alojants G. P.</i> ) . . . . .	581
<i>Shahbazian R. K.</i> The detailed UBV photometry of spiral galaxy NGC 2276 . . . . .	21
<i>Shahbazian R. K.</i> Observations of the Supernova in NGC 3656 . . . . .	450
<i>Shahbazian R. K.</i> Compact groups of compact galaxies . . . . .	495
<i>Shandarin S. F.</i> (see <i>Doroshkevich A. G.</i> ) . . . . .	257
<i>Shandarin S. F.</i> (see <i>Doroshkevich A. G.</i> ) . . . . .	549
<i>Sobolev V. V.</i> Some applications of the relationship between emissivity and absorptivity of a medium . . . . .	515
<i>Svechnikov M. A.</i> (see <i>Zakharova P. Ye.</i> ) . . . . .	143
<i>Svechnikov M. A.</i> (see <i>Zakharova P. Ye.</i> ) . . . . .	147
<i>Vardantian R. A., Melik-Alaverdian Ya. K.</i> On the character of ejections in the nuclei of Markarian's galaxies of the Seyfert type . . . . .	451
<i>Vardantian R. A., Sabadosh L.</i> The dependence between colours I-K and intrinsic polarization late type stars . . . . .	454
<i>Yang C.</i> (see <i>Bakhshtan G. A.</i> ) . . . . .	371
<i>Yankovitch I. I.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	461
<i>Yengibartian N. B., Ntoghosstan A. G.</i> Non-coherent scattering. IV. Infinite medium . . . . .	79
<i>Yesipov V. F.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i> ) . . . . .	319
<i>Yesipov V. F.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i> ) . . . . .	325
<i>Zajceva G. V., Kolottilov E. A.</i> Emission H $\alpha$ profiles in the spectra of irregular variable stars . . . . .	185
<i>Zakharova P. Ye., Svechnikov M. A.</i> On the dependence of total mass of stars in an unit volume on the time of their evolution . . . . .	143
<i>Zakharova P. E., Svechnikov M. A.</i> On the estimation of the age of the cluster $\alpha$ Per . . . . .	147
<i>Zelikman M. A.</i> (see <i>Dolginov A. Z.</i> ) . . . . .	99

# CONTENTS

## Number 1

On the nature of galaxies with ultraviolet continuum. 11. Objects with broad emission lines . . . . .	<i>B. Ye. Markarian</i>	5
The detailed UBV photometry of spiral galaxy NGC 2276 . . . . .	<i>R. K. Shahbaskan</i>	21
The spectroscopic observations of the galaxy Markarian 6 <i>P. Notni, E. Ye. Khachikyan, M. M. Butslav, G. T. Gevorkyan</i>		39
On the central condensations in E and S0 galaxies . . . . .	<i>K. A. Sahakyan</i>	51
On the classifications of the central parts of some bright galaxies <i>R. G. Mnatsakanyan</i>		57
The search of dwarf spheroidal galaxies . . . . .	<i>N. Sh. Mallian</i>	63
A possible evidence for the recent production of Markarian galaxies <i>J. Heldmann, A. T. Kalloglyan</i>		71
Non-coherent scattering. IV. Infinite medium <i>N. B. Yengibaryan, A. G. Ntoghossian</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. Dolgynov, M. A. Zelikman</i>		99
Structure of horizontal branch and age of globular clusters <i>A. M. Etgen</i>		107
Genesis and classification of the magnetic stars. 1 . . . . .	<i>E. M. Drobishevsky</i>	119

## NOTES

On the physical peculiarity of the nucleus of the galaxy Markarian 6 <i>E. Ye. Khachikyan</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 cluster . . . . .	<i>P. Ye. Zakharova, M. A. Svechnikov</i>	147
On the estimate of mean density of matter in Metagalaxy . . . . .	<i>M. A. Arakelyan</i>	151

## N u m b e r 2

The spectroscopic investigation of irregular galaxy NGC 520. <i>E. Ye. Khachikian</i>	157
Observations of radio emission of clusters of galaxies . . . <i>H. M. Tovmassian</i>	177
Emission $H_2$ profiles in the spectra of irregular variable stars <i>G. V. Zajceva, E. A. Kolotilov</i>	185
Energy distribution in the continuous spectrum of Vega and Agena in the region of 2000—3800 Å . . . . . <i>G. A. Gurzadian, J. B. Ohanian</i>	197
Source-count analysis and the $V/V_m$ test in the study of the evolution of quasi-stellar radio sources . . . . . <i>V. Yu. Terebizh</i>	209
Linear problem of multilevel atom radiation . . . . . <i>A. G. Nicoghosian</i>	221
The intermediate state in the superconducting neutron star . . . <i>J. M. Bruk</i>	237
Non-linear theory of development of potential perturbations <i>A. G. Doroshkevitch, V. S. Riabenky, S. F. Shandarin</i>	257
Multiple scattering of resonance radiation in a plane layer and in a sphere <i>S. A. Sabashvili</i>	273
Black hole—the component of massive emission star . . . . . <i>O. H. Guselnov</i>	293
On the relation between phenomena due to the dust and gas components of the interstellar medium . . . . . <i>A. N. Gerashchenko</i>	301
On thermal waves in stars . . . . . <i>I. A. Kltmishin</i>	307

## NOTES

The spectra of Markarian galaxies. VII <i>M. A. Arakeltian, E. A. Dibay, V. F. Ystipov</i>	319
---	-----

## N u m b e r 3

The spectra of Markarian galaxies. VIII <i>M. A. Arakeltian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov</i>	325
Multiple light scattering in semi-infinite atmospheres <i>V. V. Ivanov, S. A. Sabashvili</i>	333
The calculation of radiation field under the assumption of monochromatic isotropic scattering. I. The green functions . . . . . <i>D. I. Nagirner</i>	347
The calculation of radiation field under the assumption of monochromatic isotropic scattering. II. Ambartsumian's $\varphi$ and $\psi$ function and their moments . . . . . <i>V. M. Loskutov</i>	361
X-ray transition radiation produced on cosmic particles <i>G. G. Bakhshian, G. M. Garibian, C. Yang</i>	371
The dynamics of the envelopes of Be-stars. The effect of the magnetic field <i>V. N. Morozov</i>	387

On the application of the tensor virial equation for the determination of the possible figures of the self-gravitating matter in the presence of a magnetic field . . . . .	<i>R. S. Oganessian, M. G. Abrahamyan</i>	401
On the positronium annihilation in the plasma <i>S. A. Kaplan, E. B. Kleiman, I. M. Ojringel</i>		417
Evolution sequence: red giant-planetary nebulae-white dwarf . . . . .	<i>O. H. Guseinov</i>	425
Horizontal branch model and age of globular clusters . . . . .	<i>A. M. Eigenson</i>	431
NOTES		
Colour of horizontal branch of globular clusters . . . . .	<i>A. M. Eigenson</i>	443
Polarization of the light of stars, connected with filamentary nebulae <i>A. V. Kurchakov</i>		447
Observations of the Supernova in NGC 3656 . . . . .	<i>R. K. Shahbazian</i>	450
On the character of ejections in the nuclei of Markarian's galaxies of the Seyfert type . . . . .	<i>R. A. Vardanian, Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	451
The dependence between colours I—K and intrinsic polarization late type stars <i>R. A. Vardanian, L. Sabadosh</i>		454

## N u m b e r 4

Flare stars in Pleiades. IV <i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushian, L. K. Erastova, E. S. Kazarian, G. B. Ohanian, I. I. Yankovitch</i>		461
The investigation of radial velocities of the stars 71 Tau, 49 Ori, 8-Vir and $\xi$ Aql . . . . .	<i>G. V. Akhundova, O. H. Guseinov</i>	479
Galaxies with ultraviolet continuum. VI . . . . .	<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky</i>	487
Compact groups of compact galaxies . . . . .	<i>R. K. Shahbazian</i>	495
The correlation absolute magnitude—color index for the nuclei of normal spirals <i>S. G. Iskudarian</i>		503
Markarian 474 (NGC 5683)—Seyfert galaxy of type one (Sy I) <i>C. H. Arp, E. Ye. Khachikian</i>		509
Some applications of the relationship between emissivity and absorptivity of a medium! . . . . .	<i>V. V. Sobolev</i>	515
Dimensions of the zones of ionized gas around the sources of strong ultraviolet radiation. I—Physics of the problem and principles of calculation <i>G. C. Pecker</i>		525
The formation and evolution of inhomogeneities in non-linear theory of gravitational instability . . . . .	<i>A. G. Doroshkevitch, S. F. Shandarin</i>	549
Transfer of rotational momentum in stellar envelopes by magnetic field <i>V. N. Morozov</i>		567

On the question of possible condensation of $\pi$ -mesons in the nuclear matter <i>G. P. Aloyants, D. M. Sedraktan, E. V. Chubarlan</i>	581
Horizontal branch in globular clusters of the galaxy and Magellanic clouds and in Sculptor type dwarf galaxies . . . . . <i>A. M. Etganson</i>	589
Some observational aspects of the prestellar matter theory <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	595
NOTES	
Spectral observations of HD 187399 <i>G. V. Akhundova, N. L. Ivanova, H. I. Novrusova</i>	605
On variability of hydrogen lines in the spectrum of the peculiar star HD 184905 <i>R. N. Kumatgorodskaya, N. M. Chunakova</i>	608

# CONTENTS

FLARE STARS IN PLEIADES. IV	461
<i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushian, L. K. Erastova, E. S. Kazartan, G. B. Ohantian, I. I. Yankovich</i>	
THE INVESTIGATION OF RADIAL VELOCITIES OF THE STARS 71 TAU, 49 ORI, 8-VIR AND $\epsilon$ AQL . . . . .	479
<i>G. V. Akhundova, O. H. Guseinov</i>	
GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. VI	487
<i>B. E. Markartan, V. A. Lipovetsky</i>	
COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES . . . . .	495
<i>R. K. Shzhbzian</i>	
THE CORRELATION ABSOLUTE MAGNITUDE — COLOR INDEX FOR THE NUCLEI OF NORMAL SPIRALS . . . . .	503
<i>S. G. Iskudartan</i>	
MARKARIAN 474 (NGC 5583)—SEYFERT GALAXY OF TYPE ONE (SY I)	503
<i>C. H. Arp, E. Ye. Khachikian</i>	
SOME APPLICATIONS OF THE RELATIONSHIP BETWEEN EMISSIVITY AND ABSORPTIVITY OF A MEDIUM . . . . .	515
<i>V. V. Sobolev</i>	
DIMENSIONS OF THE ZONES OF IONIZED GAS AROUND THE SOURCES OF STRONG ULTRAVIOLET RADIATION. I—PHYSICS OF THE PROBLEM AND PRINCIPLES OF CALCULATIONS . . . . .	525
<i>G. C. Pecker</i>	
THE FORMATION AND EVOLUTION OF INHOMOGENEITIES IN NON- -LINEAR THEORY OF GRAVITATIONAL INSTABILITY	549
<i>A. G. Doroshkevich, S. F. Shandarin</i>	
TRANSFER OF ROTATIONAL MOMENTUM IN STELLAR ENVELOPES BY MAGNETIC FIELD . . . . .	567
<i>V. N. Morozov</i>	
ON THE QUESTION OF POSSIBLE CONDENSATION OF $\pi$ -MESONS IN THE NUCLEAR MATTER	581
<i>G. P. Aloyants, D. M. Sedraktan, E. V. Chubartan</i>	
HORIZONTAL BRANCH IN GLOBULAR CLUSTERS OF THE GALAXY AND MAGELLANIC CLOUDS AND IN SCULPTOR TYPE DWARF GALAXIES	589
<i>A. M. Elgenson</i>	
SOME OBSERVATIONAL ASPECTS OF THE PRESTELLAR MATTER THEORY	595
<i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	
NOTES	
SPECTRAL OBSERVATIONS OF HD 187 399	605
<i>G. V. Akhundova, N. L. Ivanova, H. I. Nourasova</i>	
ON VARIABILITY OF HYDROGEN LINES IN THE SPECTRUM OF THE PECULIAR STAR HD 184 935	608
<i>R. N. Kumatgorodskaya, N. M. Chunakova</i>	