

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8

МАЙ, 1972

ВЫПУСК 2

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. V. <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>	155
О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. I. ОСНОВНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЦВЕТОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ <i>Б. Е. Маркарян</i>	165
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. V. <i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	177
ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА 6 В ПЕРИОД ЕЕ АКТИВНОСТИ . . . . . <i>В. И. Проник, К. К. Чуваев</i>	187
РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ОДНОРОДНОМ ШАРЕ . . . . . <i>В. В. Соболев</i>	197
НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. III. . . . . <i>Н. Б. Ембарян, А. Г. Никогосян</i>	213
О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В ГОРЯЧИХ ЗВЕЗДАХ ЗА СЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ . <i>И. Ф. Малов</i>	227
О ДИФFUЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКЕ, РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ . . . . . <i>В. В. Витязев</i>	235
О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV СЕТИ <i>А. А. Коровяковская</i>	247
ЭВОЛЮЦИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА ПРИ АККРЕЦИИ БОГАТОГО ВОДОРОДОМ ВЕЩЕСТВА. I. . . . . <i>Ю. Н. Редкобородый</i>	261
АТМОСФЕРА НЕВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД <i>Г. С. Саакян, Д. М. Седракян</i>	293
ФАЗОВОЕ РАЗМЕШИВАНИЕ ВТОРОГО РОДА В ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ. II. . . . . <i>Л. П. Осипков</i>	295
ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВЕЗДЫ КАК ЧИСТО РАЗРЫВНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС. III. ЗВЕЗДЫ РАЗЛИЧНЫХ МАСС В РАССЕЯННОМ СКОПЛЕНИИ . . . . . <i>В. С. Калиберда, И. В. Петровская</i>	305
К ДИНАМИКЕ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ НА НЕЙТРИННОМ ФОНЕ ВСЕЛЕННОЙ . . . . . <i>Т. Б. Омаров</i>	315

Е Р Е В А Н

## Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն   կ ո լ ե գ ի ա

Ա. Ա. Քոչարչուկ, Յա. Բ. Զելրովիչ, 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. Սորոլ

### Редакционная коллегия

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

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

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

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

«Աստրոֆիզիկա»-ն գիտական համդեռ է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինֆեռարայն հաղվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտազուկակական աստղագիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը հախառնաված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանողագինը 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմուններում, իսկ արտասանմանում «Մեծդունարողնայա կենդան» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

## ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. V

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

Поступила 14 октября 1971

Приводится пятый список галактик с ультрафиолетовым континуумом, в который вошли наблюдательные данные о 106 новых объектах. Методика наблюдений и поиска галактик описана в предыдущих статьях этой серии [1—3]. Все обозначения в настоящем списке остались прежними. У 82 объектов обнаружено или заподозрено существование эмиссионных линий. 47 объектов классифицированы как *v-sd*, 4 из них, весьма вероятно, являются объектами сейфертовского типа. Их номера в списке отмечены одной звездочкой. Другие 7 объектов отмечены двумя звездочками и являются кандидатами в QSO.

В течение 1969—1970 гг. в Бюраканской обсерватории продолжался обзор неба для поиска галактик с ультрафиолетовым континуумом. Наблюдения велись с помощью полутораградусной объективной призмы, установленной на телескопе системы Шмидта (40—52"). Использовались фотопластинки Kodak II AF английского производства.

Обзор был начат в 1965 г. Данные об обнаруженных объектах опубликованы в прежних статьях этой серии [1—4]. Вся методика наблюдений, поиска и изучения галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением осталась без изменений. По программе обзора снимаются области неба с галактической широтой  $|b| > 30^\circ$ , лежащие севернее склонения  $-5^\circ$ . Более южные области имеют зенитные расстояния в верхней кульминации  $> 45^\circ$ , что приводит к заметному ослаблению ультрафиолетового излучения и ухудшению качества изображений объектов на снимках, поэтому планомерные наблюдения их нецелесообразны.

К настоящему времени снято около четырехсот областей, общей площадью 6000 кв. градусов, что составляет половину всей программы. В покрытой обзором области обнаружено свыше 500 объектов. Таким образом, в среднем на 12 кв. градусов прихо-

дится одна галактика в интервале видимых величин от  $13^m$  до  $17^m.5$ . Это значение является только нижним пределом и не противоречит значению, полученному раньше [3]. Нужно учитывать, что поскольку наблюдения производились на эмульсиях разных серий выпуска, в различных атмосферных условиях, то предельная звездная величина на снимках колеблется в больших пределах от  $16^m$  до  $17^m.5$ . Речь идет о видимой величине объекта, спектр которого уверенно регистрируется на пластинке. Поэтому предварительные статистические данные, касающиеся плотности галактик с ультрафиолетовым континуумом и характера распределения их на небесной сфере, подвержены наблюдательной селекции.

Несколько замечаний о спектральных типах галактик. При изучении спектров галактик применяется двумерная классификация. Каждый объект характеризуется степенью интенсивности ультрафиолетового континуума, которая довольно тесно коррелирует с протяженностью спектра на наших пластинках и степенью конденсированности или резкости спектра; побочный признак — наличие в спектре эмиссионных линий [1, 2]. В действительности при тщательном изучении и отборе объектов используется практически вся доступная информация, например, морфологический тип, характер распределения энергии в спектре, сравнительная интенсивность красной и синей частей спектра, соответствие интенсивности спектра и яркости прямого изображения, и под названием галактики с ультрафиолетовым континуумом мы обычно понимаем объекты с избыточным ультрафиолетовым излучением, при этом избыточным для данного морфологического типа, как это определялось в работе [5].

В пятом списке приведены данные о 106 новых объектах. Все обозначения в списке остались прежними [1—3]. У 82 объектов было обнаружено или заподозрено существование эмиссионных линий. 47 объектов были классифицированы как s-sd, у четырех из них можно ожидать присутствия широких эмиссионных линий, т. е. основной спектральной особенности сейфертовских галактик. Их порядковые номера отмечены одной звездочкой. Двумя звездочками отмечены порядковые номера семи звездообразных объектов, которые, судя по распределению энергии в спектре, можно считать кандидатами в QSO.

В примечаниях к списку даны описания внешнего вида объекта и, отчасти, его спектра, кроме того указана номенклатура объекта, если он встречается в различных списках и обзорах. Для семи объектов, у которых изучались щелевые спектры разными авторами, цитируется также соответствующая литература. Карты отождествления отпечатаны с красных карт Паломарского обозрения неба.

Таблица 1

## СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ

№	Галактика	Координаты		Размеры	m <sub>rg</sub>	Спектр. тип.
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$			
1	2	3	4	5	6	7
402	—	9 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 3	+30°39'	12"×8"	16 <sup>m</sup>	sd2e:
403	—	38.0	21 28	14×12	16.5	d2e
404	—	39.9	32 05	—	15.5	d2
405	2970	40.6	32 13	22×20	15.5	d3
406	—	41.1	29 51	15×12	15.5	ds2e
407	—	44.7	39 20	12	15	sd3e:
408	—	45.1	33 06	14×12	15	ds2
409	3011	46.7	32 27	18×14	15	d3e
410	—	50.1	37 59	12×9	16	sd2
411	2524*	54.5	33 51	18×12	15.5	d3
412	5—24—5	55.0	32 28	14×10	15.5	sd2e
413	—	56.3	31 57	9	15.5	s2e
414	6—23—1	10 10.2	35 31	18×12	16.5	d1e:
415	—	25.8	40 06	12	16	d2e:
416	4—25—44	40.3	20 41	15×10	15.5	sd2e:
417	—	46.8	23 13	10	16	d3e:
418	3442	50.3	34 10	24	14.5	d2e:
419	—	55.8	24 28	8	16.5	ds3e
420	—	11 00.8	38 10	14×10	15.5	d2e
421*	—	01.7	38 28	18×14	13.5	s1e
422	3558	08.2	28 49	20	15.5	sd3e:
423	6—25—72	24.1	35 31	20	15.5	ds3e:
424	—	27.7	37 00	20×12	15.5	ds2e:
425**	—	11 31.2	64 26	7	16	s1
426	6—26—16	38.2	35 28	24×12	15	d3
427	—	40.8	36 23	20×10	15.5	d3e:
428	—	41.5	37 27	18×12	15.5	sd3e
429	—	43.8	35 07	16×14	14.5	ds2e:
430	3921	48.5	55 21	24×18	14.5	sd2e
431	6—26—42	48.8	35 43	30×18	14.5	s2e:
432	4004	55.4	28 09	35×20	14.5	ds2e:
433	9—20—49	56.4	54 30	18×12	15	sd3e:
434	6—26—67	56.9	35 10	18×12	15.5	ds2e:
435	—	12 09.4	40 56	14×9	15	d2e
436**	—	11.6	37 02	7	16	s2e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
437**	—	12 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 3	+41° 09'	6"	16 <sup>m</sup>	s1e:
438	—	20.4	22 42	12×8	16.5	ds3e:
439	4369	22.1	39 40	36	12.5	sd2e:
440	—	25.0	36 58	8	16.5	sd1e:
441	3723*	42.1	41 01	18×10	15.5	d2e:
442	4687	45.0	35 37	18×16	15	sd3e
443	—	45.6	33 36	10×8	16.5	ds2
444	6—28—32	46.3	34 46	10	15.5	d2e:
445	3808*	46.5	40 52	24×12	15.5	sd2e:
446	4719	47.7	33 25	18×12	15	s2e:
447	—	55.4	24 39	10×8	16.5	ds3e:
448**	—	59.1	30 19	7	17	s1e:
449	5014	13 09.2	36 32	60×18	14	d2e
450	6—29—65	12.5	35 08	6	17	d1e
451	—	22.1	36 51	12	15	d2e
452	5142	22.8	36 40	24×16	15.5	sd3
453	—	23.8	33 16	24×18	16.5	d2e:
454	5—32—20	24.6	26 51	10	16	sd2e
455	5—32—35	28.3	31 32	25×10	15.5	d2
456	6—30—32	30.8	37 27	12×10	15.5	d3e
457	—	30.8	39 17	8	16	sd3
458**	—	32.3	40 22	7	16	s2e
459	—	32.8	34 18	9×7	17	d2e
460**	—	42.1	40 16	7	16	s1e:
461	6—30—85	45.1	34 24	24×16	15.5	sd3e
462	7—29—2	49.3	40 27	9	16	sd2
463	3—36—5	53.6	18 37	25×15	16	ds1e
464	—	53.9	38 48	6	16.5	sd1e
465	6—31—44	59.2	37 02	10	16	sd2e:
466	6—31—48	59.7	37 15	20×18	15.5	sd3
467	—	14 10.3	34 47	14×7	16.5	ds2e:
468	—	13.7	41 13	12×10	15.5	d2
469	—	16.1	34 35	8×6	17	ds1e
470	5596	20.4	37 20	24×18	15.5	sd3e:
471	6—32—14	20.8	33 04	24×18	15.5	d2e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
472	—	14 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> 9	+36°10'	20"×12"	15 <sup>m</sup> 5	d2e:
473	—	30.8	57 05	12	16	d3e:
474	5683	33.1	48 52	12×10	16.5	sd2e
475	—	36.9	37 01	10	17	ds2e
476	7-30-45	36.9	41 14	50×15	16	d2
477	—	39.1	53 44	14×12	16	d2e
478*	—	40.1	35 39	10×8	15	s1e
479	1076*	52.6	18 14	30×18	15	d3
480	5860	15 04.7	42 50	20×12	14.5	d2
481	—	26.5	55 36	8	15.5	d3
482	9-25-55	26.8	55 43	24×12	15	ds3e:
483	—	28.7	34 06	10×8	17	d2e
484	—	29.7	54 51	12×10	15.5	d2e
485	—	30.3	51 56	20×12	15	d2
486*	—	35.5	54 42	8	15	s1e
487	—	35.8	55 25	10	16	d2e
488	—	38.5	35 05	14×12	16.5	d3
489	5992	42.6	41 15	12	14.5+15.5	d2+d2e
490	—	44.9	46 09	12×10	15.5	d1e
491	1144*	49.7	43 33	16×12	16	d3e
492	5-38-6	56.6	26 58	25×15	15.5	s3e:
493	6-35-17	57.3	35 10	10	16	sd1e:
494	5-38-9	58.4	30 31	8	16.5	ds2e:
495**	—	16 02.1	26 12	7	15.5	s2e:
496	6090	10.4	52 35	10×8	16+16.5	s2e+sd2
497	9-27-7	15.4	52 09	8	16	d2
498	—	17.0	52 58	7	17	s3
499	—	47.0	48 47	12	15	s3e:
500	8-31-1	47.2	48 48	18×10	16.5	d2e:
501	7-35-2	52.2	39 50	25×20	13.5	s2e:
502	—	53.1	64 12	12	15.5	s3
503	6275	55.0	63 20	14×10	16.5	d3
504	5-40-26	59.2	29 29	18×12	17	sd2e
505	—	17 19.7	39 45	12	15.5	sd2
506*	5-41-12	20.7	30 56	24×18	15.5	s1e
507	—	48.8	68 43	10×8	16	sd2e:

*Примечания к списку*

- 402 — Овальной формы с тупыми концами у большой оси. Вытянута по направлению NE—SW. Спектр довольно конденсированный, по-видимому, присутствует  $H_{\alpha}$ .
- 403 — Сфероидальное компактное образование.
- 404 — Восточный компонент яркой галактики  $\sim 12^m$  NGC 2964. Возможно, NGC 2964—68—70 образуют группу. Размеры не приведены, т. к. объект находится в передержанной части NGC 2964 и выделяется только в спектре.
- 405 — Сфероидальная, слегка вытянута по  $\alpha$ .
- 406 — Компактная. В эмиссии наблюдается  $H_{\alpha}$ .
- 407 — Имеет сферическую форму, выглядит компактной.
- 408 — Почти компактная, с туманом, прилегающим на юге.
- 409 — Сфероидальная, с заметной оболочкой.
- 410 — Имеет эллиптическую форму. Вытянута по  $\delta$ .
- 411 — Сфероидальная, имеет слабую корону. Возможно, что объект — двойной.
- 412 — Компактная, с небольшими выбросами. Наблюдаются  $H_{\alpha}$  и узлы в синей части.
- 413 — Компактный сферический объект без резких границ. Непрерывный спектр интенсивен. Уверенно наблюдается  $H_{\alpha}$ .
- 414 — Вытянута почти по  $\alpha$ . Двойная Holm № 169.
- 415 — Сферическая компактная галактика.
- 416 — Главное тело галактики вытянуто по диагонали NW—SE, в этом же направлении вытянута оболочка.
- 417 — Компактная, сферическая.
- 418 — Возможно, это иррегулярная галактика круглой формы.
- 419 — Компактная сферическая галактика. В спектре, как будто, присутствует  $\lambda 3727$ .
- 420 — Вытянута по  $\alpha$ .
- 421 — Конденсированная сфероидальная галактика с нерезкими краями. На NE в контакте спутник  $18^m$ . Возможно присутствие сейфертовских особенностей. В спектре уверенно присутствует  $H_{\alpha}$ .
- 422 — Сферической формы. Спектр ядра распространяется до далекого ультрафиолета, но весьма слабый.
- 423 — Сферической формы с выбросом.
- 424 — Вытянута по диагонали NE—SW, намечается слабая корона.
- 425 — Распределение энергии типично для QSO. Ультрафиолет довольно сильный и в спектре намечаются слабые признаки присутствия эмиссионных линий.
- 426 — Вытянута почти по  $\delta$ . Возможно, что это — иррегулярная галактика.
- 427 — Пара соприкасающихся сфероидальных галактик, расположенных по кругу склонений. На NW слабый выброс с центральным голубым сгущением или спутник.
- 428 — Неправильной формы с кольцеобразным выступом на восточной стороне. В эмиссии  $H_{\alpha}$  и  $(N_1 + N_2 + H_{\beta})$ .
- 429 — Сфероидальная.
- 430 — Сфероидальное образование с кольцевым выбросом. В спектре заметны  $H_{\alpha}$  и  $(N_1 + N_2 + H_{\beta})$ . I Zw 27.
- 431 — Галактика овальной формы. Вытянута по направлению NW—SE. Судя по спектру, должна иметь звездоподобное ядро. Спектральные данные относятся к ядру.
- 432 — Галактика крайне неправильной формы, имеет ядро и выбросы: к северу — веером, к югу — струей.

- 433 — Сфероидальная, слегка вытянута по  $\alpha$ .
- 434 — Сфероидальный объект со звездообразным ядром, которое окружено значительной оболочкой. На SW наблюдается образование, которое может быть неразделенным компонентом или значительным выбросом. Спектр мало конденсированный.
- 435 — Сфероидальная, слегка вытянута по диагонали NE—SW. Западный компонент двойной системы.
- 436 — На прямых снимках не отличается от звезд. Не исключена возможность, что это звезда, но вероятнее всего — квазизвездный объект с умеренным ультрафиолетом. Спектр ниточный. Присутствует  $H_2$ .
- 437 — На прямых снимках объект звездообразный. Красная часть спектра чуть сильнее синей, но распределение в целом типа QSO. Возможно присутствие эмиссионных линий.
- 438 — Очень компактная сфероидальная галактика.
- 439 — Яркая сферическая галактика с оболочкой.
- 440 — Сферическая, компактная, с двумя выбросами, выходящими из противоположных точек.
- 441 — Вытянута по  $\alpha$ , возможно двойная.
- 442 — Сферическая, без резких границ.
- 443 — Слабая сфероидальная галактика.
- 444 — Сферическая, вид пушистый, имеет весьма слабую оболочку, вытянутую по направлению NS. Naco 37, [7].
- 445 — Малоразвитая спираль с заметным ядром.
- 446 — Печулярная по структуре галактика. Как будто, намечается присутствие перемычки и двух слабых рукавов. Спектральные данные относятся к ядру.
- 447 — Слегка вытянутое компактное образование.
- 448 — Распределение энергии типично для QSO. В спектре намечаются слабые узлы. На красной карте Паломарского обозрения, как будто, слегка вытянута.
- 449 — Довольно яркая галактика, имеет форму лнзны, по-видимому, это спираль, наблюдаемая с ребра. Спектральные данные относятся к ядру.
- 450 — Компактный сферический объект, от него тянется по направлению SW выброс, который кончается голубым сгущением  $\sim 18^m$  K SE — обширное диффузное образование. В спектре хорошо заметны  $H_2$ , ( $N_1 + N_2 + N_3$ ) и намечается  $\lambda$  3727.
- 451 — Сферическая галактика с короной.
- 452 — Вытянута по  $\delta$ , имеет корону, спектр в фиолетовой части слабый, но распространяется далеко.
- 453 — Выглядит компактной.
- 454 — Сфероидальная, на восточной стороне туманное образование, явно связанное с ней. Спектр ниточный в тумане. Наблюдается  $H_2$ .
- 455 — По-видимому, ядро спиральной галактики с перемычкой. Возможно, восточный компонент двойной системы.
- 456 — Сфероидальная с выбросом, образующим кольцо вокруг галактики. На расстоянии  $35''$  к SE спутник слабее  $16^m$ 5 типа d2.
- 457 — Компактное образование сферической формы.
- 458 — На прямых снимках звездообразна, в спектре заметна  $H_2$ .
- 459 — Сфероидальная, слегка вытянута, по виду компактная.
- 460 — Красная часть ярче синей, ультрафиолет несколько слабее, чем обычно у QSO, но распространяется далеко.

- 461 — Сфероидальная, слегка вытянута по направлению NW—SE. Намечается слабая корона.
- 462 — Сферическая, компактная, имеет слабую оболочку.
- 463 — Вытянута по  $\alpha$ , имеет слабый выброс. Четко наблюдаются эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ ,  $(N_1 + N_2 + H_{\beta})$  и  $\lambda$  3727.
- 464 — Сферическая и очень компактная. В спектре хорошо заметна  $H_{\alpha}$  и едва намечаются  $(N_1 + N_2 + H_{\beta})$  и  $\lambda$  3727.
- 465 — Компактная, сферической формы. Окружена протяженной оболочкой правильной формы. Узел в синей части спектра.
- 466 — Вытянута по  $\delta$ , имеет корону.
- 467 — Двойной объект.
- 468 — Компактное образование.
- 469 — Незначительно вытянутое, компактное образование.
- 470 — Ядро яркой галактики, вытянутой по  $\alpha$ . Спектр в сине-фиолетовой части слабый, но распространяется далеко.
- 471 — Сфероидальное образование с выбросами, напоминающими тонкие спиральные рукава.
- 472 — Вытянута по  $\delta$ .
- 473 — Компактная.
- 474 — Слегка вытянута, с заметным гало. Составляет пару с NGC 5682. Двойная Holm № 663.
- 475 — Компактная, выглядит пушистой. Наблюдаются эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ ,  $(N_1 + N_2 + H_{\beta})$  и  $\lambda$  3727.
- 476 — Сильно вытянута по диагонали NE—SW. Данные относятся к ядру.
- 477 — Компактная, со слабыми выбросами. I Zw 91, [8].
- 478 — На прямых снимках очень компактная. Спектральное изображение звездоподобно, распределение энергии типично для QSO. Весьма вероятно присутствие особенностей, характерных для ядер галактик Сейферта.
- 479 — Вытянутая галактика неясной структуры. Большая ось отклоняется от круга склонения к востоку на  $20^{\circ}$ .
- 480 — Как будто, двойной, слившийся объект, данные относятся к южному, возможно, сферическому, I Zw 101.
- 481 — Сферическая, компактная.
- 482 — Сильно вытянута по  $\delta$ , имеет эллиптическую форму.
- 483 — Компактный объект с небольшим выбросом на востоке.
- 484 — Сфероидальная, компактная, с выбросами, направленными на север и на юг.
- 485 — Компактная галактика, незначительно вытянута.
- 486 — Очень компактная, почти сферической формы. Присутствие признаков галактик Сейферта почти не вызывает сомнения.  $H_{\alpha}$  видна уверенно. С ней по координатам, как будто, совпадает объект I Zw 120, но по исследованиям Саржента [6] все данные для этого объекта: яркость  $m_{rg}=17^m$ , размеры  $14'' \times 8''$  и особенно спектр—CaII absorp. не совпадают с нашими. Нужно полагать, что речь идет о соседней более слабой галактике.
- 487 — Сферическая и компактная. I Zw 122, [6].
- 488 — Компактная, с короной.
- 489 — Двойной объект, эмиссия наблюдается у восточного компонента, имеющего сферическую форму, западный компонент вытянут почти по  $\delta$ . Возможно, образует группу с NGC 5993, которая сама имеет спектральный тип sd3.

- 490—Сферическая, с резкими границами. В эмиссии наблюдаются  $H_2$ , ( $N_1 + N_2 + N_3$ ) и  $\lambda$  3727.
- 491—Компактный объект с небольшой слабой короной.
- 492—Вытянута по  $z$ , намечается слабая корона. Данные относятся к ядру.
- 493—Спиральная галактика с яркой перемычкой и ядром небольшой светимости. Рукава сильно закручены и создают почти кольцо. В спектре заметна  $H_2$ . Возможно, что эмиссионные линии широкие.
- 494—Сферический и компактный южный компонент двойной системы.
- 495—Объект звездообразный. Распределение энергии типа QSO. По внешнему виду спектр весьма напоминает Top 256. Наложение звезды 18—19<sup>m</sup> в синей части спектра.
- 496—Пара взаимодействующих галактик. Восточный компонент более яркий и имеет эмиссию. I Zw 134, [6].
- 497—Сферическое образование с резкими границами и выбросами.
- 498—Компактное образование с довольно значительной оболочкой. I Zw 139.
- 499—Сферическая компактная галактика. I Zw 165, [6].
- 500—Вытянута. Большая ось отклоняется от круга склонения к востоку на 20°.
- 501—Сферическая галактика со слабой короной. Вытянута почти по  $\delta$ . В красной части непрерывный спектр очень интенсивен, в синей—интенсивен и распространяется до далекого ультрафиолета. В спектре намечается  $H_2$  и  $\lambda$  3727. Судя по спектру, должно быть звездообразное ядро. Возможно присутствие слабо выраженных сейфертовских признаков.
- 502—Очень компактный объект со слабой асимметричной короной.
- 503—Сферический объект с выбросами со стороны юга.
- 504—Похожа на эллиптическую галактику типа Еб. Вытянута почти по  $\alpha$ . Заметна  $H_2$ .
- 505—Как будто, объект имеет сферическую форму, окружен асимметричной оболочкой, обладающей заметной яркостью. Красная часть непрерывного спектра много ярче синей, но последняя тянется довольно далеко.
- 506—Двойной объект. Восточный компонент овальной формы, с нерезкими краями, вытянут почти по  $\alpha$ . Имеет сильную эмиссию в  $H_2$  и намечается ( $N_1 + N_2 + N_3$ ). Непрерывный спектр весьма конденсированный и по распределению энергии похож на спектр QSO. Весьма вероятно присутствие сейфертовских особенностей.
- 507—Компактная галактика несколько необычной неправильной формы. Спектральный тип определен неуверенно из-за малой яркости. Намечаются узлы в спектре.

Особенного внимания заслуживает объект № 444—это голубая галактика Haro 37 [9]. В статье [7], где приведены результаты изучения спектров галактик Арo, была предпринята попытка распространить развитую нами спектральную классификацию галактик с ультрафиолетовым континуумом на щелевые спектры. В качестве привязки были использованы спектры четырех объектов первого списка [1], являющихся в то же время галактиками Haro 2, 3, 4 и 8. Объекту № 444 был приписан тип s1, что резко отличается от нашей оценки—d2e. Многие другие классифицированные в этой работе объекты вообще не вошли в наши списки по критериям отбора: в первую очередь из-за отсутствия у них достаточно интенсивного ультрафиолетового излу-

чения. В этой связи отметим, что щелевые спектры по ряду очевидных причин мало пригодны для применяемой нами спектральной классификации галактик.

Отметим, что сейфертовские свойства обычно проявляются у сильно конденсированных галактик, т. е. в основном у объектов типа s-sd. Тем не менее, у небольшой части объектов, отнесенных к типу ds-d, тоже были обнаружены широкие эмиссионные линии. Это объекты № 3, 34, 78, 110, 270 и 273. По-видимому, в этих случаях мы имеем дело с ядрами галактик низкой светимости, которые слабо выделяются на наших снимках. Так как число таких объектов невелико, то нужно полагать, что доля галактик, имеющих сейфертовские свойства, возрастает со светимостью ядер. Но является ли это реальной закономерностью или результатом наблюдательной селекции, покажет дальнейшее исследование.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Специальная астрофизическая обсерватория  
АН СССР

## GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. V

В. У. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY

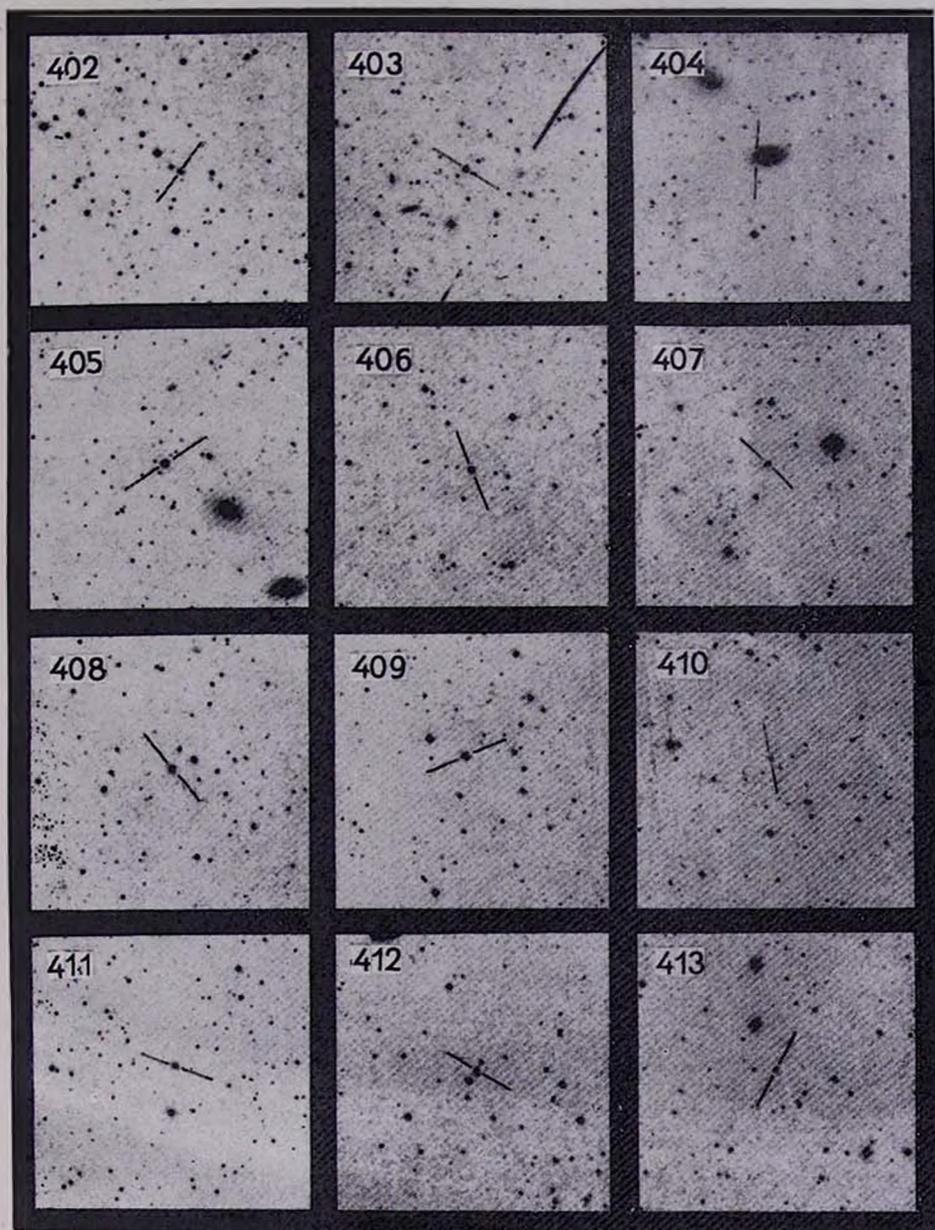
The fifth list of galaxies with ultraviolet continuum is presented. The list contains observational data for 106 new objects. The method of observations and search is described in the previous papers of this series [1—3]. All designations of the present list are the same as in the former lists. The existence of emission lines is suspected or proved in the spectra of 82 objects; 47 objects are classified as of the s-sd type, 4 of them are most probably objects of the Seyfert type. Their ordinal numbers in the list are marked with asterisk, 7 other objects are candidates to QSO, their numbers are marked with two asterisks.

### ЛИТЕРАТУРА

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, *Сообщ. Бюр. обс.*, 34, 3, 1963.
6. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
7. D. L. Du Puy, *A. J.*, 75, 1143, 1970.
8. F. Zwicky, *Ap. J.*, 143, 192, 1966.
9. G. Haro, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 14, 8, 1956.

# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

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



414



415



416



417



418



419



420



421



422



423



424



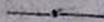
425



426



427



428



429



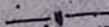
430



431



432



433



434



435

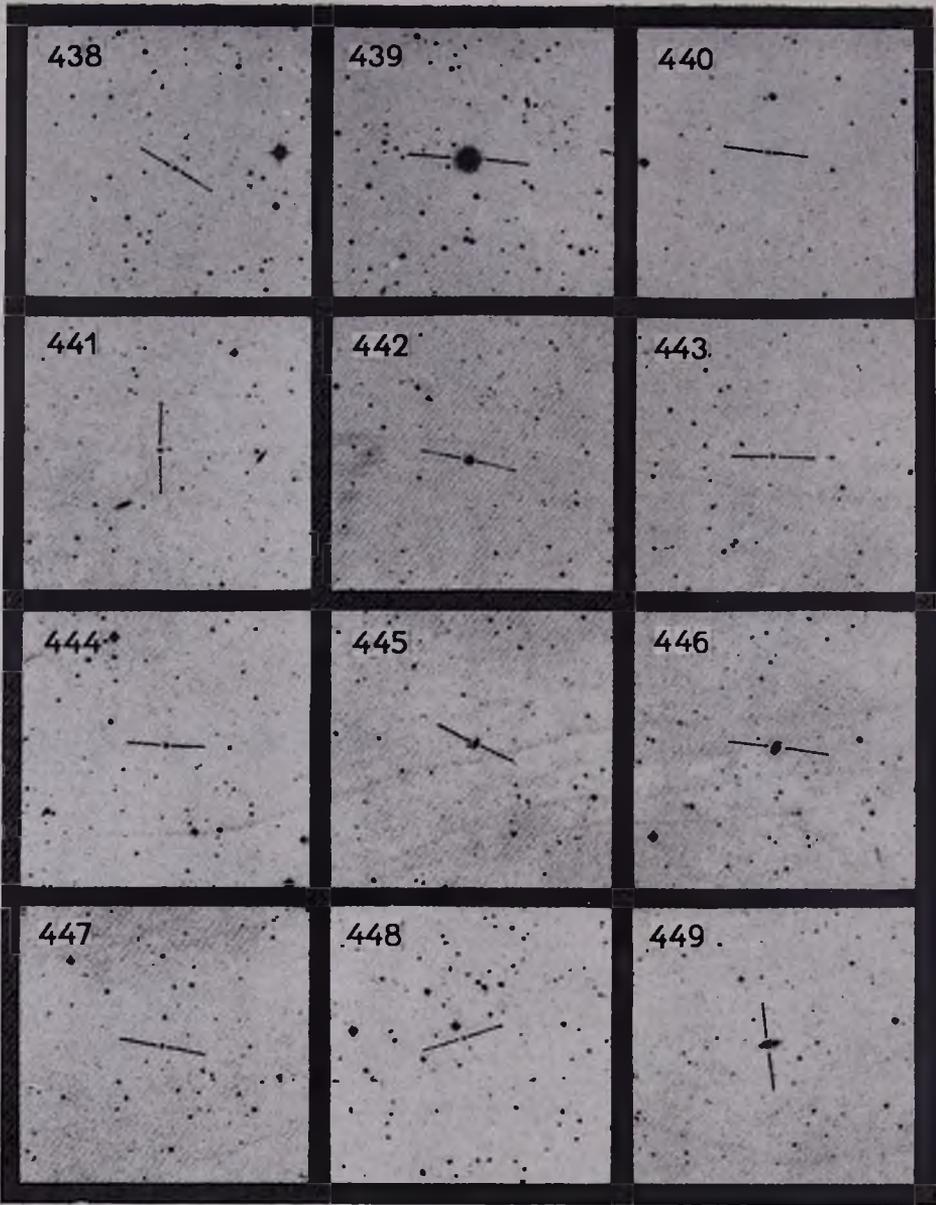


436



437





450



451



452



453



454



455



456



457



458



459



460



461



462



463



464



465



466



467



468



469



470



471



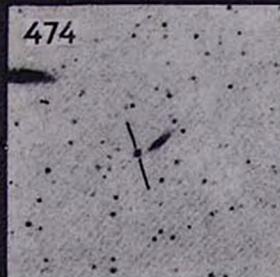
472



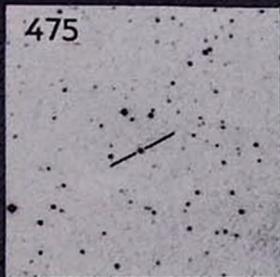
473



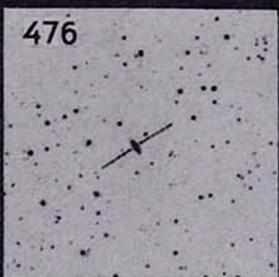
474



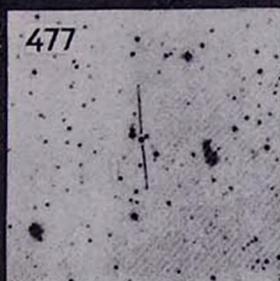
475



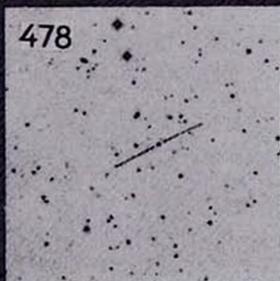
476



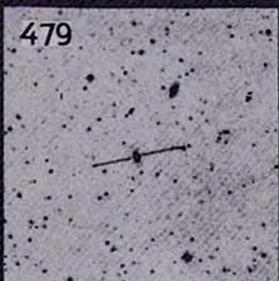
477



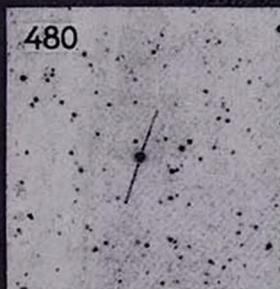
478



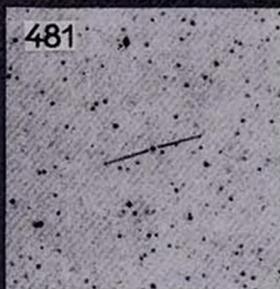
479



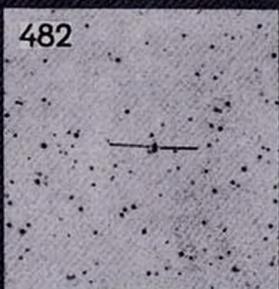
480



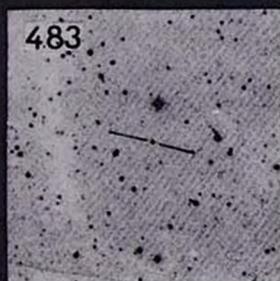
481



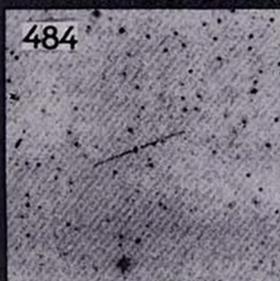
482



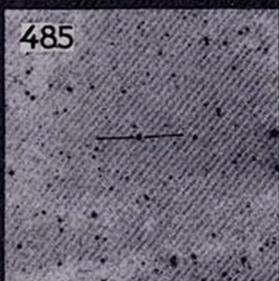
483



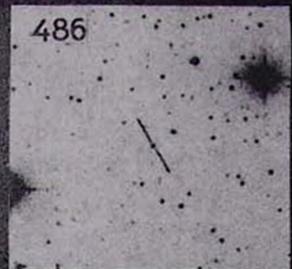
484



485



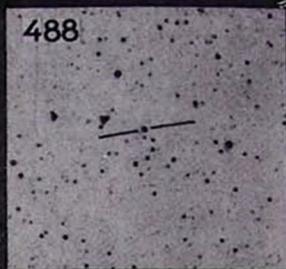
486



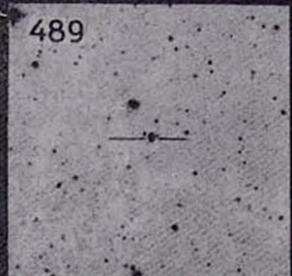
487



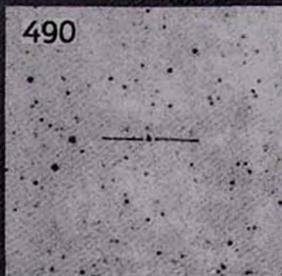
488



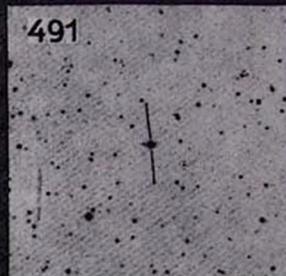
489



490



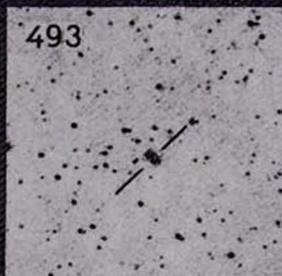
491



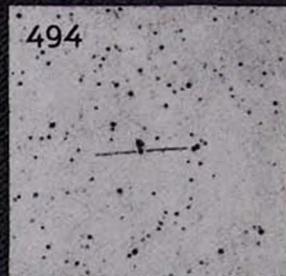
492



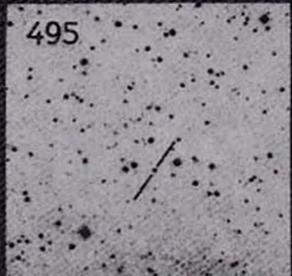
493



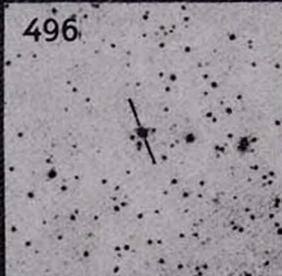
494



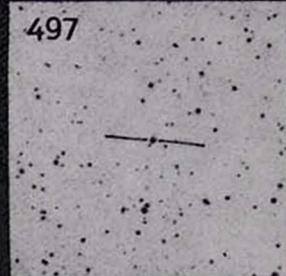
495

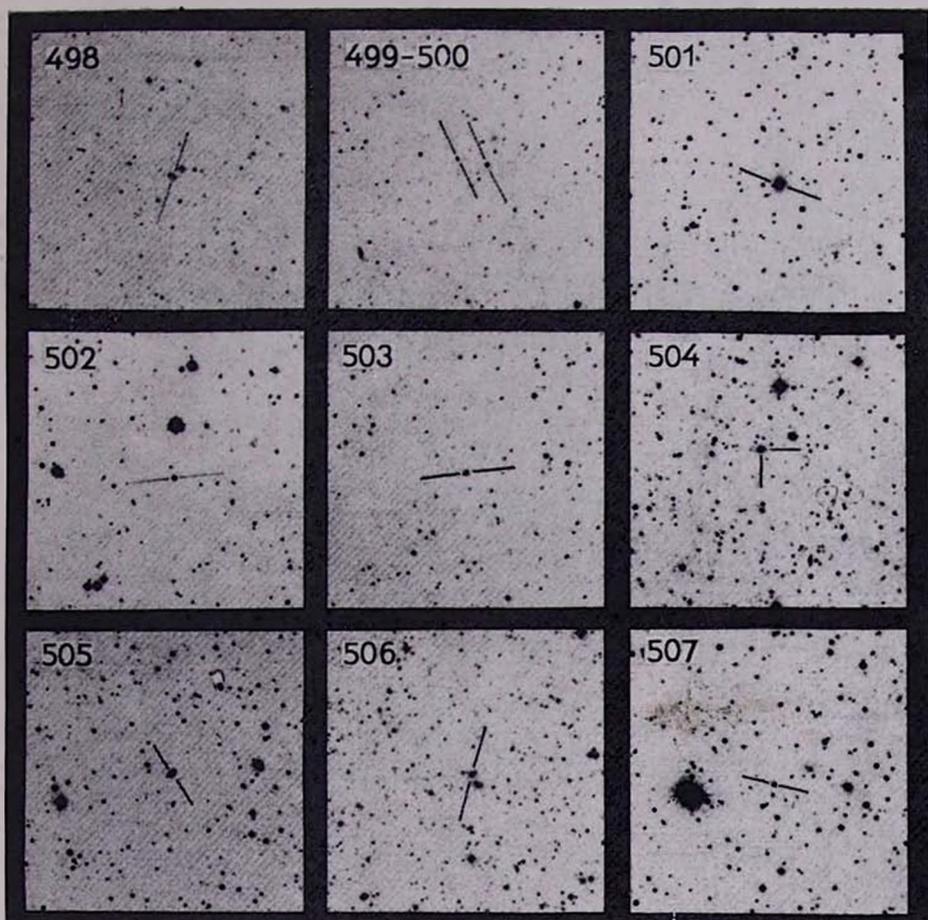


496



497





К ст. В. Маршарна, В. Липоведного

О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ  
КОНТИНУУМОМ. I. ОСНОВНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ И  
ЦВЕТОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Б. Е. МАРКАРЯН

Поступила 10 марта 1972

Рассматриваются результаты спектральных и фотоэлектрических наблюдений галактик с избыточным UV-излучением. В целых спектрах почти всех галактик, обладающих интенсивным UV-континуумом, наблюдаются эмиссионные линии, свидетельствующие о присутствии горячего газа и центрального источника высокочастотного излучения в их ядрах. Результаты фотоэлектрики говорят о сходстве рассматриваемых галактик с QSO по характеру распределения энергии в спектре, откуда следует нетепловая природа их излучения. Подавляющее большинство галактик типа s—sd и небольшая часть галактик типа d—ds имеют конденсированные—звездоподобные ядра. Каждый четвертый из таких объектов обладает сейфертовскими особенностями. Рассматриваемые объекты представляют собой особый класс галактик, обладающих ядрами, находящимися на разных стадиях активной деятельности, включая и сейфертовскую фазу.

1. *Яркие галактики с аномальными цветовыми и спектральными признаками центральных частей.* Колориметрические и спектральные исследования [1—4] показывают, что излучение центральных частей нормальных галактик в основном обуславливают красные и желтые гиганты. Поэтому центральные части галактик обычно обладают красным цветом и спектральными признаками, характерными для звезд классов G и K.

Однако в начале 60-х годов нами было установлено существование среди ярких галактик особой категории объектов, характеризующихся спектральными признаками, свойственными звездам спектральных классов A и F, и голубым цветом центральных частей [5].

Анализ колориметрических данных ряда таких галактик, в число которых входили и некоторые сейфертовские галактики, привел к важ-

ному выводу о том, что аномальные цветовой и спектральные признаки центральных частей подобных галактик обуславливаются избыточным ультрафиолетовым излучением нетеплового происхождения, исходящим из их ядер. Вывод о присутствии нетеплового компонента в излучении ядер галактик с аномальными физическими признаками в дальнейшем подтвердился результатами их радионаблюдений, выполненных Г. М. Товмасыном [6] в Паркской обсерватории на волнах 11 и 20 см. Радионаблюдения показали, что галактики с аномальными цветовыми и спектральными признаками центральных частей обладают радиоизлучением, заметно превосходящим радиоизлучение нормальных галактик. Помимо этого было установлено, что радиоизлучение в этих галактиках локализуется в их ядерных областях, откуда следует непосредственная связь обнаруженного у них радиоизлучения с их ядрами.

Примечательно, что и избыточное ультрафиолетовое излучение в этих галактиках исходит главным образом непосредственно из их ядер. Об этом свидетельствует установленный факт возрастания ультрафиолетового избытка в этих галактиках при приближении к их центрам.

Все это подтверждало наш вывод о наличии нетеплового компонента в излучении ядер небольшой части ярких галактик, отличающихся от основной массы галактик аномальными цветовыми и спектральными признаками.

Таким образом, присутствие избыточного ультрафиолетового излучения у ядер галактик является важным феноменом, свидетельствующим о нестационарном состоянии галактик, обусловленном активной деятельностью их ядер.

После этого возникла необходимость исследования слабых галактик с целью выяснения степени распространенности среди них указанного феномена и выявления различных его оттенков.

2. *Объекты с избыточным ультрафиолетовым излучением среди слабых галактик.* а) В середине 50-х годов Г. Аро опубликовал список четырех десятков сравнительно слабых галактик, обладающих голубым цветом [7]. Они были обнаружены по разработанному им методу трехцветной фотографии. Фотоволектрия этих галактик, однако, показала, что лишь немногие из них обладают заметным ультрафиолетовым избытком. Спектральные же исследования пока не обнаружили в них необычных особенностей. Судя по всему, голубой цвет у большинства галактик Аро обуславливается богато представленными в них горячими гигантами.

В конце 50-х годов В. А. Амбарцумян и Р. К. Шахбазян опубликовали список полутора десятков слабых ( $m \lesssim 19$ ) голубых объектов,

расположенных в окрестностях эллиптических и линзовидных галактик [8]. Эти образования, как показывают расчеты авторов, по размерам и светимостям занимают промежуточное положение между карликовыми и обычными галактиками. Природа их пока полностью не ясна. В. А. Амбарцумян полагает, что они были выброшены из ядер галактик, в окружении которых они находятся. Это представление, по-видимому, соответствует истине, так как некоторые из этих объектов, струями связаны с ядрами соответствующих галактик.

Голубые галактики Аро и объекты Амбарцумяна—Шахбазяна представляют собой определенный интерес, но по характеру распределения энергии в спектре они отличаются от рассмотренных выше ярких галактик с аномальными физическими характеристиками. Поэтому они не могут быть аналогами последних среди слабых галактик. В этом отношении некоторый интерес могут представлять голубые объекты, изредка встречающиеся среди компактных галактик Цвикки.

б) Эффективные поиски среди слабых галактик объектов, аналогичных рассмотренным выше ярким галактикам с аномальными цветовыми и спектральными характеристиками, можно производить путем массового просмотра и изучения их спектров.

С этой целью в Бюраканской обсерватории, после разработки специальной методики, в 1966 году нами был начат обзор неба с 40—52" светосильным ( $D/F \sim 1/2$ ) телескопом системы Шмидта в комбинации с набором объективных призм.

Как известно, спектры, получаемые с объективной призмой, вообще дают мало информации, в особенности же для протяженных объектов. Именно поэтому объективные призмы до сих пор не применялись для исследования галактик. Но разработанная нами методика и малые угловые размеры слабых галактик позволили с помощью объективных призм производить массовое определение некоторых, на наш взгляд, важных физических характеристик галактик, речь о которых пойдет далее.

Обзор неба производится, в основном, с полутораградусной объективной призмой, которая в сочетании с вышеупомянутым телескопом дает очень низкую дисперсию, всего 1800 А/мм при  $H_1$ , но позволяет при этом распространить исследования спектров на объекты вплоть до 17<sup>м</sup>. Другие—трехградусная и четырехградусная объективные призмы, обладающие большей дисперсией, применяются для получения контрольных снимков. Повторное фотографирование спектров производится не всегда, но довольно часто. Фотографирование производится обычно на панхроматических пластинках типа F фирмы Kodak, без расширения спектра. Обзор производится на высоких галактических широтах ( $b \geq 30^\circ$ ). В настоящее время обзором охвачена значительная часть неба, покрывающая свыше 5000 кв. градусов.

При изучении спектров слабых звезд и галактик на снимках нами выделяются объекты, в спектрах которых наблюдается необычно сильный для данного рода объектов ультрафиолетовый континуум. На полученных снимках были обнаружены свыше 500 галактик и 2000 звезд с ультрафиолетовым континуумом, сравнимым по интенсивности с континуумом звезд классов О и В. Данные об обнаруженных галактиках, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом, уже опубликованы в журнале „Астрофизика“ в виде пяти отдельных списков [9—10]. Из них последние два составлены совместно с В. А. Липовецким. В следующих разделах настоящей статьи рассматриваются общие особенности этих галактик на основании полученных для них к настоящему времени, спектральных, фотоэлектрических и морфологических данных.

### 3. Спектральные особенности.

а) *Непрерывный спектр.* Наиболее важной особенностью обнаруженных объектов, отличающей их от основной массы галактик, является присутствие у них интенсивного непрерывного излучения в коротковолновой части спектра. Поэтому они и были названы галактиками с ультрафиолетовым континуумом. Но, несмотря на общность этой важной характеристики, обнаруженные галактики не составляют однородный класс объектов. Щелевые спектры их показывают ряд общих свойств, но в то же время и множество различий. Подлинная классификация этих образований станет возможной после окончания их обстоятельного спектрального и фотоэлектрического исследования. Изучение же их спектров, полученных с объективными призмами, привело нас к заключению о необходимости разделения их на два основных типа, обозначаемых через *s* и *d* (начальные буквы слов *starlike* и *diffuse*). Объекты промежуточного типа обозначаются через *sd* и *ds*, в зависимости от того, к какому из основных двух типов *s* или *d* они более близки.

Проводимая нами классификация является двумерной. Каждый объект характеризуется степенью конденсированности и резкости непрерывного спектра в последовательности *s*, *sd*, *ds* и *d*, т. е. от звездopodobного до диффузного.

Разумеется, термины „конденсированный“ и „диффузный“ отражают лишь современное состояние рассматриваемых образований и не имеют прямого отношения к предполагаемым чисто эволюционным процессам конденсации или рассеяния.

Второй характеристикой является *интенсивность* ультрафиолетового излучения, которая хорошо коррелируется с *протяженностью* ультрафиолетового континуума спектра. Последняя разбивается на три подкласса, обозначаемые через 1, 2 и 3, примерно соответствующие про

тяженности ультрафиолетового континуума звезд спектральных типов O-B0, B1-B3 и B5-B7, соответственно. Цифры 1, 2 и 3 приставляются к обозначению типа конденсированности и резкости спектра, т. е. к знакам s, sd, ds и d и к ним прибавляется „e“ или „e:“, если в спектре обнаруживается или подозревается присутствие эмиссионных линий.

В опубликованных пяти списках содержатся данные для 507 объектов. Для точности статистики отметим, что десять из них являются двойными системами\* с разделившимися компонентами, данные для которых в списках приведены под одним номером. Таким образом, в списках фактически приведены данные для 517 объектов. Из них 249 отнесены к типу s—sd, а остальные 268—к типу d—ds.

*Галактики типа s—sd.* К типу s относятся сильно конденсированные объекты, нерасширенные спектры которых по общему виду мало отличаются от звездных. Они имеют *интенсивный континуум с довольно резко очерченными краями вдоль всего спектра*. А наиболее важная их физическая особенность заключается в том, что они *сходны с квазизвездными объектами (QSO) по характеру распределения энергии в спектре*. Это подтверждается результатами фотоэлектрики, выполненной для части галактик типа s—sd. Подобно квазизвездным объектам распределение энергии в спектре у галактик типа s—sd характеризуется положительным B—V и существенно отрицательным U—B. Но небольшая часть этих галактик имеет умеренный ультрафиолетовый избыток. Такие случаи, однако, встречаются и среди объектов сейфертовского типа, нетепловая природа излучения которых ныне не вызывает никакого сомнения.

На двухцветной диаграмме (рис. 1) нанесены фотоэлектрические данные для ряда галактик типа s—sd, взятые из работ [11—13]. Эти данные получены диафрагмами, диаметры которых находятся в пределах 10" и 36".

Сравнение данных для одних и тех же объектов, полученных с диафрагмами разных диаметров, показывает, что при уменьшении размеров диафрагмы во всех случаях убывает U—B, т. е. растет ультрафиолетовый избыток. Это свидетельствует о том, что источником избыточного ультрафиолетового излучения является ядро, имеющее, судя по всему, малые размеры. При фотоэлектрики рассматриваемых галактик до сих пор употреблялись диафрагмы значительных размеров, по-

\* Среди обнаруженных галактик имеются и более широкие, также как и более тесные пары. Для части из них имеются соответствующие указания в примечаниях к таблицам.

этому полученные показатели цвета фактически относятся не к ядрам, а к более обширным центральным областям. И, несмотря на это, на двухцветной диаграмме (рис. 1) галактики типа  $s-sd$  в большинстве случаев попадают в область, занимаемую обычно квазизвездными объектами. За пределами этой области находятся галактики с малыми ультрафиолетовыми избытками, являющимися в основном результатом употребления больших диафрагм при измерениях этих галактик.

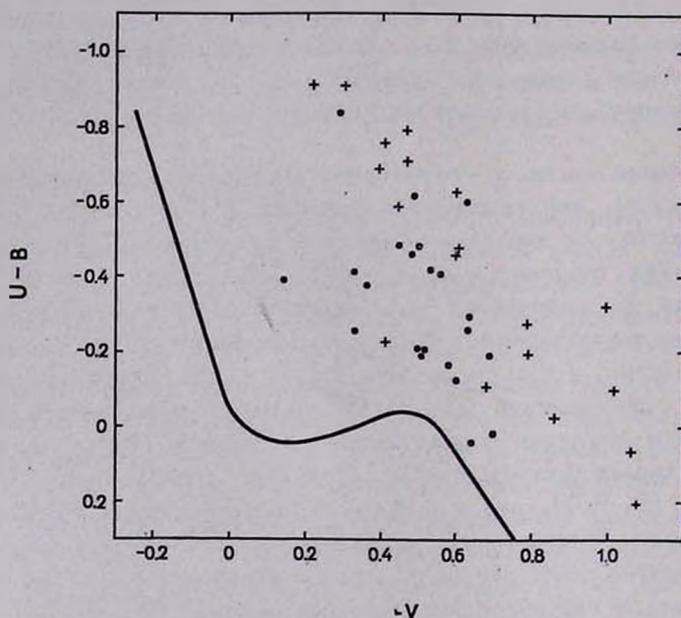


Рис. 1. Двухцветная диаграмма галактик типа  $s-sd$ . Крестиками отмечены объекты с широкими эмиссионными линиями, а точками—объекты с узкими эмиссионными линиями. Сплошная линия представляет собой главную последовательность звезд.

Из всего этого следует, что излучение галактик типа  $s-sd$ , подобно излучению ядер сейфертовских галактик и QSO, имеет нетепловую природу или, во всяком случае, содержит сильную нетепловую составляющую.

Целевые спектры этих галактик тоже говорят в пользу нетепловой природы их излучения. В частности, в их спектрах отсутствуют абсорбционные линии, присутствующие в спектрах обычных галактик. Это значит, что в излучении галактик типа  $s-sd$  компонент звездного происхождения отсутствует или незначителен.

*Галактики типа d—ds.* К типу d—ds относятся мало конденсированные образования, у которых непрерывный спектр хотя и тянется до далекого ультрафиолета, но слабый по яркости. Их нерасширенные спектры имеют плохо очерченные размытые края вдоль всего спектра, поэтому их спектральные изображения, полученные с объективной призмой, выглядят диффузными, чем они довольно легко отличаются от звезд. Спектры галактик этого типа по своим особенностям напоминают спектры компактных ассоциаций и сверхассоциаций горячих гигантов и сверхгигантов, погруженных в газовые туманности, которые часто наблюдаются в поздних спиральных и иррегулярных галактиках типа I. И по цветовым показателям галактики типа d—ds близки к ассоциациям голубых гигантов. Ввиду всего этого можно предположить, что галактики типа d—ds представляют собой конгломераты газа и голубых гигантов. Звездное население второго типа не играет в их излучении сколько-нибудь заметной роли, т. к. в их щелевых спектрах очень редко обнаруживаются абсорбционные линии К и Н ионизованного кальция и G-полоса, наблюдаемые обычно в спектрах нормальных галактик. Не исключено, что галактики этого типа являются исключительно молодыми образованиями. Представляет большой интерес природа их ядер. В настоящее время у них не наблюдаются сильно конденсированные — звездоподобные ядра. Возможно, что ядра этих галактик прошли фазу активной деятельности и теперь либо исчерпали себя, либо находятся в стадии переизлучения и обладают очень низкой светимостью.

Во всяком случае, возможность присутствия у части галактик этого типа конденсированных ядер низкой светимости нельзя отрицать.

б) *Линейчатый спектр.* Часто в спектрах рассматриваемых галактик, полученных с объективной призмой, наряду с интенсивным ультрафиолетовым континуумом наблюдаются эмиссионные линии. Однако из-за очень низкой дисперсии ( $1800\text{Å}/\text{мм}$  при  $H_\gamma$ ) применяемой для обзора аппаратуры, на наших снимках обнаруживаются только сильные эмиссионные линии. Присутствие эмиссионных линий умеренной интенсивности удается лишь заподозрить. В ходе изучения спектров на снимках обзора нам удалось обнаружить или заподозрить присутствие эмиссионных линий примерно у 60% обнаруженных нами галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом. Процент эмиссионных объектов среди указанных галактик сильно повысился после того, как начали получать для них щелевые спектры. Щелевые спектры для галактик с ультрафиолетовым континуумом получили В. В. Видман и Э. Е. Хачикян [12, 13], В. Л. Саргент [14] и М. Э. Ульрих [15] в американских обсерваториях, М. А. Аракелян

Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов и Б. Е. Маркарян [16, 17] и Э. К. Денисюк [18] в советских обсерваториях и Н. Карози, М. Шопине и Р. Дюфло [19] во Франции.

Полученные спектры обладают различной дисперсией, от 28 до 430 А/мм и охватывают разные области спектра в интервале  $\lambda$  3500 и  $\lambda$  7500. Чаще всего, однако, снималась синяя область спектра и лишь изредка красная, т. к. в этом случае требуются более длительные экспозиции. Но эмиссионные линии иногда обнаруживаются только в красной части спектра, т. к. линии здесь наиболее интенсивны. Число эмиссионных объектов среди галактик, изученных в сине-голубой части спектра, доходит до 80%, а при изучении в красной части это число доходит до 90%. Это очень важный результат, т. к. достаточно сильная эмиссия у ядер галактик вообще встречается очень редко.

Отсюда неминуемо следует важный вывод о том, что наблюдаемая в коротковолновой части спектров рассматриваемых галактик непрерывная эмиссия почти всегда сопровождается сильной эмиссией в линиях. При этом в эмиссии бывают как разрешенные, так и запрещенные линии. Это в большинстве случаев водородные линии бальмеровской серии и линии нейтрального и ионизованного кислорода, гелия, азота, серы и т. д. Таким образом, следует констатировать, что рассматриваемые галактики обладают двумя важными спектральными особенностями: интенсивной непрерывной эмиссией в коротковолновой части спектра и эмиссией в линиях. Такое сочетание свидетельствует о присутствии газа и возбуждающего его высокочастотного излучения в ядрах этих галактик.

Вышеупомянутые авторы отождествили линии в спектрах изученных ими галактик, дали характеристики линий, определили красные смещения, иногда и некоторые другие характеристики галактик.

Следует отметить, что картина линейчатого спектра меняется при переходе от одного объекта к другому. При этом меняются как абсолютные, так и относительные интенсивности и ширины линий. Иногда меняются и протяженности линий, свидетельствующие о различии размеров зон их возникновения. При этом зона возникновения запрещенных линий не всегда превосходит по размерам зону возникновения разрешенных линий. Линии в спектрах часто наблюдаются в наклонном положении, свидетельствуя о наличии заметного вращения у ядер.

Интенсивности эмиссионных линий, как известно, зависят от массы и плотности среды, где они возникают. Эмиссионные линии в спектрах рассматриваемых галактик обладают различными интенсивностями. У одних они очень сильны, у других умеренные. Но в большинстве случаев в спектрах галактик, обладающих избыточным ультрафиолетовым излучением, наблюдаются достаточно интенсивные эмиссионные линии.

Судя по этому, масса имеющегося в их ядерных областях газа должна быть значительной.

Поскольку газ не может долго удержаться в ядрах галактик и нет основания рассматриваемые галактики считать исключительно молодыми, то присутствие газа в их ядрах должно быть скорее результатом непрерывного истечения или выброса облаков газа из недр ядер, откуда исходит и возбуждающее газ высокочастотное излучение. Такие ядра принято считать активными.

Понятие активности ядер галактик, введенное в науку В. А. Амбарцумяном [20, 21], легло в основу развиваемого им и его последователями представления об эволюции галактик.

подавляющее большинство галактик типа  $s-sd$  обладает конденсированными — звездоподобными ядрами\*, находящимися в активной стадии. Об этом свидетельствуют нетепловая природа излучения, сильная эмиссия в спектре и высокая светимость этих галактик. У части галактик типа  $d-ds$  также, по-видимому, имеются звездообразные — активные ядра, обладающие, однако, низкой светимостью, вследствие чего они не выделяются на ярком фоне центральных частей галактик. У остальных галактик типа  $d-ds$  видимо ядра прошли весь период активности и исчерпали себя, а в настоящее время в них идет интенсивный процесс звездообразования.

Другое обстоятельство, говорящее об активной природе галактик типа  $s-sd$ , заключается в том, что примерно четвертая часть их являются объектами сейфертовского типа, т. е. обладают ядрами, находящимися в стадии максимальной активности. Им будет посвящена следующая статья этой серии.

Следует отметить, что остальные галактики типа  $s-sd$  от объектов сейфертовского типа отличаются тем, что в их спектрах в данное время не наблюдаются широкие эмиссионные линии. Но широкие линии отсутствуют и у многих квазизвездных объектов, в том числе и у части квазаров. Поэтому сходство их с квазизвездными объектами и объектами сейфертовского типа по ряду других признаков (нетепловая природа излучения, сильная конденсированность ядер, высокая светимость, сильная эмиссия в спектре и т. д.) дает достаточное основание для признания активной природы их ядер.

Наблюдаемые узкие эмиссионные линии в спектрах галактик типа  $s-sd$  могут быть результатом разных причин. Прежде всего они могут быть результатом малых скоростей газа в ядрах галактик. Такая ситуация может возникнуть, например, при малых скоростях непрерыв-

\* Из-за возможных ошибок при классификации, среди галактик, отнесенных к типу  $s-sd$ , могут встречаться объекты, не обладающие конденсированными ядрами.

ного истечения газа из ядер. Узкие линии в спектрах активных ядер можно объяснить и неблагоприятной ориентировкой галактик в отношении наблюдателя, если допустить, что облака газа всегда выбрасываются из полюсов ядер в направлении их осей вращения. Обе эти возможности, однако, нуждаются в серьезной проверке, для которой в настоящее время нет пока необходимых данных.

Имеется еще одна возможность для объяснения присутствия узких линий в спектрах галактик типа  $s-sd$ , которая нам кажется наиболее вероятной. Она заключается в следующем.

Судя по проценту объектов сейфертовского типа среди всех галактик, можно считать, что общая длительность пребывания галактик в сейфертовской фазе, во всяком случае, должна превосходить миллионы лет. Эта общая длительность должна быть еще больше, если допустить, что не все галактики проходят сейфертовскую фазу. С другой стороны, наблюдения указывают на быстрые изменения яркостей ядер, также, как интенсивностей и профилей спектральных линий галактик сейфертовского типа. Это указывает на быстрые изменения активности ядер и заставляет допустить *прерывистый или рекуррентный характер сейфертовской фазы*. Если сейфертовская фаза в самом деле имеет прерывистый или рекуррентный характер, то галактики типа  $s-sd$  с узкими линиями можно рассматривать как объекты, родственные с сейфертовскими, но находящиеся или в досейфертовской или в послесейфертовской стадиях. Соответствующие признаки этих стадий удастся выявить в будущем, после завершения обстоятельного исследования рассматриваемых галактик.

Таким образом, можно констатировать, что *большинство рассматриваемых галактик обладает ядрами, находящимися на разных стадиях развития активной деятельности, включая и сейфертовскую как фазу максимальной активности*.

Все это приводит к выводу, что *рассматриваемые объекты представляют собой особый класс галактик с активными ядрами*. Эти галактики по своим физическим и морфологическим характеристикам занимают промежуточное положение между обычными галактиками и квазизвездными объектами.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес и внимание к исследованиям, ведущимся по галактикам с ультрафиолетовым континуумом.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE NATURE OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM I. PRINCIPAL SPECTRAL AND COLOUR CHARACTERISTICS

B. Ye. MARKARIAN

The results of spectral and photoelectric observations of galaxies with UV excess are considered. On the slit spectrograms of almost all galaxies, having a strong UV continuum, emission lines are present. This testifies to the presence of a hot gas and a central source of high frequency radiation in their nuclei. The results of photoelectric observations show that according to the character of energy distribution in their spectra, there exists a similarity between the considered galaxies and QSO-s. Therefore it follows that the radiation of these galaxies has a nonthermal character. The overwhelming majority of the s-sd type galaxies and a small part of the d-ds type, have condensed—stellar nuclei. Each fourth of these objects has the Seyfert characteristics. The considered objects represent a special class of galaxies, having nuclei in different stages of activity including the Seyfert stage.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, Сообщ. Бюр. обс., 30, 3, 1961.
2. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, *Астрофизика*, 1, 38, 1965; 2, 53, 1966.
3. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, Suppl. ser., No. 48, 5, 233, 1961.
4. W. W. Morgan, N. U. Mayall, *P. A. S. P.*, 69, 291, 1957.
5. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 3, 1963.
6. N. M. Toumassian, *Austr. J. Phys.*, 19, 565, 1966.
7. G. Haro, *Bol. Obs. Tonantzintla*, No. 14, 8, 1956.
8. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян, *ДАН Арм.ССР*, 25, 185, 1957; 26, 277, 1958.
9. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 152, 1972.
11. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 6, 350, 1970.
12. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968; 5, 113, 1969.
13. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 171, No. 1, Part 1, 1971.
14. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970; 173, 7, 1972.
15. M. H. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
16. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970; 8, 33, 1972.
17. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 367, 1970; 7, 177, 1971.

18. Э. К. Демисюк, *Астрон. цирк.*, 615, 4, 1971; 621, 7, 1971.
19. N. Carozzi, M. Chopinet, R. Dufloy, *Comptes Rendus, Acad. Sci. Paris*, 273, B151, 1971.
20. V. A. Ambartsumian, *Transactions of the IAU*, XIV, 145, 1962.
21. В. А. Амбарцумян, *Нестационарные явления в галактиках*, Ереван, 1968, стр. 11.

## СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. V

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ

Поступила 18 января 1972

Приведены результаты спектральных наблюдений семидесяти шести объектов из четвертого списка [7] галактик с ультрафиолетовым континуумом. Эмиссионные линии обнаружены в спектрах шестидесяти одного объекта. Объекты № 304, 335, 348, 352, 372 и 374 проявляют спектральные особенности ядер сейфертовских галактик.

В сообщениях [1—4] были представлены результаты спектральных наблюдений примерно двухсот объектов из списков галактик с ультрафиолетовым континуумом Б. Е. Маркаряна [5,6]. Настоящая статья содержит аналогичные результаты относительно части объектов из нового, четвертого списка [7] подобных галактик, полученные с помощью 125-см рефлектора Южной станции ГАИШ. Аппаратура и методика наблюдений описаны в [1]. Как и в [4], обзор производился в красной области спектра (5500—7500 Å). В синей области спектра наблюдались лишь объекты, у которых проявляются спектральные особенности ядер сейфертовских галактик.

Полученные результаты суммированы в нижеследующей таблице, где индексы „s“, „m“ и „w“ обозначают, соответственно, высокую, среднюю и низкую интенсивность эмиссионной линии.

Далее приводятся краткие морфологические характеристики и описания спектров объектов с эмиссионными линиями.

*Маркарян 303.* Эллипсоидальный объект со слабой короной. В спектре имеются умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и слабый дублет [N II]  $\lambda$ . 6548/83.

*Маркарян 304.* Крайне компактный объект с диффузными краями. В красной области спектра наблюдается лишь широкая и очень сильная эмиссионная деталь, являющаяся блендой  $H_\alpha$  и дублета [N II]  $\lambda$ .

Таблица 1

№	$m_{\text{PE}}$	$z$	Интенсивность эмиссионных линий			Спектральный тип
			[S II] $\lambda\lambda$ 6717/31	[N II] $\lambda\lambda$ 6548/83	$H_{\alpha}$	
1	2	3	4	5	6	7
303	15	0.025	—	<i>w</i>	<i>m</i>	d2
304	15.5	0.065	—	—	<i>s</i>	sd1e
306	15	0.019	—	<i>w</i>	<i>m</i>	d2
307	15.5	0.019	—	<i>w</i>	<i>m</i>	d2e
308	15.5	0.024	—	<i>s</i>	<i>s</i>	sd2e
309	16	0.042	—	<i>m</i>	<i>m</i>	sd1e
311	15	0.031	—	<i>w</i>	<i>m</i>	ds2e
312	16	0.033	—	<i>w</i>	<i>m</i>	d3
313	14	0.007	<i>w</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	sd2
314	14.5	0.006	<i>m</i>	<i>w</i>	<i>s</i>	d2e
315	15	0.040	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	d2e
316	16	0.041	—	<i>m</i>	<i>s</i>	d2e
317	16	0.021	<i>w</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	s3e
318	16	0.016	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	d2
319	15.5	0.028	<i>w</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	sd2e
321	14.5	0.032	—	<i>w</i>	<i>m</i>	sd2e
322	15.5	0.027	<i>w</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	sd2e
323	15.5	0.015	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>w</i>	sd2
324	15.5	0.005	—	<i>w</i>	<i>s</i>	d2
325	13.5	0.011	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>s</i>	d2e
326	15	0.013	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	ds3e
328	16	0.004	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	ds1e
330	15.5	0.014	—	—	<i>w</i>	ds1e
331	16	0.018	<i>m</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	sd3e
332	15.5	0.009	<i>w</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	s2e
334	15	0.023	<i>m</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	sd2e
335	14	0.025	—	—	<i>s</i>	s1e
336	16	0.017	<i>w</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	d3e
338	15.5	0.018	—	—	<i>w</i>	d3
339	15	0.018	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>m</i>	d3
340	16.5	0.021	—	—	<i>s</i>	sd2e
341	15	0.015	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>w</i>	sd2e
342	16.5	0.037	—	—	<i>w</i>	ds3
343	16	0.018	—	<i>w</i>	<i>m</i>	d3e
345	15.5	0.015	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>m</i>	sd3e
346	16.5	0.018	—	—	<i>m</i>	d2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
347	15	0.020	<i>m</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	d2e
348	15.5	0.014	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	d2e
349	15.5	0.023	—	<i>m</i>	<i>s</i>	sd2e
350	15.5	0.017	—	—	<i>w</i>	d2
352	15	0.015	—	—	<i>s</i>	s1e
353	15.5	0.016	<i>m</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	s3e
354	16.5	0.047	—	<i>w</i>	<i>w</i>	ds3e
356	16	0.030	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	ds2e
357	16	0.054	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>s</i>	s2e
358	16	0.042	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>w</i>	ds2e
359	15.5	0.017	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	sd2e
360	15.5	0.027	—	<i>w</i>	<i>m</i>	sd2e
361	16	0.027	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>s</i>	sd2e
363	15.5	0.010	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	d2
364	15.5	0.027	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>m</i>	d2e
365	15	0.016	—	<i>w</i>	<i>s</i>	sd2e
366	15.5	0.026	—	<i>w</i>	<i>w</i>	sd3e
367	16	0.037	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>m</i>	d3
368	15	0.030	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>m</i>	d3e
369	16	0.013	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	sd1e
370	14.5	0.003	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	ds2
372	15.5	0.031	—	—	<i>s</i>	s2e
373	16.5	0.020	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>s</i>	ds2e
374	15.5 + 16.5	0.044	—	—	<i>s</i>	s1e + s3
375	16	0.012	<i>w</i>	<i>w</i>	<i>s</i>	d2

6548/83. Ширина этой бленды—около 100 А. Визуальная область спектра содержит широкую  $H_{\beta}$  и узкие линии [OIII]  $\lambda$  4959/5007. Водородные линии асимметричны. По спектральным характеристикам уверенно может быть отнесен к объектам типа ядер сейфертовских галактик. С другой стороны, отличие этого объекта от квазизвездных, с точки зрения морфологии, проявляется лишь благодаря присутствию слабой короны.

*Маркарян 306.* Объект иррегулярной формы с  $H_{\alpha}$  умеренной интенсивности и слабым дублетом [N II]  $\lambda$  6548/83.

*Маркарян 307.* Структура объекта неясна, т. к. на картах Паломарского обозрения он передержан. В спектре имеются умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабый дублет [N II]  $\lambda$  6548/83.

*Маркарян 308.* Эллипсоидальный объект со слабой короной.  $H_{\alpha}$  очень сильна и диффузна. Имеется также [сильный дублет [N II]]  $\lambda$ . 6548/83.

*Маркарян 309.* Центральный и наиболее яркий компонент цепочки, содержащей три объекта. Спектр содержит умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и дублет [N II]  $\lambda$ . 6548/83.  $H_{\alpha}$  диффузна.

*Маркарян 311.* Яркий объект формы, напоминающей треугольник. В спектре содержится умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабый дублет [N II]  $\lambda$ . 6548/83.

*Маркарян 312.* Пара компактных объектов, неразрешенных на карте Паломарского обозрения. В фокусе 125-см телескопа она разрешается. В спектре яркого компонента имеются умеренной интенсивности и, возможно, несколько диффузная  $H_{\alpha}$  и слабый дублет [N II]  $\lambda$ . 6548/83. Линии, по-видимому, наклонны. В спектре слабого компонента эмиссионные линии проследить не удается.

*Маркарян 313.* Вероятная спиральная галактика с большим центральным сгущением. В спектре содержатся умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и дублет [N II]  $\lambda$ . 6548/83, а также слабый дублет [S II]  $\lambda$ . 6717/31.

*Маркарян 314.* Эллипсоидальный объект с очень сильной  $H_{\alpha}$ , очень слабым дублетом [N II]  $\lambda$ . 6548/83 и умеренной интенсивности дублетом [S II]  $\lambda$ . 6717/31.

*Маркарян 315.* Крайне компактный объект с очень слабой короной из числа компактных галактик Цвикки. Ранее наблюдался У. Л. У. Сарджентом [8]. На нашей спектрограмме имеются сильные линии  $H_{\alpha}$ , [N II]  $\lambda$ . 6548/83 и [S II]  $\lambda$ . 6717/31. Линии сильно наклонны и, возможно, диффузны.

*Маркарян 316.* Сфероидальный объект с очень слабой короной. В спектре имеются сильная  $H_{\alpha}$  и умеренной интенсивности дублет [N II]  $\lambda$ . 6548/83.

*Маркарян 317.* Эллиптический объект с короной. В спектре имеются сильные  $H_{\alpha}$  и [N II]  $\lambda$ . 6548/83 и умеренной интенсивности дублет [S II]  $\lambda$ . 6717/31.

*Маркарян 318.* Сфероидальный объект с оболочкой. Спектр содержит сильные  $H_{\alpha}$ , [N II]  $\lambda$ . 6548/83 и [S II]  $\lambda$ . 6717/31. Линии наклонны.

*Маркарян 319.* Галактика с перемычкой и заметным ядром. В спектре имеются сильные  $H_{\alpha}$  и  $[N II]$   $\lambda$  6548/83, а также слабый дублет  $[S II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 321.* Спиральная галактика. Спектр содержит умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабый дублет  $[N II]$   $\lambda$  6548/83.

*Маркарян 322.* Сфероидальный объект с несимметричной короной. Спектр содержит сильные  $H_{\alpha}$  и  $[N II]$   $\lambda$  6548/83, а также слабый дублет  $[S II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 323.* Возможно, спиральная галактика. В спектре ядра имеются слабая  $H_{\alpha}$  и очень слабые  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и  $[S II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 324.* Крайне компактный, почти звездообразный объект. Спектр содержит сильную  $H_{\alpha}$  и очень слабый дублет  $[N II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 325.* Сфероидальный объект с короной. Спектр содержит сильную  $H_{\alpha}$  и слабые  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и  $[S II]$   $\lambda$  6717/31. В числе компактных галактик Цвикки ранее исследовался Сарджен-том [8].

*Маркарян 326.* Большое центральное сгущение ядра спиральной галактики, имеющей слабые аморфные рукава. В спектре имеются очень сильная  $H_{\alpha}$  и сильные  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и  $[S II]$   $\lambda$  6717/31. Все линии диффузны.

*Маркарян 328.* Незначительно вытянутый, но компактный объект с сильной  $H_{\alpha}$  и умеренной интенсивности дублетами  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и  $[S II]$   $\lambda$  6717/31. Ранее исследовался Р. Барбоном [9].

*Маркарян 330.* Объект, вытянутый с запада на восток и отмеченный в [7] как возможная пара. Однако при спектральных наблюдениях со щелью, ориентированной вдоль большой оси, двойственность не выявляется. В спектре объекта имеется лишь слабая  $H_{\alpha}$ .

*Маркарян 331.* Сфероидальный объект, возможно, с небольшим выбросом. Спектр содержит сильные  $H_{\alpha}$  и  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и умеренной интенсивности дублет  $[S II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 332.* Сферическая галактика, являющаяся компонентом двойной системы. В спектре имеются сильная  $H_{\alpha}$ , умеренной интенсивности дублет  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и слабый дублет  $[S II]$   $\lambda$  6717/31. Высота  $H_{\alpha}$  примерно в полтора раза превосходит высоту запрещен-

ных линий. Это свидетельствует о том, что линейные размеры зоны свечения водорода превосходят размеры зоны свечения запрещенных линий.

*Маркарян 334.* Сфероидальное ядро со слабыми малоразвитыми спиральными рукавами. В спектре, кроме очень сильной и диффузной  $H_{\alpha}$ , имеются сильный дублет  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$  и умеренной интенсивности  $[OI] \lambda 6300$  и  $[S II] \lambda 6717/31$ .

*Маркарян 335.* Звездообразный объект со слабой короной, имеющий, согласно [7], распределение энергии типа квазизвездных объектов. Обладает спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. В красной части спектра присутствует широкая и сильная эмиссионная деталь, являющаяся блендой  $H_{\alpha}$  и дублета  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$ . В визуальной области спектра наблюдается широкая  $H_{\beta}$  и узкие линии  $[OIII] \lambda \lambda 4959/5007$ . Подобно Маркарян 304, водородные линии асимметричны. Наличие эмиссионных линий и вероятная принадлежность к сейфертовскому типу отмечены в [7].

*Маркарян 336.* Эллипсоидальная галактика с сильной  $H_{\alpha}$ , умеренной интенсивности дублетом  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$  и слабым дублетом  $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ .

*Маркарян 338.* Сильно вытянутый объект со слабой наклонной  $H_{\alpha}$ .

*Маркарян 339.* Компактный объект с умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$ , слабыми  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$  и  $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ . Линии наклонны.

*Маркарян 340.* Эллипсоидальный объект с размытыми краями. В спектре имеется лишь сильная наклонная и диффузная  $H_{\alpha}$ .

*Маркарян 341.* Компактный компонент пары со слабыми  $H_{\alpha}$ .  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$  и  $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ .

*Маркарян 342.* Компактный объект с очень слабой  $H_{\alpha}$ .

*Маркарян 343.* Компактный объект со спиралевидными отростками. Спектр содержит умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабый дублет  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$ .

*Маркарян 345.* Компактный объект со слабой оболочкой. В спектре имеются умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабые  $[N II] \lambda \lambda 6548/83$  и  $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ .

*Маркарян 346.* Компактный, хотя и несколько вытянутый объект с  $H_2$  умеренной интенсивности.

*Маркарян 347.* Несколько вытянутый, но компактный объект. Исследовался Сарджентом [8] в числе компактных галактик Цвикки. Спектр содержит очень сильную  $H_2$ , сильный дублет  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и умеренной интенсивности дублет  $[S II]$   $\lambda$  6717/31. Высота линии  $H_2$  заметно превосходит высоту запрещенных линий.

*Маркарян 348.* Сфероидальный объект со слабой короной заметных размеров. Обладает спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик—ширина линии  $H_2$  около 60 А.  $H_2$ , а также  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и  $[S II]$   $\lambda$  6717/31 сильны. В красной области спектра присутствует также умеренной интенсивности линия  $[OI]$   $\lambda$  6300. В синей области спектра имеются сильные  $[O III]$   $\lambda$  4959/5007 и умеренной интенсивности диффузная  $H_3$ .

*Маркарян 349.* Несколько вытянутый, но довольно компактный объект. Линии наклонные.  $H_2$  сильна, дублет  $[N II]$   $\lambda$  6548/83—умеренной интенсивности.

*Маркарян 350.* Несколько диффузный, вытянутый объект со слабой  $H_2$ .

*Маркарян 352.* Сфероидальный конденсированный объект с размытыми краями. В красной области спектра имеется лишь сильная  $H_2$  с шириной около 150 А. Таким образом, объект обладает отчетливо выраженными спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. В визуальной области спектра имеются узкие линии  $[O III]$   $\lambda$  4959/5007 умеренной интенсивности, широкая  $H_3$ , а также  $H_7$ . Присутствие  $H_2$  и вероятная принадлежность к сейфертовскому типу отмечены в [7].

*Маркарян 353.* Ядро эллиптической галактики. В спектре имеются сильные  $H_2$  и  $[N II]$   $\lambda$  6548/83, а также умеренной интенсивности  $[S II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 354.* Очень компактный объект со слабыми  $H_2$  и  $[N II]$   $\lambda$  6548/83.  $H_2$  диффузна.

*Маркарян 356.* Несколько вытянутый, но довольно компактный объект с очень сильной  $H_2$  и умеренной интенсивности  $[N II]$   $\lambda$  6548/83 и  $[S II]$   $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 357.* Очень компактный объект с выбросом. Спектр содержит очень сильную наклонную  $H_{\alpha}$ , слабые [N II]  $\lambda$  6548/83, [S II]  $\lambda$  6717/31 и, возможно, очень слабую линию [OI]  $\lambda$  6300.

*Маркарян 358.* Ядро спиральной галактики. В спектре имеются очень слабые  $H_{\alpha}$ , [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 359.* Сфероидальный объект с короной. В спектре имеются сильные линии  $H_{\alpha}$ , [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 360.* Компактный объект с несимметричной короной, напоминающей выброс. В числе компактных галактик Цвикки исследовался Сарджентом [8]. Нами наблюдались умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабый дублет [N II]  $\lambda$  6548/83.

*Маркарян 361.* Компактный, сфероидальный объект с сильной  $H_{\alpha}$  и слабыми [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31. В числе компактных галактик Цвикки был исследован Барбоном [9].

*Маркарян 363.* Несколько вытянутый объект с резкими краями. В спектре имеются сильная  $H_{\alpha}$  и умеренной интенсивности [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 364.* Сфероидальный объект со слабой оболочкой. Спектр содержит умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабые [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31. Высота  $H_{\alpha}$  заметно больше высоты запрещенных линий.

*Маркарян 365.* Восточный компонент двойной системы. В спектре имеются сильная  $H_{\alpha}$  и слабый дублет [N II]  $\lambda$  6548/83.

*Маркарян 366.* Компактный объект с несимметричной оболочкой. В спектре имеются слабые  $H_{\alpha}$  и [N II]  $\lambda$  6548/83.

*Маркарян 367.* Несколько вытянутый, но компактный объект. В спектре имеются умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабые [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 368.* Сфероидальный объект с короной. Спектр содержит умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и слабые [N II]  $\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda$  6717/31.

*Маркарян 369.* Компактный сфероидальный объект с несимметричной оболочкой. В спектре имеются очень сильная  $H_{\alpha}$  и умеренной

интенсивности [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717/31. В числе компактных галактик Цвикки был исследован Барбоном [9].

*Маркарян 370.* Эллиптическая галактика с короной. Спектр содержит сильную  $H_\alpha$  и умеренной интенсивности [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717/31.

*Маркарян 372.* Незначительно вытянутый объект со слабой короной. В красной части спектра наблюдается лишь широкая  $H_\alpha$ , что дает основание отнести его к объектам со спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. Ширина  $H_\alpha$ —около 100 А. В визуальной области спектра присутствуют умеренной интенсивности узкие линии [O III]  $\lambda\lambda$  4959/5007 и широкая  $H_\beta$ .

*Маркарян 373.* Спиральная галактика, возможно, двойная. Спектр содержит сильную  $H_\alpha$  и умеренной интенсивности [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717/31.

*Маркарян 374.* Восточный компонент взаимодействующей системы— объект типа ядер сейфертовских галактик. В красной области спектра имеется сильная  $H_\alpha$  шириной около 50 А. Наличие  $H_\alpha$  и возможность присутствия признаков сейфертовских галактик отмечены в [7]. В визуальной области спектра присутствуют умеренной интенсивности диффузная  $H_\beta$  и узкие линии [O III]  $\lambda\lambda$  4959/5007. В спектре западного компонента линии проследить не удается.

*Маркарян 375.* Очень компактный объект с небольшими выбросами. В спектре имеются сильная  $H_\alpha$  и слабые [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717/31.

Кроме указанных объектов наблюдались также № 310, 320, 327, 329, 333, 337, 344, 351, 355, 362, 371, 377, 378, 379, 386. В спектрах этих объектов эмиссионные линии не обнаружены.

Авторы благодарны Б. Е. Маркаряну и В. А. Липовецкому за предоставление им четвертого списка галактик с ультрафиолетовым континуумом до опубликования.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Государственный астрономический ин-т  
им. П. К. Штернберга

## THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. V

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV

The results of spectral observations of seventy six objects from the fourth list [7] of galaxies with ultraviolet continuum are presented. The emission lines are detected in the spectra of sixty — one objects. The objects No. 304, 335, 348, 352, 372 and 374 show the spectral peculiarities of the nuclei of Seyfert galaxies.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
2. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972.
5. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
6. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
7. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
8. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
9. R. Barbon, *Contr. Asiago Obs.*, No. 218, 1969.

ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 6  
В ПЕРИОД ЕЕ АКТИВНОСТИ

В. И. ПРОНИК, К. К. ЧУВАЕВ

Поступила 15 марта 1972

В 1970 — 1971 гг. с помощью спектрографа 2.6-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории, работающего с ЭОП-ом, были получены спектры галактики Маркарян 6 (IC 450) с дисперсиями 330 и 100 А/мм.

В течение года наблюдений поток в линии  $H_{\beta}$  уменьшился почти в 2 раза, а интенсивность непрерывного спектра более чем в 3 раза. Между этими величинами наблюдается четкая корреляция. При больших потоках в непрерывном спектре линии  $H_{\beta}$  достигает насыщения.

На всех спектрах водородные линии имеют очень широкие крылья ( $\sim \pm 5500 - 6000$  км/сек). Сложная структура этих линий указывает на существование отдельных облаков газа с различными скоростями.

Обнаруженный в начале 1969 г. Э. Хачикяном и Д. Видманом фиолетовый компонент водородных линий существует до настоящего времени.

1. Летом 1970 г. в программу спектральных наблюдений на 2.6 м телескопе им. Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории был включен ряд наиболее интересных объектов из опубликованных Б. Е. Маркаряном списков галактик с ультрафиолетовым континуумом [1]. Первые спектры объекта Маркарян 6 (IC 450) получены нами 1/2.XI.1970 г. При их просмотре нельзя было не обратить внимания на тот факт, что линии водорода двойные: с фиолетовой стороны от главного, центрального ядра линии появился компонент, не отмеченный ранее в работе [2]. Позже, во время визита в Крымскую астрофизическую обсерваторию Д. В. Видмана (США) и Э. Е. Хачикяна (Бюраканская обсерватория), нам стало известно, что по их наблюдениям фиолетовый компонент у водородных линий был обнаружен еще в январе 1969 г. Результаты этих наблюдений и их интерпретация приведены в [3].

Последний спектр объекта Маркарян 6, на котором еще не было заметно фиолетового компонента, датирован февралем 1968 г. Согласно [3], дополнительный максимум в крыле водородных линий образовался за время меньше или порядка одного года. При столь быстрых изменениях представлялось весьма интересным проследить дальнейшее изменение контуров водородных линий. С этой целью в течение года на спектрографе с 3-х камерным ЭОП-ом нами велись систематические наблюдения спектра галактики Маркарян 6. В результате было получено свыше 20-ти расширенных спектров с дисперсиями 100 и 335 А/мм. При дисперсии 335 А/мм спектры охватывают область от 4300 до 7000 А; при дисперсии 100 А/мм — область протяженностью около 1000 А. Поэтому, для получения линий  $H_{\beta}$  и  $H_{\alpha}$  с большей дисперсией, делались две экспозиции при различном положении дифракционной решетки.

Данные о хронологии и количестве спектров приведены в табл. 1. Количество спектров с дисперсией 100 А/мм относится только к области с линией  $H_{\beta}$ . Спектры в области  $H_{\alpha}$  фотографировались не во все даты. Спектры за 1/2. XI. 1970 г. сильно передержаны и не обрабатывались.

2. Спектр объекта Маркарян 6 в области длин волн  $\lambda$  3700 — 5100 А, относящийся к эпохе 1968 г., описан в [2]. Сведения об интенсивностях и эквивалентных ширинах линий  $H_{\beta}$  и  $N_1 + N_2$  [O III] имеются в [3, 4]. Однако никаких замечаний относительно контура линии  $H_{\beta}$  в этих работах нет.

На всех наших спектрах (рис. 1) линия  $H_{\beta}$  наблюдается в виде центрального пика, расположенного на широкой подложке, образованной протяженными крыльями. Ширина пика примерно такая же, как и ширина небулярных линий. С фиолетовой стороны от этого пика на расстоянии 50 А четко виден более слабый компонент. Длинноволновое крыло  $H_{\beta}$  простирается вплоть до линии  $\lambda$  4959 [O III], так что общая ширина линии  $H_{\beta}$  у основания составляет 160 — 180 А.

В красной области спектра (рис. 2) наиболее яркой деталью является линия  $H_{\alpha}$  с широкими крыльями, на которые накладываются линии  $\lambda$  6548, 6584 [N II]. Интенсивность линии  $\lambda$  6548 в центре по крайней мере вдвое меньше центральной интенсивности  $H_{\alpha}$ . Полная ширина линии  $H_{\alpha}$  у основания — более 300 А. Из других линий наиболее яркими являются  $\lambda$  6300 [OI] и дублет  $\lambda$  6717, 6731 [S II]. Отношение  $I_{\lambda 6731}/I_{\lambda 6717} \approx 0.9 - 1.0$ .

В связи с тем, что контур линии  $H_{\alpha}$  искажен линиями [N II], мы решили ограничиться изучением линии  $H_{\beta}$ . Все спектры в области линий  $H_{\beta}$  и [O III] измерены на микрофотометре МФ-2. После учета

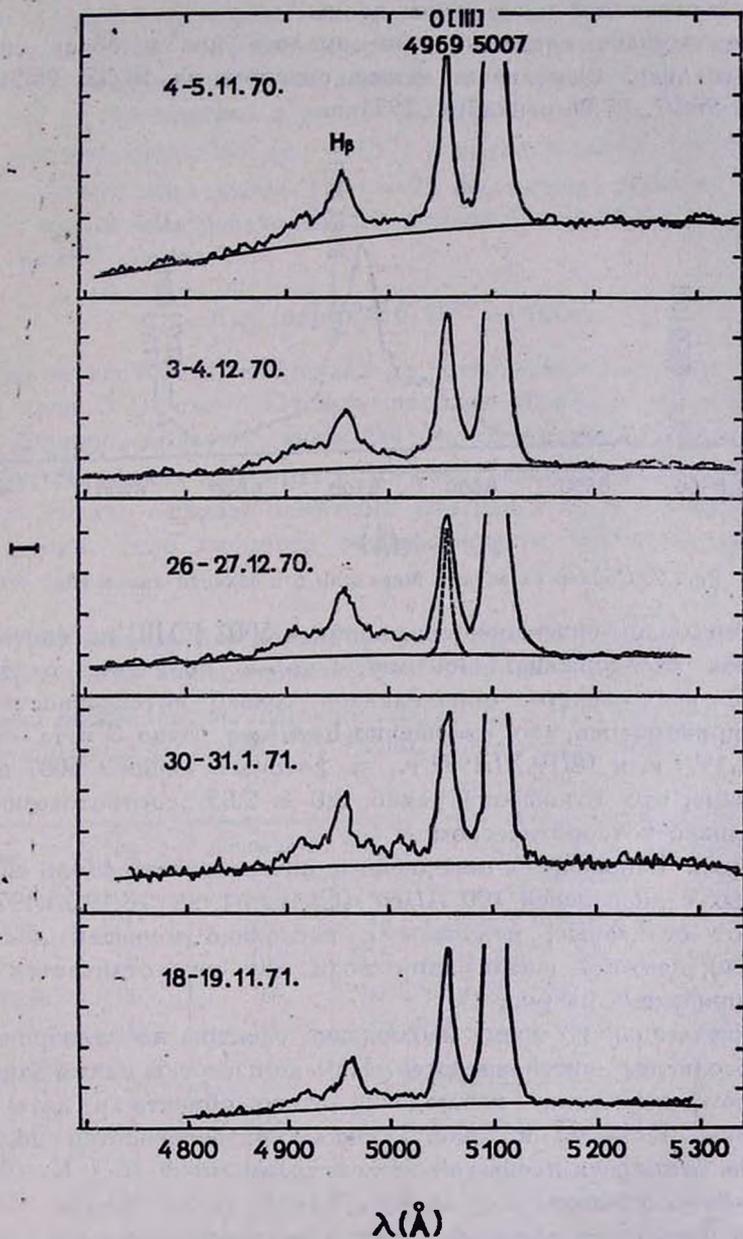


Рис. 1. Спектры галактики Маркарян 6 в области линии H $\beta$ . Для характеристики инструментального контура на спектре 26—27.XII.1970 г. пунктиром изображена линия ночного неба.

спектра ночного неба и фона ЭОП-а строилось распределение интенсивности в зависимости от длины волны.

В тех случаях, когда за ночь имелось два и более спектров, они осреднялись. Осреднены также спектры за 21/22, 28/29 марта 1971 г. и 26/27, 27/28 сентября 1971 г.

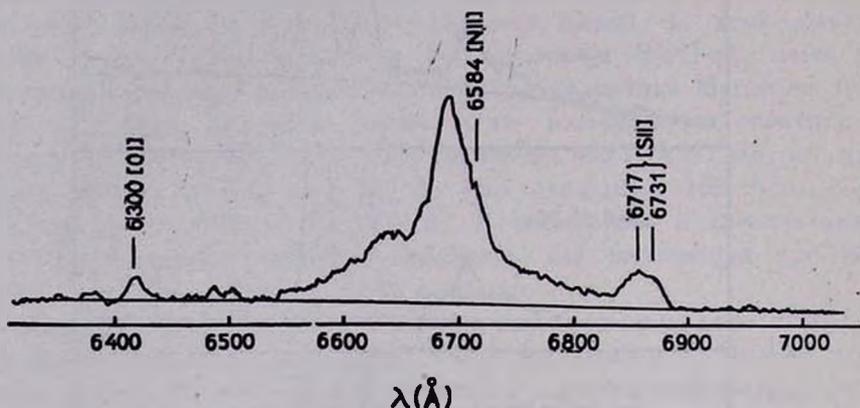


Рис. 2. Спектр галактики Маргарян 6 в области линии H $\alpha$ .

Центральная интенсивность линии  $\lambda 5007$  [O III] на многих спектрограммах передержана. Поэтому, с целью получения однородных данных, на всех спектрах определялась только интенсивность линии  $\lambda 4959$  и принималось, что отношение  $I_{\lambda 5007}/I_{\lambda 4959}$  равно 3 (На спектрах за 30/31.I.1971 г. и 18/19.XI.1971 г., на которых линия  $\lambda 5007$  не была передержана, это отношение равно 3.0 и 2.85, соответственно, что весьма близко к теоретическому).

На рис. 1 приведены осредненные интенсивности вдоль спектров, полученных с дисперсией 100 А/мм (Спектры за 18/19.XI.1971 г., в отличие от остальных, получены с несколько меньшей дисперсией (106 А/мм), поэтому шкала длин волн для них отличается от той, которая приведена на рис. 1).

К сожалению, во время наблюдений спектры не калибровались в шкале абсолютных интенсивностей. Нам не известны также какие-либо данные фотометрических наблюдений этого объекта в даты наших наблюдений. Поэтому на рис. 1 шкалы интенсивностей подобраны так, чтобы суммарная площадь под контурами линий  $N_1 + N_2$  [O III] для всех дат была примерно одинаковой. Такой выбор шкалы интенсивностей соответствует предположению о постоянстве потока излучения в небулярных линиях [O III]. У нас нет прямых доказательств правильности сделанного предположения, но в качестве косвенного аргумента может послужить оценка возможного характерного времени измене-

ний линий [O III]. Изменение потока в линиях [O III] может быть вызвано не только изменением ионизации газа, но и изменением электронной температуры. Поэтому, кроме времени рекомбинации, которое зависит от плотности газа, мы должны знать также и линейные размеры области, светящейся в линиях [O III]. Исходя из средней наблюдаемой яркости галактики ( $m_v \sim 15^m$ ) и средней эквивалентной ширины центрального пика линии  $H\beta$  ( $\sim 25 \text{ \AA}$ ), можно оценить величину потока в нем, а зная расстояние до объекта ( $z = 0.019$ ,  $H = 75 \text{ км/сек-мпс}$ ) и полную светимость:

$$E_{H\beta} (\text{ядро}) \approx 6 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек.}$$

Электронная плотность, найденная по отношению  $I_{\lambda 6731}/I_{\lambda 6717}$  [5], примерно равна  $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Отсюда находим нижнюю границу эффективных размеров области, занятой газом, светящимся в линиях [O III]:  $d \approx 20 \text{ пс}$ . При таких размерах и времени рекомбинации  $t = (n_e \text{ с}^{-1})^{-1} \approx 25 \text{ лет}$  трудно ожидать заметного изменения потока в линиях [O III] за 1—2 года, если скорость возбуждающего агента не превышает скорости света.

3. Для анализа изменений, происходящих в спектре со временем, были определены полная эквивалентная ширина линии  $H\beta$  —  $W_{H\beta}$  и суммарная эквивалентная ширина линий  $N_1 + N_2$  [O III] —  $W_{N_1+N_2}$ . Эти величины приведены в табл. 1. Чтобы исключить влияние непрерыв-

Таблица 1

Даты	Число спектров	Дисперсия А/мж	$W_{H\beta}$ (А)	$W_{N_1+N_2}$ (А)	$\frac{W_{H\beta}}{W_{N_1+N_2}} \cdot 10^2$	$\frac{10^4}{W_{N_1+N_2}} (\text{А})^{-1}$
4/5.11.70	3	100	59	156±52	37±0.52	62.5
3/4.12.70	2	100	117	405±40	29±0.9	24.7
26/27.12.70	2	100	100	302±27	33.5±1.2	33.3
30/31.1.71	1	100	82	235	35.0	42.5
21/22.3.71 28/29.3.71}	4	335	95	384±17	28.5±1.0	26.0
26/27.9.71 27/28.9.71}	6	335	114	535±35	21.4±0.8	18.7
18/19.11.71	2	100	117	510±14	22.5±1.0	19.6

ного спектра, на рис. 3 представлен график изменения отношения  $W_{H\beta}/W_{N_1+N_2}$  со временем. Вертикальные черточки соответствуют сред-

неквадратичным ошибкам. Полыми кружочками нанесены данные из [3]. Как видно из рисунка, отношение потоков в линиях с начала 1968 г. до начала 1970 г. возросло в 4 раза; последние два года оно уменьшается. Возможно, что полный цикл от минимума до максимума займет 4—4.5 года. Поскольку мы считаем, что поток в линиях  $N_1 + N_2$  не меняется, то рис. 3 фактически представляет изменение полного потока в линии  $H\beta$ . Из графика видно также, что поток в линии  $H\beta$  меняется не монотонно, а со значительными флуктуациями. Сильная флуктуация, например, имела место в конце 1970 г. и начале 1971 г.

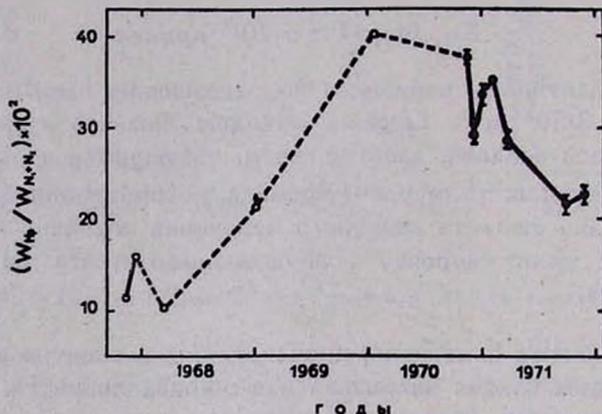


Рис. 3. Изменение полного потока в линии  $H\beta$  со временем; поток в небулярных линиях [O III] предполагается постоянным (см. текст). Полые кружки—по данным [3], заполненные—по данным табл. 1.

Если предположение о постоянстве потока в линиях  $N_1 + N_2$  [O III] правильно, то изменения  $(W_{N_1+N_2})^{-1}$  характеризуют изменения величины потока в непрерывном спектре.

Из табл. 1 видно, что эта величина в течение последнего года уменьшилась более чем в 3 раза.

Весьма интересным оказалось сопоставление величин  $W_{H\beta} / W_{N_1+N_2}$  и  $(W_{N_1+N_2})^{-1}$  для разных дат (рис. 4). Цифры около точек на рис. 4 указывают хронологическую последовательность наблюдений. Кроме наших данных, в [3] имеется отношение интенсивностей  $H\beta$  к  $N_1 + N_2$ , а в [4]—отношение эквивалентных ширин этих же линий для спектра 12.I.1970 г. Крестик на рис. 4 соответствует среднему значению этих отношений, а концы вертикальной линии—самим отношениям.

В рамках предположения  $F_{N_1+N_2} = \text{const}$  рис. 4 свидетельствует о тесной связи потока в  $H\beta$  с потоком в непрерывном спектре. Такую

зависимость можно ожидать, если ионизация конечной массы плотного газа, ответственного за излучение в крыльях водородных линий, меняется с величиной потока  $L_c$ -квантов: плато на верхней части кривой рис. 4 соответствует полной ионизации газа.

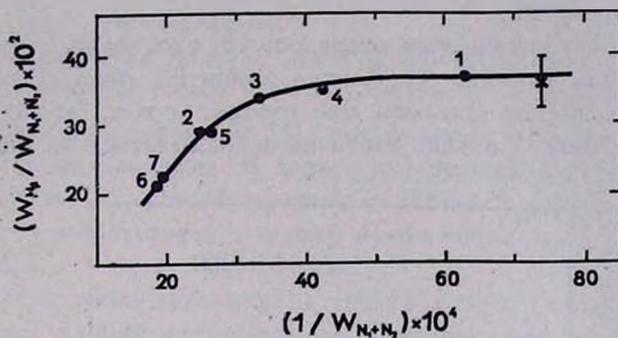


Рис. 4. Зависимость между полным потоком в линии  $H\beta$  и потоком в непрерывном спектре; поток в небулярных линиях [O III] предполагается постоянным (см. текст).

4. До сих пор нет единого мнения о причине возникновения широких крыльев у водородных линий. Обычно рассматриваются два возможных механизма: рассеяние на электронах и доплеровское расширение вследствие больших скоростей.

Очевидно, что в первом случае крылья линий должны быть гладкими и симметричными. Наличие фиолетового компонента у водородных линий в спектре Маркарян 6 несомненно свидетельствует о существовании сгустка газа, имеющего скорость примерно 3000 км/сек относительно основной массы газа.

Сравнительно большие „шумы“ на спектрограммах, обусловленные в основном шумами ЭОП-а, не позволяют рассматривать мелкие детали и неровности контура как реальные. Тем не менее, при сравнении отдельных спектров в разные даты, создается впечатление, что крылья линии  $H\beta$  состоят из отдельных деталей.

На рис. 5 приведены фотометрические записи красного крыла  $H\beta$ , полученные по индивидуальным спектрам в разные даты. Некоторые детали, по-видимому, превосходят по интенсивности детали, которые могут быть вызваны шумами. При желании можно увидеть даже систематическое смещение деталей со временем (пунктирные линии на рис. 5). Если отмеченный факт подтвердится в дальнейшем, мы вынуждены будем прийти к выводу, что протяженные крылья  $H\beta$  об-

условлены отдельными сгустками газа, скорость которых изменяется со временем.

5. Из рис. 1 видно, что фиолетовый компонент линии  $H_{\beta}$ , обнаруженный Видманом и Хачикяном [3], продолжает существовать до настоящего времени.

Необычайно интересным оказалось то, что линия  $H_{\beta}$  имеет очень широкие крылья (80—90 Å). Контур линии  $H_{\beta}$  (рис. 2) указывает на еще большую ширину крыльев. Это говорит о том, что красное крыло  $H_{\beta}$ , по-видимому, должно частично накладываться на линию  $\lambda$  4959.

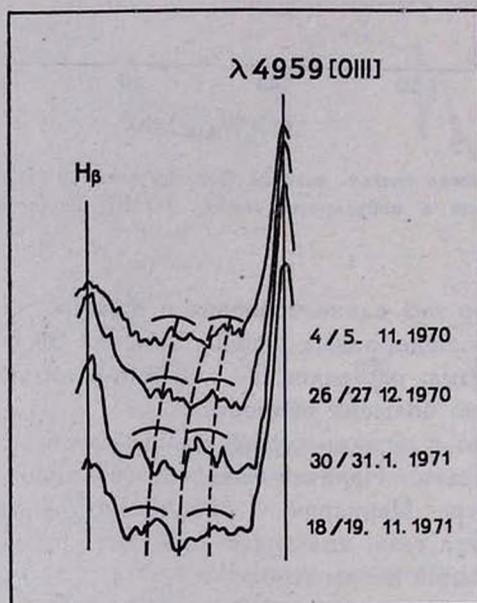


Рис. 5. Красное крыло линии  $H_{\beta}$  по индивидуальным спектрам в разные даты. Пунктирными линиями отмечены положения, вероятно, одних и тех же деталей.

Остается непонятным, почему в работах [3, 4] широкие крылья водородных линий остались неотмеченными. Более того, в [4] сказано, что галактика Маркарян 6 относится к классу объектов, водородные и запрещенные линии которых имеют примерно одинаковую ширину (второй класс по Видману и Хачикяну). Согласно [4], для объектов этого класса характерно большое отношение интенсивностей линий [O III] к  $H_{\beta}$ :

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H_{\beta}}} \approx 10.$$

Для объектов с широкими водородными линиям (первый класс объектов)  $I_{N_1+N_2}/I_{H_2} \approx 1$ . В спектре Маркарян 6 до появления фиолетового компонента это отношение равнялось примерно 10; в период наибольшей яркости  $H_2$  оно было равным 2.5. Сейчас  $I_{N_1+N_2}/I_{H_2} \approx 5$  и, по-видимому, продолжает увеличиваться.

Таким образом, ни по виду контура линии  $H_2$ , ни по отношению  $I_{N_1+N_2}/I_{H_2}$  галактику Маркарян 6 нельзя отнести к какому-то одному классу объектов классификации [4], поскольку указанные характеристики меняются со временем. В данном случае можно говорить только о двух состояниях ядра: возбужденном и невозбужденном. Возбужденное состояние соответствует первому классу объектов, невозбужденное — второму.

Полученные наблюдательные данные о сильных изменениях контура водородных линий и интенсивности непрерывного спектра определенно указывают на высокую активность ядра галактики Маркарян 6. Наличие фиолетового компонента и сложной структуры широких крыльев водородных линий роднит эту галактику с такими объектами, как ЗС 390.3, ЗС 227, III Zw2 и, вероятно, NGC 3227. Относительно галактики ЗС 390.3 хорошо известно, что она активна. Есть также указания на изменения в контурах водородных линий у ядра NGC 3227 [6].

Таким образом, весьма возможно, что сложная структура контуров водородных линий является хорошим индикатором высокой активности ядер галактик.

В заключение мы выражаем благодарность М. М. Бутслову, В. Ф. Анисимову и Е. С. Агапову за предоставление в наше распоряжение аппаратуры, Б. П. Абражевскому за конструирование и отладку подвижной кассеты для спектрографа, А. И. Смирнову за модернизацию блоков питания ЭОП-а, а также А. И. Брунс и Т. Н. Никулиной за большую помощь в обработке спектров и оформлении настоящей работы.

*Примечание при корректуре.* На спектрах, полученных в мае 1972 г., фиолетовый компонент у водородных линий продолжает оставаться хорошо заметным.

Крымская астрофизическая обсерватория  
АН СССР

HYDROGEN LINES IN THE SPECTRUM OF MARKARIAN 6  
GALAXY DURING ITS ACTIVITY

V. I. PRONIK, K. K. CHUVAEV

The spectra of Markarian 6 (IC 450) galaxy were obtained in 1970—1971 with dispersion of 335 and 100  $\text{\AA}/\text{mm}$  using an image-tube spectrograph at the 2.6 m telescope of the Crimean Astrophysical observatory.

During one year of observations the  $H_{\beta}$  flux decreased by nearly two times and the intensity of continuum more than three times. A strong correlation between these values has been found. For larger fluxes of continuum the  $H_{\alpha}$  line showed a saturation effect.

On all spectra the hydrogen lines have very broad wings ( $\sim \pm 5500\text{--}6000 \text{ km/sec}$ ). The complex structure of these lines indicates the presence of separate gas clouds with different velocities.

Blueshifted components of hydrogen lines discovered by E. Khachikian and D. Weedman at the beginning of 1969 still exist.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
3. Е. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 164, L 109, 1971.
4. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, *Астрофизика*, 7, 389, 1971.
5. H. E. Saraph, M. J. Seaton, *M. N.*, 148, 367, 1970.
6. И. И. Проник, *Астрон. цирк.* (в печати).

## РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ОДНОРОДНОМ ШАРЕ

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 10 января 1972

Получены формулы, определяющие среднее число рассеяний фотонов в шаре и его светимость при любых источниках энергии. Эти величины выражены через резольвентную функцию  $\Phi(\tau)$  для плоского слоя. Специально рассмотрены три случая расположения источников энергии: 1) источники распределены равномерно, 2) шар освещен параллельными лучами, 3) точечный источник находится на произвольном расстоянии от центра шара.

Как известно, астрофизиками весьма подробно рассмотрена проблема рассеяния света в среде, состоящей из плоскопараллельных слоев. Это связано с тем, что такими средами можно считать звездные и планетные атмосферы. Однако при изучении многих астрофизических объектов (звезды с протяженными атмосферами, планетарные туманности, рентгеновские источники, квазары, ядра галактик) в первом приближении следует пользоваться моделью газового шара. В какой-то мере это относится и к некоторым явлениям на Солнце (хромосферные вспышки, протуберанцы).

Теория рассеяния света в шаре разработана еще не в достаточной степени. Однако для случая однородного шара уже получен ряд существенных результатов. Сначала В. А. Амбарцумян [1] рассмотрел задачу о точечном источнике в бесконечной среде (которую можно считать шаром бесконечно большого радиуса). Им найдено асимптотическое выражение для интенсивности излучения на больших оптических расстояниях от источника. Затем стало известным и точное решение этой задачи (см., например, [2, 3]). Было также получено асимптотическое решение аналогичной задачи для шара, оптический радиус которого по порядку превосходит единицу [4, 5].

Ряд работ посвящен задаче о рассеянии света в шаре произвольного оптического радиуса. Решение ее сильно упрощается тем, что

она сводится к задаче о рассеянии света в плоском слое. Пользуясь этим, Хислет и Уорминг [6] для случая равномерного распределения источников энергии в шаре выразили функцию источников для шара через резольвентную функцию  $\Phi(\tau)$  для плоского слоя, а светимость шара — через моменты функций  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$ . В недавнее время Гриттон и Леонард [7] выполнили большое математическое исследование данной задачи.

В работе Малликина [8] найдено среднее число рассеяний фотона в шаре при возникновении его в любом месте шара. Эта величина выражена через функцию источников для плоского слоя, освещенного параллельными лучами.

Следует также отметить, что Беллман, Кагивада, Калаба и Уэно [9] сделали применение принципов инвариантности к проблеме переноса излучения через атмосферные слои, обладающие сферической симметрией.

В настоящей статье рассматривается задача о рассеянии света в однородном шаре при произвольных источниках энергии. Получены формулы, определяющие среднее число рассеяний фотона в шаре и полную энергию, излучаемую шаром (обычно называемую в астрофизике светимостью). Эти величины выражены через резольвентную функцию  $\Phi(\tau)$  для плоского слоя, введенную автором ранее [10]. Найденные формулы применены к трем случаям расположения источников энергии: 1) источники распределены равномерно, 2) шар освещен параллельными лучами, 3) точечный источник находится на произвольном расстоянии от центра шара.

*Основные уравнения.* Будем считать, что в однородном шаре радиуса  $\tau_0$  происходят процессы рассеяния и истинного поглощения излучения, причем рассеяние является изотропным, а вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния равна  $\lambda$ . Обозначим через  $\alpha$  объемный коэффициент поглощения, через  $\tau_0 = \alpha r_0$  — оптический радиус шара и через  $\tau = \alpha r$  — оптическое расстояние от центра шара, соответствующее геометрическому расстоянию  $r$ .

Пусть  $I(\tau, \vartheta)$  — интенсивность излучения, идущего на оптическом расстоянии  $\tau$  от центра шара под углом  $\vartheta$  к радиусу-вектору. Как известно, величина  $I(\tau, \vartheta)$  определена уравнением переноса излучения

$$\cos \vartheta \frac{\partial I(\tau, \vartheta)}{\partial \tau} - \frac{\sin \vartheta}{\tau} \frac{\partial I(\tau, \vartheta)}{\partial \vartheta} = -I(\tau, \vartheta) + B(\tau), \quad (1)$$

а входящая в него функция источников  $B(\tau)$  выражается через  $I(\tau, \vartheta)$  при помощи соотношения

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\pi} I(\tau, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta + g(\tau). \quad (2)$$

Здесь  $g(\tau)$  — функция источников, обусловленная непосредственно источниками энергии, расположенными в шаре. Эти источники считаются изотропными. Энергия, излучаемая этими источниками, находящимися в  $1 \text{ см}^3$ , за  $1 \text{ сек}$ , равна  $4\pi a g(\tau)$ .

Из уравнений (1) и (2) при учете отсутствия падающего на шар внешнего излучения получается следующее интегральное уравнение для определения функции  $B(\tau)$ :

$$\tau B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} [E_1(|\tau - t|) - E_1(\tau + t)] B(t) t dt + \tau g(\tau), \quad (3)$$

где

$$E_1(\tau) = \int_1^{\infty} e^{-\tau z} \frac{dz}{z}. \quad (4)$$

Мы не будем сейчас пытаться решить уравнение (3), а найдем лишь светимость шара  $L$ . Эта величина определяется формулой

$$L = 4\pi r_0^2 H(\tau_0), \quad (5)$$

где  $H(\tau_0)$  — поток излучения на границе шара, равный

$$H(\tau_0) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} I(\tau_0, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (6)$$

Для нахождения потока излучения умножим уравнение (1) на  $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$  и проинтегрируем его по  $\vartheta$  от 0 до  $\pi$ . Пользуясь уравнением (2), получаем

$$\frac{dH(\tau)}{d\tau} + \frac{2}{\tau} H(\tau) = \frac{4\pi}{\lambda} [g(\tau) - (1_1^1 - \lambda) B(\tau)]. \quad (7)$$

Умножим уравнение (7) и  $\tau^2$  и проинтегрируем его по  $\tau$  от 0 до  $\tau_0$ . Подставляя найденную таким путем величину  $H(\tau_0)$  в формулу (5), имеем

$$L = [1 - (1 - \lambda) N] E, \quad (8)$$

где обозначено

$$E = \frac{16 \pi^2}{a^2} \int_0^{\tau_0} g(\tau) \tau^2 d\tau, \quad (9)$$

$$N = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{\int_0^{\tau_0} B(\tau) \tau^2 d\tau}{\int_0^{\tau_0} g(\tau) \tau^2 d\tau} - 1 \right]. \quad (10)$$

Величина  $E$  представляет собой полную энергию, вырабатываемую источниками, находящимися в шаре, а величина  $N$  — среднее число рассеяний возникающих в шаре фотонов (здесь первоначальное испускание фотона не считается рассеянием). Так как  $1 - \lambda$  есть вероятность истинного поглощения при одном акте рассеяния, то величина  $(1 - \lambda)N$  есть доля энергии, поглощенной в шаре. Физический смысл формулы (8) очевиден: светимость шара равна энергии, вырабатываемой в шаре, без энергии, поглощаемой в нем.

Для нахождения величины  $N$  по формуле (10) надо знать функцию  $B(\tau)$ , соответствующую заданной функции  $g(\tau)$ . Однако, как мы сейчас покажем, в этом нет необходимости.

Введем в рассмотрение функцию  $S(\tau)$ , удовлетворяющую интегральному уравнению

$$\tau S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} [E_1(|\tau - t|) - E_1(\tau + t)] S(t) t dt + \tau, \quad (11)$$

являющемуся частным случаем уравнения (3) при  $g(\tau) = 1$ .

Из уравнений (3) и (11) имеем

$$\int_0^{\tau_0} B(\tau) \tau^2 d\tau = \int_0^{\tau_0} S(\tau) g(\tau) \tau^2 d\tau. \quad (12)$$

Повтому вместо формулы (10) получаем

$$N = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{\int_0^{\tau_0} S(\tau) g(\tau) \tau^2 d\tau}{\int_0^{\tau_0} g(\tau) \tau^2 d\tau} - 1 \right]. \quad (13)$$

Мы видим, что для нахождения величины  $N$  (а значит, и светимости шара  $L$ ) при любой функции  $g(\tau)$  достаточно знать лишь одну функцию  $S(\tau)$ , определенную уравнением (11). Очевидно, что функция  $S(\tau)$  представляет собой среднее число рассеяний фотона, возникшего на оптическом расстоянии  $\tau$  от центра шара (причем акт возникновения фотона считается рассеянием).

Прежде чем переходить к нахождению функции  $S(\tau)$ , отметим, что полученные формулы для величин  $N$  и  $L$  могут быть существенно обобщены. При написании уравнений (1) и (2) молчаливо предполагалось, что распределение источников энергии в шаре обладает радиальной симметрией. Однако среднее число рассеяний фотона, возникшего в некотором месте однородного шара, зависит только от  $\tau$ , но не зависит от других координат данного места. Поэтому в формулах (9) и (13) под величиной  $\frac{16\pi^2}{\alpha^2} g(\tau) \tau^2 d\tau$  можно понимать полную энергию, излучаемую источниками, находящимися в сферическом слое, ограниченном сферами с оптическими радиусами  $\tau$  и  $\tau + d\tau$ , при произвольном расположении источников в этом слое.

*Определение функции  $S(\tau)$ .* Уравнение (11), определяющее функцию  $S(\tau)$ , может быть легко сведено к уравнению, описывающему рассеяние света в плоском слое. Для этого введем новую функцию  $S^*(\tau) = \tau S(\tau)$  и будем считать, что  $S^*(-\tau) = -S^*(\tau)$ . Тогда вместо (11) получаем

$$S^*(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} E_1(|\tau - t|) S^*(t) dt + \tau. \quad (14)$$

Вводя здесь новые переменные  $x = \tau_0 - \tau$  и  $y = \tau_0 - t$ , приходим к уравнению

$$S^*(\tau_0 - x) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{2\tau_0} E_1(|x - y|) S^*(\tau_0 - y) dy + \tau_0 - x. \quad (15)$$

Таким образом, величина  $S^*(\tau_0 - x)$  является функцией источников для плоского слоя оптической толщины  $2\tau_0$ , в котором источники энергии линейно зависят от оптической глубины. Эту величину можно представить в виде

$$S^*(\tau_0 - x) = \tau_0 Q(x) - R(x), \quad (16)$$

где функции  $Q(\tau)$  и  $R(\tau)$  определяются соответственно уравнениями

$$Q(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{2\tau_0} E_1(|\tau - t|) Q(t) dt + 1, \quad (17)$$

$$R(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{2\tau_0} E_1(|\tau - t|) R(t) dt + \tau. \quad (18)$$

Функция  $Q(\tau)$  представляет собой среднее число рассеяний фотона, возникшего на оптической глубине  $\tau$  в плоском слое оптической толщины  $2\tau_0$ . Эта функция была подробно изучена ранее [11].

Возвращаясь в (16) от переменной  $x$  к  $\tau$  и от функции  $S^*(\tau)$  к  $S(\tau)$ , находим

$$\tau S(\tau) = \tau_0 Q(\tau_0 - \tau) - R(\tau_0 - \tau). \quad (19)$$

Заменяя здесь  $\tau$  на  $-\tau$  и пользуясь тем, что  $Q(\tau_0 + \tau) = Q(\tau_0 - \tau)$ , имеем

$$2\tau S(\tau) = R(\tau_0 + \tau) - R(\tau_0 - \tau). \quad (20)$$

Формулы (19) и (20) и могут служить для нахождения функции  $S(\tau)$ .

Как показано ранее [10], резольвента интегрального уравнения типа (17) выражается через функцию  $\Phi(\tau)$ , определенную уравнением

$$\Phi(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{2\tau_0} E_1(|\tau - t|) \Phi(t) dt + \frac{\lambda}{2} E_1(\tau). \quad (21)$$

Это значит, что знание функции  $\Phi(\tau)$  позволяет определить поле излучения в плоском слое при любых источниках энергии.

Выразим функции  $Q(\tau)$  и  $R(\tau)$  через функцию  $\Phi(\tau)$ . Для этого продифференцируем уравнения (17) и (18) по  $\tau$  и сравним полученные результаты с уравнением (21). Это дает

$$\frac{dQ(\tau)}{d\tau} = Q(0) [\Phi(\tau) - \Phi(2\tau_0 - \tau)], \quad (22)$$

$$\frac{dR(\tau)}{d\tau} = Q(\tau) + R(0) \Phi(\tau) - R(2\tau_0) \Phi(2\tau_0 - \tau). \quad (23)$$

Входящие в (22) и (23) постоянные величины определяются из следующих соотношений:

$$Q(0) = \Psi(2\tau_0), \quad (24)$$

$$R(0) + R(2\tau_0) = 2\tau_0 Q(0), \quad (25)$$

$$[R(2\tau_0) - R(0)]\Psi(2\tau_0) = \int_0^{2\tau_0} Q(\tau) d\tau, \quad (26)$$

где обозначено

$$\Psi(\tau) = 1 + \int_0^\tau \Phi(t) dt. \quad (27)$$

Формула (24) может быть найдена из (17) и (21), формула (25) — из (19) и (20), соотношение (26) — путем интегрирования (23) по  $\tau$  от 0 до  $2\tau_0$ .

Пользуясь формулами (20) и (23), для искомой функции  $S(\tau)$  получаем

$$2\tau S(\tau) = \int_{\tau_0-\tau}^{\tau_0+\tau} Q(t) dt - [R(2\tau_0) - R(0)] \int_{\tau_0-\tau}^{\tau_0+\tau} \Phi(t) dt. \quad (28)$$

Отсюда при помощи соотношений (22) и (23) можно найти выражение функции  $S(\tau)$  через резольвентную функцию  $\Phi(\tau)$ . Подчеркнем, что функция  $S(\tau)$  относится к шару оптического радиуса  $\tau_0$ , а резольвентная функция  $\Phi(\tau)$  (как и функции  $Q(\tau)$  и  $R(\tau)$ ) — к плоскому слою оптической толщины  $2\tau_0$ .

Функцию  $S(\tau)$  можно рассматривать в качестве функции источников в задаче о рассеянии света в шаре при равномерном распределении источников энергии. Этой задачей занимались Хислет и Уорминг [6], выразившие функцию  $S(\tau)$  через функцию  $\Psi(\tau)$  (это выражение следует из (28)). Однако выше было установлено, что функция  $S(\tau)$  имеет и другой смысл, представляя собой среднее число рассеяний фотона, возникшего на оптическом расстоянии  $\tau$  от центра шара. Это обстоятельство позволяет определять светимость шара при произвольных источниках энергии. Сейчас мы приведем примеры таких определений.

*Равномерное распределение источников.* Предположим, что источники энергии распределены в шаре равномерно, т. е.  $g(\tau) = C$ . В этом случае среднее число рассеяний фотонов в шаре обозначим через  $N_0$ , а светимость шара — через  $L_0$ . Согласно (13)

$$N_0 = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{3}{\tau_0^3} \int_0^{\tau_0} S(\tau) \tau^3 d\tau - 1 \right], \quad (29)$$

а на основании формул (8), (9) и (29) имеем

$$L_0 = \frac{16 \pi^2 C}{a^2 \lambda} \left[ \frac{\tau_0^3}{3} - (1 - \lambda) \int_0^{\tau_0} S(\tau) \tau^2 d\tau \right]. \quad (30)$$

Входящий в полученные формулы интеграл при помощи (20) приводится к виду

$$\int_0^{\tau_0} S(\tau) \tau^2 d\tau = \frac{1}{2} \int_0^{2\tau_0} R(\tau) (\tau - \tau_0) d\tau. \quad (31)$$

Пользуясь соотношением (23), мы можем выразить этот интеграл через моменты функции  $\Phi(\tau)$ , равные

$$\Phi_k = \int_0^{2\tau_0} \Phi(\tau) \tau^k d\tau. \quad (32)$$

Делая это, находим

$$\begin{aligned} \int_0^{\tau_0} S(\tau) \tau^2 d\tau &= \frac{1}{3} \tau_0^3 (1 + \Phi_0)^2 - \tau_0^2 (1 + \Phi_0) \Phi_1 + \\ &+ \tau_0 \Phi_1^2 + \frac{1}{6} (1 + \Phi_0) \Phi_2 - \frac{1}{2} \Phi_1 \Phi_2. \end{aligned} \quad (33)$$

Отметим, что в работе В. В. Иванова [12] получено выражение величины  $N_0$  через моменты резольвентной функции при учете перераспределения излучения по частоте.

Величины  $N_0$  и  $L_0$  можно также выразить через моменты функций  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$ , введенных В. А. Амбарцумяном [13]. Эти функции подробно изучены Чандрасекаром [14] (который обозначил их через  $X(\mu)$  и  $Y(\mu)$ ) и табулированы в работах Собоути [15] и Карлстедта и Малликина [16].

Согласно [10], для плоского слоя оптической толщины  $2\tau_0$  они связаны с функцией  $\Phi(\tau)$  соотношениями

$$\varphi(\eta) = 1 + \int_0^{2\tau_0} \Phi(\tau) e^{-\frac{\tau}{\eta}} d\tau, \quad (34)$$

$$\psi(\eta) = e^{-\frac{2\tau_0}{\eta}} + \int_0^{2\tau_0} \Phi(\tau) e^{-\frac{2\tau_0 - \tau}{\eta}} d\tau. \quad (35)$$

Искомое выражение для величины  $L_0$  можно получить разными способами. Один из них состоит в использовании уравнения переноса излучения в плоском слое, для которого  $R(\tau)$  является функцией источников. С помощью этого уравнения нетрудно найти следующее соотношение

$$\begin{aligned} \frac{4}{\lambda} \left[ \frac{\tau_0^3}{3} - (1-\lambda) \frac{1}{2} \int_0^{2\tau_0} R(\tau) (\tau - \tau_0) d\tau \right] = \\ = \int_0^{\tau_0} [I(2\tau_0, \eta) - I(0, \eta)] (\tau_0 + \eta) \eta d\eta, \end{aligned} \quad (36)$$

где  $I(0, \eta)$  и  $I(2\tau_0, \eta)$  — интенсивности излучения, выходящего из слоя под углом  $\arcs \cos \eta$  к нормали через границы  $\tau = 0$  и  $\tau = 2\tau_0$ , соответственно.

Подставляя (31) в (30) и применяя (36), получаем

$$L_0 = \frac{4\pi^2 C}{a^2} \int_0^{\tau_0} [I(2\tau_0, \eta) - I(0, \eta)] (\tau_0 + \eta) \eta d\eta. \quad (37)$$

Но на основании формул, найденных ранее (см. [17], стр. 211), имеем

$$\begin{aligned} I(2\tau_0, \eta) - I(0, \eta) = 2 \frac{\tau_0 [\varphi(\eta) + \psi(\eta)] - \eta [\varphi(\eta) - \psi(\eta)]}{1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0} - \\ - \lambda \frac{\alpha_1 - \beta_1 - 2\tau_0 \beta_0}{1 - \lambda} [\varphi(\eta) + \psi(\eta)], \end{aligned} \quad (38)$$

где

$$\alpha_k = \int_0^{\tau_0} \varphi(\eta) \eta^k d\eta, \quad \beta_k = \int_0^{\tau_0} \psi(\eta) \eta^k d\eta. \quad (39)$$

Поэтому светимость шара оказывается равной

$$\begin{aligned} L_0 = \frac{4\pi^2 C}{a^2} \left\{ 2 \frac{\tau_0^2 (\alpha_1 + \beta_1) + 2\tau_0 \beta_0 - (\alpha_0 - \beta_0)}{1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0} - \right. \\ \left. - \lambda \frac{\alpha_1 - \beta_1 - 2\tau_0 \beta_0}{1 - \lambda} [\tau_0 (\alpha_1 + \beta_1) + \alpha_0 + \beta_0] \right\}. \end{aligned} \quad (40)$$

Легко убедиться, что выражение (40) эквивалентно формуле, полученной раньше [6] другим способом.

*Шар, освещенный параллельными лучами.* Пусть шар освещен параллельными лучами, создающими освещенность перпендикулярной к ним площади, равную  $H_0$ . Чтобы найти светимость шара по приведенным выше формулам, надо прежде всего определить энергию, поглощенную сферическим слоем, ограниченным сферами с оптическими радиусами  $\tau$  и  $\tau + d\tau$ . Мы обозначим эту энергию через  $H_0 f(\tau) d\tau$ . Нетрудно получить, что

$$f(\tau) = \frac{\pi\tau}{a^2} \int_{\tau_0 - \tau}^{\tau_0 + \tau} e^{-x} \left( 1 + \frac{\tau_0^2 - \tau^2}{x^2} \right) dx. \quad (41)$$

Величину  $\lambda H_0 f(\tau) d\tau$  можно считать энергией, излучаемой источниками, находящимися в упомянутом сферическом слое. Поэтому согласно замечанию, сделанному в конце первого раздела, для применения формул (8), (9) и (13) следует положить

$$\frac{16\pi^2}{a^2} g(\tau) \tau^2 = \lambda H_0 f(\tau). \quad (42)$$

Применяя указанные формулы, для светимости шара, которую в данном случае обозначим через  $L_1$ , находим

$$L_1 = E_1 [1 - (1 - \lambda) N_1], \quad (43)$$

где

$$E_1 = H_0 \int_0^{\tau_0} f(\tau) d\tau, \quad (44)$$

$$N_1 = \frac{\int_0^{\tau_0} S(\tau) f(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau_0} f(\tau) d\tau}. \quad (45)$$

Очевидно, что величина  $E_1$  есть энергия, поглощенная шаром, а  $N_1$  — среднее число рассеяний фотонов в шаре. В формуле (45) первоначальное излучение фотона в шаре считается рассеянием (как это и есть на самом деле). Разумеется, [соотношение (43) можно написать на основании простых физических соображений.

Для определения величин  $N_1$  и  $L_1$  по полученным формулам обратим внимание на следующее обстоятельство. Пусть  $B(\tau)$  — функция источников, соответствующая заданной функции  $g(\tau)$ , т. е. определенная уравнением (3). Светимость шара, как легко видеть, можно находить по формуле

$$L = 4\pi \int_0^{\infty} B(\tau) f(\tau) d\tau, \quad (46)$$

где функция  $f(\tau)$  дается формулой (41). При равномерном распределении источников в шаре, т. е. при  $g(\tau) = C$ , для функции источников имеем:  $B(\tau) = CS(\tau)$ . Поэтому для светимости шара получаем

$$L_0 = 4\pi C \int_0^{\infty} S(\tau) f(\tau) d\tau. \quad (47)$$

Формулы (44), (45) и (47) дают

$$N_1 = \frac{L_0 H_0}{4\pi C E_1}. \quad (48)$$

Подставляя (48) в (43) и полагая

$$C = \lambda \frac{H_0}{4\pi}, \quad (49)$$

находим

$$L_1 = E_1 - \frac{1-\lambda}{\lambda} L_0. \quad (50)$$

Таким образом, среднее число рассеяний фотонов  $N_1$  и светимость шара  $L_1$  при освещении шара параллельными лучами с помощью формул (48) и (50) выражаются через светимость шара  $L_0$  при равномерном распределении источников энергии.

Отметим, что соотношение (50) можно переписать в виде

$$\frac{E_1 - L_1}{L_0} = \frac{1-\lambda}{\lambda} = \frac{x}{\sigma}, \quad (51)$$

где  $x$  и  $\sigma$  — коэффициенты истинного поглощения и рассеяния, соответственно. С коэффициентом поглощения  $\alpha$  они связаны формулами

$$x = (1 - \lambda)\alpha, \quad \sigma = \lambda\alpha.$$

Соотношением (51) выражается следующая теорема: отношение энергии, испытавшей в шаре истинное поглощение при освещении его параллельными лучами, к энергии, излучаемой шаром при равномерном распределении источников, равно отношению коэффициента истинного поглощения к коэффициенту рассеяния. При этом предполагается выполнение формулы (49)\*.

Поскольку величина  $L_0$  была определена в предыдущем разделе, то величины  $N_1$  и  $L_1$  также можно считать известными. Приведем, в частности, выражение величины  $L_1$  через моменты функций  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$ .

Подставляя в формулу (50) выражение (40) и пользуясь соотношением

$$\left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0\right) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0\right) = 1 - \lambda, \quad (52)$$

получаем

$$L_1 = E_1 - \frac{\pi H_0}{a^2} \left\{ 2[\tau_0^2(\alpha_1 + \beta_1) + 2\tau_0\beta_0 - (\alpha_2 - \beta_2)] \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 - \frac{\lambda}{2} \beta_0\right) - \lambda(\alpha_1 - \beta_1 - 2\tau_0\beta_0) [\tau_0(\alpha_1 + \beta_1) + \alpha_2 + \beta_2] \right\} \quad (53)$$

Входящая сюда величина  $E_1$  дается формулой (44). Вводя в нее выражение (41) и производя интегрирование, находим

$$E_1 = \frac{\pi H_0}{a^2} \left[ \tau_0^2 - \frac{1}{2} + \left(\tau_0 + \frac{1}{2}\right) e^{-2\tau_0} \right]. \quad (54)$$

С помощью формулы (53) можно определить альbedo шара, под которым понимается отношение энергии, рассеянной шаром во всех направлениях, к энергии, падающей на шар. Так как падающая на шар энергия равна  $\pi r_0^2 H_0$ , то для альbedo шара имеем

$$A = \frac{L_1}{\pi r_0^2 H_0}, \quad (55)$$

Величина  $A$  зависит от  $\tau_0$  и  $\lambda$ . В качестве примера укажем, что из полученных формул при  $\tau_0 \rightarrow \infty$  вытекает известное выражение

\* Очевидно, что соотношение (51) обобщается на любое тело, освещенное параллельными лучами. В этом случае под  $E_1$  понимается энергия, поглощаемая телом, под  $L_1$  — излучаемая им энергия и под  $L_0/4\pi$  — энергия, излучаемая телом при равномерном распределении источников в единице телесного угла в направлении, обратном направлению упомянутых параллельных лучей.

$$A = 1 - 2z_1 \sqrt{1 - i}, \quad (56)$$

где  $z_1$  — первый момент функции  $\varphi(\eta)$  при  $\tau_0 = \infty$  (см., например, [9], стр. 255).

*Точечный источник.* Пусть точечный изотропный источник светимости  $L_*$  находится в шаре на оптическом расстоянии  $\tau$  от его центра. Тогда согласно физическому смыслу функции  $S(\tau)$  среднее число рассеяний фотонов в шаре определяется формулой

$$N(\tau) = \frac{1}{\lambda} [S(\tau) - 1], \quad (57)$$

а светимость шара на основании формул (8) и (57) равна

$$L(\tau) = \frac{L_*}{\lambda} [1 - (1 - \lambda) S(\tau)]. \quad (58)$$

Подчеркнем, что формулой (58) дается полная энергия, излучаемая шаром во всех направлениях. Энергия же, испускаемая шаром в разные стороны, различна (за исключением случая, когда источник находится в центре шара).

Рассмотрим два частных случая расположения источника. Если источник находится в центре шара, то в формулах (57) и (58) надо положить  $\tau = 0$ . В данном случае из формулы (28) следует

$$S(0) = Q(\tau_0) - [R(2\tau_0) - R(0)] \Phi(\tau_0). \quad (59)$$

Заметим, что величины  $Q(\tau_0)$  и  $\Phi(\tau_0)$  представляют собой значения функций  $Q(\tau)$  и  $\Phi(\tau)$  в середине плоского слоя оптической толщины  $2\tau_0$ .

Если источник находится на границе шара, то нам надо найти величину  $S(\tau_0)$ . Из формул (19) и (20) получаем, что она может быть определена по одной из следующих формул:

$$\tau_0 S(\tau_0) = \tau_0 Q(0) - R(0), \quad (60)$$

$$2\tau_0 S(\tau_0) = R(2\tau_0) - R(0). \quad (61)$$

Пользуясь соотношениями (26) и (22), вместо (61) находим

$$S(\tau_0) = 1 + \Phi_0 - \frac{\Phi_1}{\tau_0}, \quad (62)$$

где  $\Phi_0$  и  $\Phi_1$  — нулевой и первый моменты функции  $\Phi(\tau)$ . Подстановка (62) в формулы (57) и (58) при  $\tau = \tau_0$  дает

$$N(\tau_0) = \frac{1}{\lambda} \left( \Phi_0 - \frac{\Phi_1}{\tau_0} \right), \quad (63)$$

$$L(\tau_0) = L_* \left[ 1 - \frac{1-\lambda}{\lambda} \left( \Phi_0 - \frac{\Phi_1}{\tau_0} \right) \right]. \quad (64)$$

Величины  $N(\tau_0)$  и  $L(\tau_0)$  можно также выразить через моменты функций  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$ . Согласно [11] имеем

$$1 + \Phi_0 = \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0}, \quad (65)$$

$$\Phi_1 = \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha_1 - \beta_1 - 2\tau_0 \beta_0}{1 - \lambda}. \quad (66)$$

Подставляя (65) и (66) в формулы (63) и (64) и применяя соотношение (52), получаем

$$N(\tau_0) = \frac{2 - \alpha_0 + \beta_0 - \frac{1}{\tau_0} (\alpha_1 - \beta_1)}{2(1 - \lambda)}, \quad (67)$$

$$L(\tau_0) = \frac{L_*}{2} \left[ \alpha_0 - \beta_0 + \frac{1}{\tau_0} (\alpha_1 - \beta_1) \right]. \quad (68)$$

При расположении источника на произвольном расстоянии  $\tau$  от центра шара для определения функции  $S(\tau)$ , входящей в формулы (57) и (58), можно использовать формулу (28).

**Заключительные замечания.** Выше было показано, как можно найти среднее число рассеяний фотонов в шаре  $N$  и его светимость  $L$ . Для шара оптического радиуса  $\tau_0$  при произвольных источниках энергии эти величины выражаются через резольвентную функцию  $\Phi(\tau)$  для плоского слоя оптической толщины  $2\tau_0$ .

Такой результат еще раз подчеркивает важность функции  $\Phi(\tau)$  и необходимость ее табулирования. Небольшие таблицы функции  $\Phi(\tau)$  уже были даны ранее [18, 19]. Вычислялась также и функция  $Q(\tau)$  [20]. В настоящее время в Ленинградском университете ведется работа по составлению более подробных таблиц функций  $\Phi(\tau)$  и других, связанных с нею функций. Эти таблицы скоро будут опубликованы.

Следует отметить, что в случае плоского слоя большой оптической толщины автором [21] были найдены асимптотические формулы для резольвентной функции  $\Phi(\tau)$ , а также для функций  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$ .

Наличие таких формул делает излишним табулирование этих функций при больших значениях  $\tau_0$ . С помощью указанных формул можно получить асимптотические выражения для светимости шара большого оптического радиуса ( $\tau_0 \gg 1$ ) при различных источниках энергии.

Заметим еще, что полученные выше формулы можно обобщить на случай рассеяния излучения с перераспределением по частоте и на случай анизотропного рассеяния излучения.

На некоторых из этих вопросов автор предполагает остановиться позднее.

Ленинградский государственный  
университет

## LIGHT SCATTERING IN A HOMOGENEOUS SPHERE

V. V. SOBOLEV

The formulae are obtained for the mean number of photon scatterings in a sphere and the luminosity of a sphere, the distribution of energy source being arbitrary. These quantities are expressed in terms of the resolvent function  $\Phi(\tau)$  for a plane layer. Three particular forms of the source distribution are considered in more detail: 1) uniform, 2) external illumination by parallel beams and 3) point source located at an arbitrary distance from the center of the sphere.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Бюлл. Ереванской астр. обс., № 6, 1945 (см. также „Научные труды“, т. I, Ереван, 1960).
2. В. Davison, Neutron Transport Theory, Oxford, 1958. (русск. перевод: Б. Девисон, Теория переноса нейтронов, Атомиздат, 1960).
3. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
4. В. В. Соболев, Сб. „Кинематика и динамика звездных систем и физика межзвездной среды“, Алма-Ата, 1965.
5. Д. И. Науинер, Труды АО АГУ, 22, 1965.
6. М. А. Heaslet, R. F. Warming, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 5, 669, 1965.
7. E. C. Gritton, A. Leonard, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 10, 1095, 1970.
8. Т. W. Mullikin, Some probabilistic results in transport theory, 1969 (препринт).
9. R. E. Bellman, H. H. Kagwada, R. E. Kalaba, S. Usno, J. Math. Phys., 9, 909, 1968.
10. В. В. Соболев, ДАН СССР, 116, 45, 1957; 120, 69, 1958.
11. В. В. Соболев, Астрофизика, 2, 135, 239, 1966; 3, 5, 137, 1967.
12. В. В. Иванов, Сб. „Звезды, туманности, галактики“, Ереван, 1969.

13. *В. А. Амбарцумян*, ДАН СССР, 38, 257, 1943 (см. также „Научные труды“, т. I, Ереван, 1960).
14. *S. Chandrasekhar*, *Radiat. Transfer*, Oxford, 1950. (русск. перевод: С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953).
15. *Y. Sobouti*, *Ap. J.*, *Suppl. ser.*, 7, No. 72, 1963.
16. *J. L. Carlstedt*, *T. W. Mullikin*, *Ap. J.*, *Suppl. ser.*, 12, No. 113, 1966.
17. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
18. *В. В. Соболев*, *И. Н. Минин*, *Астрон. ж.*, 38, 1025, 1961.
19. *Н. Н. Kagtzada*, *R. E. Kalaba*, RM-4958-PR, The RAND Corporation, 1966.
20. *J. Buell*, *R. Kalaba*, *S. Ueno*, *Астрофизика*, 7, 23, 1971.
21. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 155, 316, 1964.

## НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. III

Н. Б. ЕНГИБАРЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 2 августа 1971

Рассматривается задача переноса излучения внутри спектральной линии в изотермической среде. Выводятся различные системы функциональных уравнений относительно вспомогательных функций, являющихся обобщением известных функций Амбарцумяна  $\varphi$  и  $\psi$ . Знание этих функций позволяет определить коэффициенты отражения и пропускания, а также и поле излучения внутри среды.

В настоящей работе, представляющей собой продолжение серии статей [1—3], будет изложена теория переноса излучения внутри спектральной линии в изотермической среде, обладающей плоской симметрией. Индикатриса рассеяния предполагается сферической. Функцию перераспределения будем считать независимой от угла рассеяния. Примем такой закон перераспределения, который может сколь угодно точно аппроксимировать любой истинный закон. Именно, как и ранее в [1], представим функцию перераспределения  $r(x', x)$  в виде конечной суммы

$$r(x', x) = \sum_{k=1}^n \alpha_k(x') \alpha_k(x). \quad (D)$$

Такое представление можно осуществить, если функцию  $r(x', x)$  заменить конечной суммой ее разложения по собственным функциям, учитывая одновременно положительность ее собственных чисел.

В работе выводятся функциональные уравнения относительно вспомогательных функций, являющихся обобщением известных функций Амбарцумяна на случай указанного закона перераспределения по частотам. Знание этих функций позволяет определить коэффициенты отражения и пропускания, а также и поле излучения внутри среды.

Пусть изотермическая плоскопараллельная среда геометрической толщины  $z_0 \ll \infty$  заполнена атомами двух сортов. Примем, что атомы первого сорта обладают двумя дискретными энергетическими уровнями 1, 2, а атомы второго сорта могут ионизироваться излучением частоты, соответствующей переходам между упомянутыми уровнями. Отношение концентраций этих атомов будем считать постоянным во всей среде.

Рассмотрим задачу переноса излучения в спектральной линии ( $1 \leftrightarrow 2$ ) с учетом поглощения и излучения в непрерывном спектре. Учтем также переходы  $1 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  вследствие электронных ударов первого и второго рода, соответственно. Как и обычно, удобно ввести безразмерную частоту  $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu$ , где  $\nu_0$  — центральная частота линии, а  $\Delta\nu$  — ширина спектральной линии. Обозначим далее через  $\sigma(\nu, z)$  и  $\sigma^c(z)$  объемные коэффициенты поглощения внутри спектральной линии для атомов, соответственно, первого и второго сортов (см. [4]). Тогда имеем  $\sigma(\nu, z) = k_1 n(z)$ , где  $k_1$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом первого сорта, а  $n(z)$  — концентрация указанных атомов. Ввиду предположения об изотермичности среды  $k_1$  не зависит от  $z$  и, следовательно,  $\sigma(\nu, z)$  может быть представлен в виде

$$\sigma(\nu, z) = \alpha(x) \sigma(z),$$

где  $\alpha(x) = k_1/k_0$  — контур коэффициента поглощения. Заметим, что отношение  $\beta = \sigma^c(z)/\sigma(z)$  не зависит от  $z$ .

Уравнение переноса в линии при сделанных выше предположениях относительно оптических свойств среды имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \eta \frac{dI(\tau, \eta, x)}{d\tau} = & - [\alpha(x) + \beta] I + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x) dx' \times \\ & \times \int_{-1}^1 I(\tau, \eta', x') d\eta' + \frac{\lambda}{2} \alpha(x) S^* + \beta S^c \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} I(0, \eta, x) &= I_0(\eta, x) \quad \text{при } \eta > 0, \\ I(\tau_0, \eta, x) &= 0 \quad \text{при } \eta < 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где введены следующие общепринятые обозначения [3]:  $r(x', x)$  — функция перераспределения по частотам, усредненная по углам рассеяния;  $\lambda = A_{21}/(A_{21} + a_{21})$  — вероятность выживания кванта при поглощении последнего со стороны атомов первого сорта;  $S^* = (a_{12}/k_0) A h\nu_0$ , причем  $a_{12}$  и  $a_{21}$  — коэффициенты переходов  $1 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  вследствие

электронных ударов, соответственно, первого и второго родов. Наконец, через  $S^c$  обозначена функция источника для непрерывного излучения. Оптическая глубина  $\tau$  и полная оптическая толщина среды  $\tau_0$  рассчитаны в центре спектральной линии и относятся к атомам первого сорта. Указанные величины даются посредством

$$\tau = \int_0^x \sigma(z) dz; \quad \tau_0 = \int_0^{\tau_0} \sigma(z) dz \quad (3)$$

Сформулированную задачу нетрудно свести обычными путями к решению некоторого интегрального уравнения относительно функции

$$S(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') dx' \int_{-1}^1 I(\tau, \eta', x') d\eta' + \frac{\lambda}{2} a(x) S^* + \beta S^c. \quad (4)$$

Указанное интегральное уравнение имеет следующий вид:

$$S(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') dx' \int_0^{\tau_0} S(\tau', x') E_1[(a(x') + \beta)|\tau - \tau'|] d\tau' + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') dx' \int_0^1 I_0(\eta', x') e^{-\frac{\tau}{\eta'} [a(x') + \beta]} d\eta' + \frac{\lambda}{2} a(x) S^* + \beta S^c; \quad (5)$$

где  $E_n(\tau) = \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\eta}} \eta^{n-2} d\eta$  — интегрально-показательная функция  $n$ -ого порядка. Воспользовавшись представлением (D) для функции перераспределения  $r(x', x)$ , полученное интегральное уравнение легко переписать в виде

$$S(\tau, x) = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n a_k(x) Q_k(\tau) + \beta S^c, \quad (6)$$

где через  $Q_m(\tau)$  обозначено

$$Q_m(\tau) = Q_m^0(\tau) + \int_{-\infty}^{\infty} a_m(x) dx \int_0^{\tau_0} S(\tau', x) E_1[(a(x) + \beta)|\tau - \tau'|] d\tau', \quad (7)$$

причем

$$Q_m^0(\tau) = S^* \int_{-\infty}^{\infty} a_m(x) dx + \int_{-\infty}^{\infty} a_m(x) dx \int_0^1 I_0(\eta, x) e^{-\frac{\tau}{\eta}[\alpha(x)+\beta]} d\eta. \quad (8)$$

Пользуясь (5) и (6), нетрудно теперь получить систему интегральных уравнений для определения функций  $Q_m(\tau)$ :

$$Q_m(\tau) = \bar{Q}_m(\tau) + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\infty} K_{mk}(|\tau - \tau'|) Q_m(\tau') d\tau', \quad (9)$$

где введены следующие обозначения:

$$\bar{Q}_m(\tau) = Q_m^0(\tau) + \beta S^c \int_{-\infty}^{\infty} a_m(x) dx \int_0^{\infty} E_1[(\alpha(x) + \beta)|\tau - \tau'|] d\tau'. \quad (10)$$

$$K_{mk}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} a_k(x) a_m(x) E_1[(\alpha(x) + \beta)\tau] dx. \quad (11)$$

Здесь следует обратить внимание на тот факт, что как элементы матрицы-ядра  $\|K_{mk}(\tau)\|$ , так и свободные члены  $\bar{Q}_m(\tau)$  системы (9) можно представить в виде суперпозиции экспонент. Действительно, как нетрудно убедиться,

$$K_{mk}(\tau) = \int_{\beta}^{\infty} C_{mk}(s - \beta) e^{-\tau s} \frac{ds}{s} = \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mk}(z) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{dz}{z}. \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{Q}_m(\tau) = c_m + \int_{-\infty}^{\infty} a_m(x) dx \int_0^1 I_0(\eta, x) e^{-\frac{\tau}{\eta}[\alpha(x)+\beta]} d\eta - \\ - \beta S^c \int_0^{1/\beta} \bar{G}_m(z) \left[ e^{-\frac{\tau}{z}} + e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z}} \right] dz, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$c_m = S^* \int_{-\infty}^{\infty} a_m(x) dx - \beta S^c \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a_m(x) dx}{\alpha(x) + \beta}, \quad (14)$$

$$G_{mk}(s) = \int_{E(s)} a_m(x) a_k(x) dx; \quad \bar{G}_{mk}(z) = G_{mk} \left( \frac{1}{z} - \beta \right), \quad (15)$$

$$G_m(z) = \frac{1}{z^2} \int_{E(s)} \frac{a_m(x) dx}{[a(x) + \beta]^2}, \quad \text{причем } E(s) = \{x: a(x) \leq s\}. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь следующие вспомогательные системы интегральных уравнений ( $i$  — номер системы),  $i = 1, \dots, n$ :

$$U_{mi}(\tau, z) = e^{-\frac{\tau}{z}} \delta_{mi} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) U_{ki}(\tau', z) d\tau'. \quad (17)$$

Нетрудно убедиться, что знание функций  $U_{mi}$  позволит определить непосредственно интересующие нас величины  $Q_k$ . Действительно, последние выражаются через функции  $U_{mi}$  следующим образом:

$$Q_k(\tau) = \sum_{i=1}^n \left\{ c_i U_{ki}(\tau, \infty) + \int_{-\infty}^{\infty} a_i(x) dx \int_0^1 I_0(\eta, x) U_{ki}[(a(x) + \beta)\tau, \eta] d\eta - \beta S^c \int_0^{1/\beta} G_i(z) [U_{ki}(\tau, z) + U_{ki}(\tau_0 - \tau, z)] dz \right\}. \quad (18)$$

Как уже было показано в работе [1], решение системы (17) может быть сведено к следующей системе функциональных уравнений вольтерровского типа:

$$\psi_{ij}(\tau_0, \rho) = K_{ij}(\rho - \tau_0) + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_1^{\tau_0} \psi_{ki}(\tau, \tau_0) \psi_{kj}(\tau, \rho) d\tau \quad (19)$$

и последующему решению двух линейных систем Вольтерра. Такой подход является эффективным в случае не очень больших оптических толщин. Здесь же мы поступим несколько иначе. Именно, сведем решение системы (17) к системам функциональных уравнений, являющихся в некотором смысле обобщением известных из теории переноса функциональных уравнений для функций  $X$  и  $Y$ , относящихся к скалярному случаю. Процедура получения упомянутых функциональных уравнений в общих чертах сходна с методом вывода аналогич-

ных уравнений в скалярном случае, хорошо известным в классической теории переноса.

Перейдя к выводу указанных уравнений, продифференцируем обе части уравнений (17) по  $\tau$ . Тогда будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{ml}(\tau, z)}{\partial \tau} = & -\frac{1}{z} \delta_{ml} e^{-\frac{\tau}{z}} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) \frac{\partial U_{kl}}{\partial \tau'} d\tau' + \\ & + \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n X_{pl}(z) K_{mp}(\tau) - \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n Y_{pl}(z) K_{mp}(\tau_0 - \tau), \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$X_{pl}(z) = U_{pl}(0, z); \quad Y_{pl}(z) = U_{pl}(\tau_0, z). \quad (21)$$

Таким образом, системы интегральных уравнений (20), которым удовлетворяют функции  $\partial U_{ml}/\partial \tau$ , имеют матрицу-ядро, совпадающую с матрицей-ядром для системы (17). С другой стороны, если учесть (12), то нетрудно убедиться, что свободные члены в (20) являются суперпозицией свободных членов системы (17). Ввиду линейности системы уравнений (20) и (17), будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{ml}(\tau, z)}{\partial \tau} = & -\frac{1}{z} U_{ml}(\tau, z) + \\ & + \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n X_{pl}(z) \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') U_{mq}(\tau, z') \frac{dz'}{z'} - \\ & - \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n Y_{pl}(z) \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') U_{mq}(\tau_0 - \tau, z') \frac{dz'}{z'}. \end{aligned} \quad (22)$$

Полученное соотношение (22) и дает нам возможность получить уравнения, определяющие величины

$$z\varrho_{ml}(z', z) = \int_0^{\tau_0} U_{ml}(\tau, z) e^{-\frac{\tau}{z'}} \frac{d\tau}{z'}; \quad z\sigma_{ml}(z', z) = \int_0^{\tau_0} U_{ml}(\tau, z) e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z'}} \frac{d\tau}{z'}. \quad (23)$$

Знание этих величин, как мы увидим далее, позволит нам определить коэффициенты отражения и пропускания.

Умножая соотношение (22) на  $e^{-\frac{\tau}{z}}$ , а затем — на  $e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z}}$  и интегрируя по  $\tau$  в пределах от нуля до  $\tau_0$  и учитывая (23), получим

$$(z + s) \rho_{mi}(s, z) = \sum_{p=1}^n \left\{ X_{pi}(z) \left[ \delta_{mp} + \frac{\lambda}{2} s \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') \rho_{mq}(s, z') dz' \right] - \right. \\ \left. - Y_{pi}(z) \left[ \delta_{mp} e^{-\frac{\tau_0}{s}} + \frac{\lambda}{2} s \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') \sigma_{mq}(s, z') dz' \right] \right\}. \quad (24)$$

$$-(z - s) \sigma_{mi}(s, z) = \sum_{p=1}^n \left\{ X_{pi}(z) \left[ \delta_{mp} e^{-\frac{\tau_0}{s}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\lambda}{2} s \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') \sigma_{mq}(s, z') dz' \right] - \right. \\ \left. - Y_{pi}(z) \left[ \delta_{mp} + \frac{\lambda}{2} s \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') \rho_{mq}(s, z') dz' \right] \right\}. \quad (25)$$

С другой стороны, учитывая (21), выражения для  $\{X_{pi}\}$  и  $\{Y_{pi}\}$  мы можем получить из системы уравнений (17), полагая в ней  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$ , соответственно. Тогда получим

$$X_{mi}(z) = \delta_{mi} + \frac{\lambda}{2} z \sum_{k=1}^n \int_0^{i/\beta} \bar{G}_{mk}(z') \rho_{ki}(z', z) dz', \quad (26)$$

$$Y_{mi}(z) = \delta_{mi} e^{-\frac{\tau_0}{z}} + \frac{\lambda}{2} z \sum_{k=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mk}(z') \sigma_{ki}(z', z) dz'. \quad (27)$$

Пользуясь теперь полученными соотношениями, нетрудно увидеть, что если функции  $\rho_{mi}(s, z)$  и  $\sigma_{mi}(s, z)$  удовлетворяют системе уравнений (24)–(27), то функции  $\rho_{im}(z, s)$  и  $\sigma_{im}(z, s)$  также удовлетворяют указанной системе. Предполагая, что решение должно быть единственным, мы заключаем, что оно должно иметь вид

$$\rho_{mi}(s, z) = \sum_{p=1}^n \frac{X_{pi}(z) X_{pm}(s) - Y_{pi}(z) Y_{pm}(s)}{z + s}, \quad (28)$$

$$\sigma_{mi}(s, z) = \sum_{p=1}^n \frac{X_{pi}(z) Y_{pm}(s) - X_{pm}(s) Y_{pi}(z)}{s - z}. \quad (29)$$

Подставляя полученные соотношения в формулы (26) и (27), мы при-  
5—212

ходим к искомым функциональным уравнениям относительно функций  $X_{mi}$  и  $Y_{mi}$ :

$$X_{mi}(z) = \delta_{mi} + \frac{\lambda}{2} z \sum_{k=1}^n \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mk}(z') \frac{X_{pi}(z) X_{pk}(z') - Y_{pi}(z) Y_{pk}(z')}{z + z'} dz' \quad (30)$$

$$Y_{mi}(z) = \delta_{mi} e^{-\frac{\tau_0}{z}} + \frac{\lambda}{2} z \sum_{k=1}^n \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mk}(z') \frac{X_{pk}(z') Y_{pi}(z) - X_{pi}(z) Y_{pk}(z')}{z - z'} dz' \quad (31)$$

Вместо полученной системы уравнений, можно рассмотреть систему относительно функций

$$\bar{X}_{mi}(z) = \sum_{k=1}^n \bar{G}_{ik}(z) X_{mk}(z); \quad \bar{Y}_{mi}(z) = \sum_{k=1}^n \bar{G}_{ik}(z) Y_{mk}(z), \quad (32)$$

имеющую следующий вид:

$$\bar{X}_{mi}(z) = \bar{G}_{mi}(z) + \frac{\lambda}{2} z \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \frac{\bar{X}_{pi}(z) \bar{X}_{pm}(z') - \bar{Y}_{pi}(z) \bar{Y}_{pm}(z')}{z + z'} dz', \quad (33)$$

$$\bar{Y}_{mi}(z) = \bar{G}_{mi}(z) e^{-\frac{\tau_0}{z}} + \frac{\lambda}{2} z \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \frac{\bar{Y}_{pi}(z) \bar{X}_{pm}(z') - \bar{X}_{pi}(z) \bar{Y}_{pm}(z')}{z - z'} dz'. \quad (34)$$

Преимущества приведенной системы уравнений по сравнению с системой (30—31) очевидны.

В частности, в случае полубесконечной среды ( $\tau_0 = \infty$ ) все функции  $Y_{mi}(z)$ , следовательно, и  $\bar{Y}_{mi}(z)$ , обращаются в нуль, и вместо системы (33)—(34) будем иметь

$$\bar{H}_{mi}(z) = \bar{G}_{mi}(z) + \frac{\lambda}{2} z \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \frac{\bar{H}_{pm}(z') \bar{H}_{pi}(z)}{z + z'} dz' \quad (35)$$

где  $\bar{H}_{mi}(z) = \sum_{k=1}^n \bar{G}_{ik}(z) H_{mk}(z)$ , а  $H_{mk}(z) = X_{mk}(z)$  при  $\tau_0 = \infty$ .

Пользуясь методом, указанным В. В. Соболевым [5], можно получить еще одну систему, которой удовлетворяют функции  $X_{mi}$  и  $Y_{mi}$ . В данном случае проще всего можно получить упомянутую систему следующим образом: продифференцируем наше исходное уравнение

(17) по  $\tau_0$ , отмечая всюду в дальнейшем зависимость от  $\tau_0$ . Учитывая (12) и (21), будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{mi}(\tau, z, \tau_0)}{\partial \tau_0} = & \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) \frac{\partial U_{ki}}{\partial \tau_0} d\tau' + \\ & + \sum_{p=1}^n Y_{pi}(z, \tau_0) \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mp}(z') e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z'}} \frac{dz'}{z'}. \end{aligned} \quad (36)$$

Таким образом, функции  $\partial U_{mi}/\partial \tau_0$  удовлетворяют уравнениям, матрица-ядро которых совпадает с матрицей-ядром системы (17). С другой стороны, свободные члены полученной системы представляют собой суперпозицию свободных членов системы (17). Тогда, ввиду линейности системы (36), будем иметь

$$\frac{\partial U_{mi}}{\partial \tau_0} = \sum_{p=1}^n Y_{pi}(z, \tau_0) \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z') U_{mq}(\tau_0 - \tau, z', \tau_0) \frac{dz'}{z'}. \quad (37)$$

Сравнивая теперь полученное соотношение (37) с выведенными ранее соотношениями (20), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{mi}}{\partial \tau_0} = & -\frac{1}{z} U_{mi} - \frac{\partial U_{mi}}{\partial \tau} + \\ & + \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n X_{pi}(z, \tau_0) \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z'') U_{mq}(\tau, z'', \tau_0) \frac{dz''}{z''}. \end{aligned} \quad (38)$$

Умножая обе части (38) на  $e^{-\frac{\tau}{z'}} \frac{d\tau}{z'}$ , а затем на  $e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z'}} \frac{d\tau}{z'}$ , интегрируя в пределах от нуля до  $\tau_0$  и учитывая (26) и (27), найдем

$$\frac{\partial \rho_{mi}(z', z, \tau_0)}{\partial \tau_0} + \left( \frac{1}{z} + \frac{1}{z'} \right) \rho_{mi} = \frac{1}{zz'} \sum_{p=1}^n X_{pi}(z, \tau_0) X_{pm}(z', \tau_0), \quad (39)$$

$$\frac{\partial \sigma_{mi}(z', z, \tau_0)}{\partial \tau_0} + \frac{1}{z'} \sigma_{mi} = \frac{1}{zz'} \sum_{p=1}^n X_{pi}(z, \tau_0) Y_{pm}(z', \tau_0), \quad (40)$$

откуда получаем

$$\rho_{mi}(z', z, \tau_0) = \frac{1}{zz'} \sum_{p=1}^n \int_0^{\tau_0} X_{pi}(z, \tau) X_{pm}(z', \tau) e^{-\left(\frac{1}{z} + \frac{1}{z'}\right)(\tau_0 - \tau)} d\tau; \quad (41)$$

$$\sigma_{ml}(z', z, \tau_0) = \frac{1}{zz'} \sum_{p=1}^n \int_0^{\tau_0} X_{pl}(z, \tau) Y_{pm}(z', \tau) e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z'}} d\tau. \quad (42)$$

Подставляя теперь (41) и (42), соответственно, в выражения (26) и (27), получим искомые уравнения для функций  $\{X_{mi}\}$  и  $\{Y_{mi}\}$ :

$$X_{mi}(z, \tau_0) = \delta_{mi} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mk}(z') \frac{dz'}{z'} \times \\ \times \int_0^{\tau_0} X_{pl}(z, \tau) X_{pk}(z', \tau) e^{-\left(\frac{1}{z} + \frac{1}{z'}\right)(\tau_0 - \tau)} d\tau; \quad (43)$$

$$Y_{mi}(z, \tau_0) = \delta_{mi} e^{-\frac{\tau_0}{z}} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \sum_{p=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{mk}(z') \frac{dz'}{z'} \times \\ \times \int_0^{\tau_0} X_{pl}(z, \tau) Y_{pk}(z', \tau) e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{z'}} d\tau. \quad (44)$$

Нахождение функций  $X_{mi}(z, \tau_0)$  и  $Y_{mi}(z, \tau_0)$ , или функций  $H_{mi}(z)$ — в случае полубесконечной среды, по существу решает задачу диффузного отражения и прохождения. Заметим здесь также, что из системы уравнений (43) нетрудно получить уже упоминавшуюся систему функциональных уравнений вольтерровского типа (19), одну из основных систем, решающих рассматриваемую задачу в случае небольших оптических толщин. Действительно, умножив обе стороны системы (43)

на  $e^{-\frac{\tau_0 - z}{z}} G_{mi}(z) (dz/z)$  и проинтегрировав по  $z$  в пределах от нуля до  $1/\beta$ , а затем и просуммировав по  $i$  от единицы до  $n$ , придем к уравнениям (19) относительно функций

$$\psi_{pm}(\tau, \tau_0) = \sum_{i=1}^n \int_0^{1/\beta} e^{-\frac{\tau_0 - z}{z}} \bar{G}_{mi}(z) X_{pl}(z, \tau) \frac{dz}{z}. \quad (45)$$

Обратимся теперь к вопросу об определении светового режима внутри среды. Указанная задача сводится к определению функций  $U_{mi}(\tau, z, \tau_0)$ . После того, как функции  $X_{mi}$  и  $Y_{mi}$  известны, нетрудно получить соотношения для определения функций  $U_{mi}$ , характеризующих поле излучения внутри среды. Введем с этой целью функции

$$\Phi_{mp}(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \sum_{q=1}^n \int_0^{1/\beta} \bar{G}_{qp}(z) U_{mq}(\tau, z, \tau_0) \frac{dz}{z}. \quad (46)$$

Тогда уравнение (22) переписывается в виде

$$\frac{\partial U_{ml}(\tau, z, \tau_0)}{\partial \tau} = -\frac{1}{z} U_{ml} + \\ + \sum_{p=1}^n [X_{pl}(z, \tau_0) \Phi_{mp}(\tau, \tau_0) - Y_{pl}(z, \tau_0) \Phi_{mp}(\tau_0 - \tau, \tau_0)]. \quad (47)$$

Формально решая полученное дифференциальное уравнение, будем иметь

$$U_{ml}(\tau, z, \tau_0) = X_{ml}(z, \tau_0) e^{-\frac{\tau}{z}} + \sum_{p=1}^n \left[ X_{pl}(z, \tau_0) \int_0^{\tau} \Phi_{mp}(t, \tau_0) e^{-\frac{\tau-t}{z}} dt - \right. \\ \left. - Y_{pl}(z, \tau_0) \int_0^{\tau} \Phi_{mp}(\tau_0 - t, \tau_0) e^{-\frac{\tau-t}{z}} dt \right]. \quad (48)$$

Таким образом, интересующие нас функции  $U_{ml}(\tau, z, \tau_0)$  оказываются выраженными через функции  $\Phi_{mp}(\tau, \tau_0)$ , дающиеся в (46). Для определения названных функций нетрудно получить систему интегральных уравнений вольтерровского типа. Действительно, умножая (48) на  $(\lambda/2) \bar{G}_{lj}(z) (dz/z)$ , интегрируя от нуля до  $1/\beta$ , а затем и суммируя по  $i$ , получим

$$\Phi_{mj}(\tau, \tau_0) = L_{mj}(\tau, \tau_0) + \sum_{p=1}^n \int_0^{\tau} [\Phi_{mp}(t, \tau_0) L_{pj}(\tau - t, \tau_0) - \\ - \Phi_{mp}(\tau_0 - t, \tau_0) M_{pj}(\tau - t, \tau_0)] dt, \quad (49)$$

где принято

$$L_{pj}(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} \bar{X}_{pj}(z, \tau_0) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{dz}{z}; \\ M_{pj}(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} \bar{Y}_{pj}(z, \tau_0) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{dz}{z}, \quad (50)$$

причем функции  $\bar{X}_{mj}$  и  $\bar{Y}_{mj}$  задаются (32) и удовлетворяют системе

уравнений (33)—(34). В частном случае полубесконечной среды вместо (49) и (50) будем иметь

$$\Phi_{mj}(\tau) = L_{mj}(\tau) + \sum_{p=1}^n \int_0^{\tau} \Phi_{mp}(t) L_{pj}(\tau - t) dt, \quad (51)$$

где

$$L_{pj}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} \bar{H}_{pj}(z) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{dz}{z}, \quad (52)$$

причем функции  $\bar{H}_{pj}$  задаются системой уравнений (35). Систему уравнений в свертках (51) легко решить, если к ее обеим частям применить преобразование Лапласа:

$$\bar{\Phi}_{mj}(s) = \bar{L}_{mj}(s) + \sum_{p=1}^n \bar{\Phi}_{pm}(s) \bar{L}_{pj}(s), \quad (53)$$

причем

$$\bar{\Phi}_{mj}(s) = \int_0^{\infty} \Phi_{mj}(\tau) e^{-s\tau} d\tau, \quad (54)$$

$$\bar{L}_{pj}(s) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} \frac{\bar{H}_{pj}(z)}{1 + sz} dz. \quad (55)$$

Функции  $\bar{L}_{pj}(s)$  можно определить также из следующей системы, которую легко получить из (35):

$$\bar{H}_{mi}(z) = \bar{G}_{mi}(z) + \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n \bar{H}_{pi}(z) \bar{L}_{pm}\left(\frac{1}{z}\right). \quad (56)$$

Из соотношений (53) и (56) функции  $\bar{\Phi}_{mj}$  можно выразить через функции  $\bar{H}_{mj}$  и  $\bar{G}_{mj}$  с помощью арифметических действий.

Задачу, сформулированную в начале работы, в принципе можно считать решенной. В самом деле, знание функций  $X_{mi}(z, \tau_c)$  и  $Y_{mi}(z, \tau_0)$  позволяет определить из (28) и (29) функции  $\rho_{mi}(s, z, \tau_0)$  и  $\sigma_{mi}(s, z, \tau_0)$ , которые в свою очередь определяют интенсивности излучения, выходящего из среды. С другой стороны, зная те же функции  $X_{mi}$  и  $Y_{mi}$ , можно из системы интегральных уравнений (49) определить функции  $\Phi_{ij}(\tau, \tau_0)$ , после чего соотношения (48), (18) и (6) позволяют найти

функцию источника  $S(\tau, x)$ . Знание последней дает возможность полностью разрешить вопрос о поле излучения внутри среды. Очевидно, что все сказанное в одинаковой мере относится и к случаю полубесконечной среды, только в этом случае надо пользоваться соответствующими уравнениями.

Отметим, что система уравнений (35) была получена в работе авторов [3] в качестве частного случая функциональных уравнений, выведенных при рассмотрении задачи диффузного отражения от полубесконечной среды при  $\zeta$ неизотропном рассеянии. Там же было отмечено, что численные методы, разработанные для решения уравнений относительно обычных  $H$ -функций, могут быть перенесены к решению системы (35).

Результаты, полученные в настоящей работе, в дальнейшем будут применены к различным астрофизическим задачам, в частности, к проблеме образования спектральных линий в звездных атмосферах.

Институт математики

АН Арм.ССР

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## NONCOHERENT SCATTERING. III

N. V. YENGIBARIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

The problem of noncoherent radiation transfer in a spectral line across an isothermic medium is considered. The systems of functional equations for the auxiliary functions, which are a generalisation of Ambartsumian's well-known functions  $\varphi$  and  $\psi$  have been derived. A knowledge of these functions enables us to determine the reflection and transmission coefficients, as well as the radiation field in the medium.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н. Б. Енибарян, *Астрофизика*, 7, 573, 1971.
2. Н. Б. Енибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 8, 71, 1972.
3. Н. Б. Енибарян, А. Г. Никогосян, *ДАН Арм.ССР* (в печати).
4. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
5. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 34, 336, 1957.



О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В ГОРЯЧИХ  
ЗВЕЗДАХ ЗА СЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ В  
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 5 августа 1971

Пересмотрена 13 декабря 1971

Получены максимальные значения импульса, который может быть передан от излучения веществу при поглощении в спектральных линиях в атмосферах звезд Вольфа-Райе и ОВ-сверхгигантов (результаты приведены на рис. 1, 2 и в табл. 1). На основании этих оценок показано, что максимальная скорость потери массы, обусловленная поглощением излучения в линиях, примерно на порядок меньше наблюдательных оценок, и, следовательно, механизм ускорения, связанный с этим поглощением, не играет определяющей роли в наблюдаемом истечении вещества из звезд Вольфа-Райе и ОВ-сверхгигантов.

1. Одной из возможных причин ускорения вещества в горячих звездах является поглощение выходящего из звезды излучения в звездной атмосфере в спектральных линиях. При этом, поскольку основной элемент (водород в ОВ-сверхгигантах и гелий в звездах Вольфа-Райе (WR)) почти полностью ионизован, взаимодействие с излучением осуществляется через ионы других элементов, а также через незначительную часть ионов основного элемента, у которых сохранился хотя бы один электрон (HI, HeI, HeII). Возникает вопрос о возможности передачи этими ионами импульса, полученного от излучения, на основную компоненту атмосферы, которая с излучением не взаимодействует\*. Если такая передача возможна, то газ начинает

\* В ряде работ [1—3] рассматривается возможность выброса ионов некоторых элементов (таких, как Ca, C и др.) вследствие селективного взаимодействия этих ионов с выходящим из звезды излучением. Однако в указанных работах не затрагиваются вопросы увлечения этими ионами основной компоненты атмосферы. Возможная роль селективных процессов в истечении вещества из звезд обсуждается также в [4, 5].

течь как целое, а параметры, характеризующие истечение, в этом случае могут быть получены в результате решения системы уравнений гидродинамики, описывающих указанную ситуацию. Попытка гидродинамического рассмотрения проблемы сделана в [6].

Применение строгих методов требует большой вычислительной работы. Может оказаться более целесообразным проведение простых оценок, если с их помощью можно показать непригодность данного механизма к рассматриваемой проблеме. В настоящей работе показывается, что простыми энергетическими оценками можно установить пределы применимости механизма ускорения, связанного с поглощением излучения в спектральных линиях\*. Как будет установлено ниже, эти пределы находятся в согласии с результатами совместного решения уравнений гидродинамики, уравнения переноса и уравнения ионизационного равновесия, полученными в работе [6].

2. Наиболее обильными в атмосферах звезд WR следует, по видимому, считать ионы He II, C II, C III, C IV, N III, N IV, N V, O II, O III, O IV, O V, O VI, Si IV (см., например, [8]). В своих расчетах будем принимать во внимание линии первых трех серий He II и резонансные линии остальных ионов. Вычислим максимально возможный импульс, который может быть передан газу излучением при взаимодействии в этих линиях.

Будем считать, что при ускорении вещества от нулевой скорости до скорости  $V$  вследствие эффекта Доплера линия смещается вдоль спектра и „выедает“ из него участок шириной  $\Delta\nu_i = \nu_i (V/c)$ . Энергетическая доля всех таких участков в спектре равна

$$\gamma = \frac{\sum_i \int_{\nu_i}^{\nu_i + \Delta\nu_i} B_\nu d\nu}{\int_0^\infty B_\nu d\nu} = \frac{2\pi h}{\sigma c^2 T_*^4} \sum_i \int_{\nu_i}^{\nu_i + \Delta\nu_i} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}, \quad (1)$$

где  $B_\nu$  — функция Планка, соответствующая температуре  $T_*$ . Остальные обозначения общепринятые. Суммирование проводится по всем рассматриваемым линиям.

\* Мы уже указывали на такую возможность в [7], где использовались усредненные значения параметров звезд WR. Здесь приводятся результаты более детальных расчетов.

Нетрудно видеть, что  $\gamma$  является функцией температуры  $T_*$ , скорости  $V$  и химического состава. Мы будем считать, что все указанные выше линии играют роль в ускорении вещества, а их ширины соответствуют скорости  $V = 1000$  км/сек. В этих условиях  $\gamma$  является функцией только  $T_*$ . Наиболее систематические сведения о температурах звезд WR даны в [9]. Ниже приведена таблица, взятая из этой работы и дополненная вычисленными значениями  $\gamma$ , светимости звезды  $L$  и скорости потери массы —  $M$ .

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД  
ВОЛЬФА-РАЙЕ (WR)

№ по HD	Sp	$T_* \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{K}$	$M_b$	$L \cdot 10^{-39}$ (эрг/сек)	$\gamma$ (%)	$-M \cdot 10^{-7}$ $M_\odot/10 \text{ д}$
193576	WN 5.5	10.89	— 9.5	1.92	3.764	3.65
50896	WN 5.5	10.77	—11.4	11.04	3.772	21.86
193793	WC 6	10.37	—11.1	8.38	3.797	16.70
191765	WN 6	10.25	—11.8	15.94	3.806	31.85
192163	WN 6	10.03	—11.6	13.28	3.882	26.65
187282	WN 5	9.56	—10.2	3.65	3.866	7.41
192103	WC 7	9.18	—10.9	6.95	3.911	14.27
165763	WC 6(+?)	8.2:	—11.6:	13.28	4.104	28.61
193077	WN 5	8.19	—10.2	3.65	4.107	7.87
211853	WN 6+ B0:	7.90	(—11.1)	8.38	4.195	18.46
192641	WC 7	7.60	— 9.7	3.00	4.304	6.78
$\gamma^2$ Vel	WC7(+O7?)	7.20	(—10.5)	4.82	4.486	11.35
193928	WN 6+?	7.04	— 9.5	1.92	4.570	4.60

На рис. 1 представлена зависимость  $\gamma$  от температуры звезды. Падение  $\gamma$  с ростом  $T_*$  вызвано смещением максимума планковской кривой относительно области, в которой расположены линии, дающие наибольший вклад.

Импульс, теряемый звездой через излучение в единицу времени, равен  $L/c$ . На ускорение вещества в результате его взаимодействия с излучением в линиях может пойти доля этого импульса  $\lesssim \gamma$ . Это приведет к истечению с потоком импульса вещества на бесконечности, равным  $-M V_\infty$ , где  $V_\infty$  — асимптотическое значение скорости истечения. Следовательно, максимальная скорость потери массы вследствие поглощения излучения в спектральных линиях равна

$$-M = \gamma \frac{L}{c V_\infty} \quad (2)$$

Взяв  $V_{\infty} = 1000$  км/сек, получим значения  $\dot{M}$ , приведенные в последнем столбце табл. 1. На рис. 2 для сравнения представлены наблюдательные оценки  $\dot{M}$ , взятые из работы [10]. Вычисленные нами скорости потери массы всюду на полтора—два порядка ниже наблюдательных оценок.

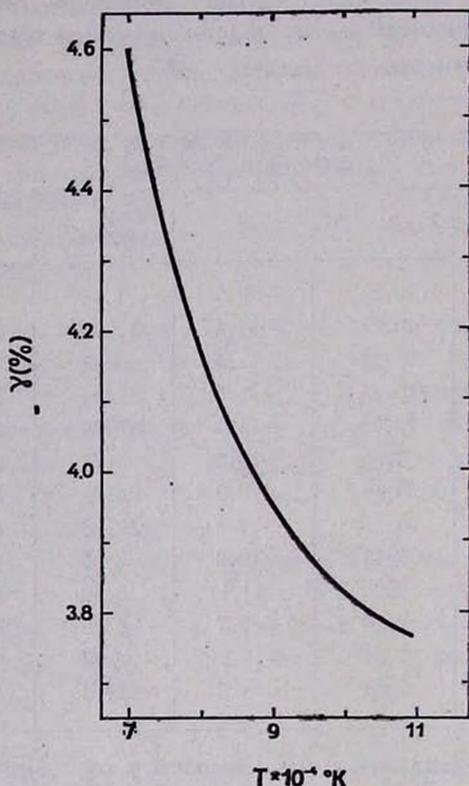


Рис. 1. Зависимость энергетической доли линий в спектрах звезд Вольфа-Райе от температуры.

Значения  $\gamma$ , приведенные в табл. 1, являются максимально возможными. Это связано со следующими факторами. 1) При вычислении  $\gamma$  по формуле (1) считалось, что участок планковской кривой, соответствующий данной линии, „выедается“ полностью, т. е. остаточная интенсивность всех линий предполагалась равной нулю. Ясно, что это требование не может быть выполнено для всех рассматриваемых линий. 2) При подсчете ширины каждой полосы принималось  $V = 1000$  км/сек. Однако вследствие стратификации атмосферы некоторые линии должны образовываться в оболочке, разность скоро-

стей на границах которой меньше, чем 1000 км/сек. Поэтому для некоторых линий  $\Delta v_i$  будут меньше, чем принятые здесь значения. 3) Для всех звезд предполагалось, что ионы С и N вносят одновременный вклад. Известно, однако, что существует две последовательности звезд WR: углеродная последовательность (WC), в звездах которой не наблюдаются линии N, и азотная последовательность

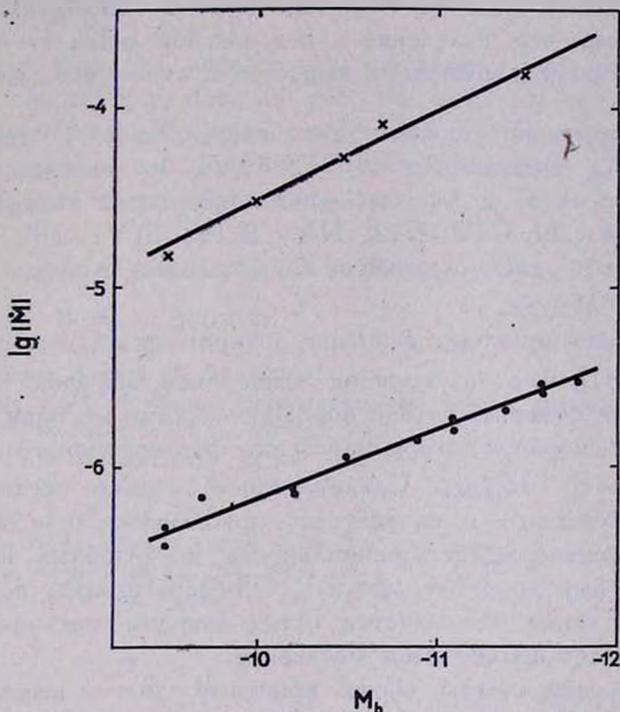


Рис. 2. Сравнение значений скорости потери массы, полученных по формуле (2), (точки) с наблюдательными оценками [10] (крестики). Величины  $-M_b$  выражены в  $M_{\odot/10d}$ .

(WN), характеризующаяся отсутствием линий С и O\*. Учет этого фактора для реальных звезд уменьшит значение  $\gamma$ . 4) Для линий вблизи границ серий считалось, что происходит полное „выедание“ от некоторой линии вплоть до границы. Ясно, что в действительности полного „выедания“ нет.

С другой стороны, учет вклада следующих серии He II и линий других ионов приведет к увеличению  $\gamma$ . Оценки, однако, показывают,

\* У некоторых звезд WR наблюдается одновременное присутствие в спектре линий С, O и N. Однако одни из них бывают обычно значительно слабее других.

что линии следующих серий He II увеличивают  $\gamma$  лишь на 0.1—0.2%\*, в то время, как исключение линий C и O приведет для звезд WN к уменьшению  $\gamma$  примерно на 0.5%. Следовательно, указанный эффект не изменяет вывода о максимальной полученных значений  $\gamma$ .

Таким образом, если только наблюдательные оценки для  $-M$  не являются систематически завышенными на 1.5—2 порядка, поглощение в спектральных линиях всех элементов не обеспечивает истечения вещества из звезд WR. Этот вывод является обобщением утверждения [4] о том, что излучение в резонансной линии He II не играет существенной роли в ускорении вещества в атмосферах звезд WR.

3. Аналогичные оценки для сверхгиганта с температурой  $T_* = 20\,120^\circ\text{K}$ , светимостью  $L = 1.9 \cdot 10^5 L_\odot$  и конечной скоростью  $V_\infty = 3300 \text{ км/сек}$  [6] с учетом первых трех серий водорода и резонансных линий C III, C IV, N III, N V, Si IV, Si V, S III, S IV, S VI, приведенных в [6], дают следующие максимальные значения:  $\gamma = 13.15\%$ ,  $-M = 1.5 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ .

Наблюдения приводят к оценке потери массы OB-сверхгигантами  $10^{-6} M_\odot/\text{год}$  [11], т. е. на порядок выше, чем значение, полученное нами. Следует отметить, что с помощью строгих методов в [6] получено значение скорости потери массы для рассмотренного нами сверхгиганта  $-M \sim 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ . Следовательно, только около 10% импульса, заключенного в соответствующих линиях, передается веществу\*\*. Это подтверждает максимальность приведенных нами оценок и приводит к выводу о том, что и в OB-сверхгигантах поглощение в спектральных линиях не является определяющим механизмом, который обеспечивает наблюдаемое истечение.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность М. В. Конюкову за обсуждение результатов и Р. А. Владимировой за помощь в вычислениях.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

\* Можно ожидать, что вклад других ионов еще меньше.

\*\* Если такая эффективность передачи импульса характерна и для звезд WR, то поглощение в спектральных линиях может обеспечить в этих звездах скорость потери массы порядка  $10^{-7} M_\odot/\text{год}$ .

ON THE POSSIBILITY OF ACCELERATION OF MATTER  
IN HOT STARS BY ABSORPTION IN SPECTRAL LINES

I. F. MALOV

The maximal values of a momentum that may be contributed by radiation to a matter through absorption in spectral lines in Wolf-Rayet stars and OB-supergiants are obtained. (The results are shown in Figs. 1—2 and listed in the Table 1).

It is shown that the acceleration mechanism connected with an absorption in spectral lines does not play the main role in the observed outflow of matter from Wolf-Rayet stars and OB-supergiants, because the maximal rate of a mass loss due to this mechanism is approximately one order less than observational estimates.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M. C. Johnson*, M. N., 85, 813, 1925.
2. *E. A. Milne*, M. N., 86, 459, 1926.
3. *С. Б. Пикельнер*, Астрон. ж., 24, 5, 1947.
4. *В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
5. *L. V. Lucy, P. M. Solomon*, A. J., 72, 310, 1967.
6. *L. V. Lucy, P. M. Solomon*, Ap. J., 159, 879, 1970.
7. *И. Ф. Малов*, Астрон. цирк., № 616, 1971.
8. *P. Swings*, Ap. J., 95, 112, 1942.
9. *С. В. Рублев*, Кандидатская диссертация, Ростов, 1965.
10. *С. В. Рублев*, Астрон. ж., 42, 718, 1965.
11. *D. C. Morton*, Astrophys. Space Sci., 3, 117, 1969.



О ДИФфуЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКЕ,  
РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ

В. В. ВИТЯЗЕВ

Поступила 1 октября 1971

В одномерном приближении рассматривается задача о диффузии излучения в двух слоях, движущихся относительно друг друга с постоянной скоростью. Предполагается, что в элементарном объеме происходит полное перераспределение излучения по частотам. Для случая конечных слоев численным методом получены функции источников, интенсивности выходящего излучения и сила светового давления при доплеровском профиле коэффициента поглощения. В случае полубесконечных слоев выведены уравнения для интенсивности выходящего излучения и точная формула для функции источников.

1. *Введение.* Диффузии резонансного излучения в оболочках новых звезд и планетарных туманностях посвящены многочисленные исследования. Изучение диффузии  $L_{\alpha}$ -излучения в планетарных туманностях начал В. А. Амбарцумян [1]. Сделав предположение о неизменности частоты диффундирующих фотонов в неподвижной или расширяющейся с большой скоростью туманности, он пришел к заключению о значительной роли  $L_{\alpha}$ -излучения в динамике туманностей. В частности, из его результатов следовало, что световое давление, вызванное диффузией  $L_{\alpha}$ -излучения, должно привести к дифференциальному движению слоев туманности. Определение поля излучения в туманности, расширяющейся с градиентом скорости, делали многие авторы, однако этого вопроса мы здесь касаться не будем.

При предположении о полном перераспределении излучения по частотам диффузию  $L_{\alpha}$ -излучения в неподвижной туманности рассмотрел Занстра [2]. Для коэффициента поглощения он принял доплеровский профиль. Полученное им интегральное уравнение было численно решено Кулблудом [3]. В этих статьях для силы светового дав-

ления было получено гораздо меньшее значение, чем в случае диффузии излучения без изменения частоты.

При рассмотрении диффузии излучения в планетарных туманностях обычно применяют модель тонкой сферической оболочки. В указанных работах считалось, что скорость расширения оболочки либо равна нулю, либо очень велика (много больше тепловой скорости атомов). Эти две задачи являются предельными случаями более общей задачи о диффузии излучения в оболочке, расширяющейся с произвольной скоростью. При прямоугольном профиле коэффициента поглощения решение такой задачи для полубесконечной среды дано В. В. Соболевым. Оно вытекает как частный случай из решения задачи о диффузии излучения в среде с отражающей поверхностью [4].

Некоторое отношение к рассматриваемому вопросу имеет работа Куландера [5]. Для доплеровского профиля коэффициента поглощения и при предположении о полном перераспределении излучения по частотам он в приближении Эддингтона решил численно задачу об образовании линий излучения в среде, состоящей из полубесконечного слоя и движущегося относительно него слоя конечной оптической толщины.

В настоящей статье решается задача о нахождении характеристик поля излучения в оболочке, расширяющейся с постоянной скоростью при произвольном профиле коэффициента поглощения и при предположении о полном перераспределении излучения по частотам. В такой постановке она обобщает на случай произвольных оптических толщин оболочки и произвольного профиля коэффициента поглощения задачу, рассмотренную В. В. Соболевым [4]. Решение получено в одномерном приближении, т. е. в качестве среды взяты два отрезка, разлетающиеся с произвольной скоростью. Полученные уравнения можно применять не только к диффузии  $L_2$ -излучения в расширяющихся туманностях и звездных оболочках. Их можно также использовать для рассмотрения диффузии излучения в других линиях и в других объектах (например, в двух газовых облаках, движущихся относительно друг друга).

**2. Основное уравнение.** Рассмотрим два отрезка, движущихся относительно друг друга с постоянной скоростью  $V$ . Считаем, что в них происходит диффузия излучения в спектральной линии с полным перераспределением по частотам при элементарном акте рассеяния, причем вероятность выживания фотона  $\lambda$  есть постоянная величина. Профиль коэффициента поглощения обозначим через  $a(x)$ , где  $x$  — безразмерная частота, выраженная в единицах доплеровской полуши-

рины линии. Введем оптическую глубину  $\tau$  и оптическую толщину  $\tau_0$  каждого отрезка. Обе эти величины соответствуют центральному значению коэффициента поглощения. Условимся считать, что границы отрезков  $\tau = 0$  обращены друг к другу. Пусть  $\varepsilon(\tau, x) d\tau dx$  — количество энергии, излучаемое между оптическими глубинами  $\tau$  и  $\tau + d\tau$  в интервале безразмерных частот от  $x$  до  $x + dx$  в одном направлении в единицу времени. При предположении о полном перераспределении излучения по частотам величина  $\varepsilon(\tau, x)$  представима в виде

$$\varepsilon(\tau, x) = \alpha(x) B(\tau), \quad (1)$$

где  $B(\tau)$  — функция источников.

Обозначим через  $I_1(\tau, x)$  и  $I_2(\tau, x)$  интенсивности излучения, идущего на глубине  $\tau$  в частоте  $x$  соответственно в сторону возрастания и убывания оптических глубин. Для этих величин имеем

$$I_1(\tau, x) = I_2(0, x + v) e^{-\alpha(x)\tau} + \int_0^{\tau} B(t) e^{-\alpha(x)(\tau-t)} \alpha(x) dt, \quad (2)$$

$$I_2(\tau, x) = \int_0^{\tau} B(t) e^{-\alpha(x)(t-\tau)} \alpha(x) dt. \quad (3)$$

Здесь считается, что на границы  $\tau = \tau_0$  излучение извне не падает. Первое слагаемое в выражении (2) учитывает смещенное по частоте излучение, приходящее на границу  $\tau = 0$  одного отрезка с границы  $\tau = 0$  другого отрезка. При этом  $v = V/u$ , где  $u$  — средняя тепловая скорость атома. Определяя  $I_2(0, x + v)$  из (3), находим

$$I_1(\tau, x) = \alpha(x + v) \int_0^{\tau_0} B(t) e^{-\alpha(x)\tau - \alpha(x+v)t} dt + \alpha(x) \int_0^{\tau} B(t) e^{-\alpha(x)(\tau-t)} dt. \quad (4)$$

При сделанных выше предположениях для функции источников имеем

$$B(\tau) = A \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [I_1(\tau, x) + I_2(\tau, x)] \alpha(x) dx + g(\tau). \quad (5)$$

Здесь  $A = 1 / \int_{-\infty}^{+\infty} a(x) dx$ ,  $g(\tau)$  — произвольная функция, задающая

распределение источников в среде.

Подстановка (3) и (4) в выражение (5) дает основное интегральное уравнение задачи:

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} B(t) [K(|\tau - t|) + K_1(\tau, t)] dt + g(\tau), \quad (6)$$

где

$$K(\tau) = A \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(x) e^{-a(x)\tau} dx, \quad (7)$$

$$K_1(\tau, t) = A \int_{-\infty}^{+\infty} a(x) a(x+v) e^{-a(x)\tau - a(x+v)t} dx. \quad (8)$$

При  $v = \infty$  имеем  $K_1(\tau, t) = 0$ . В этом случае уравнение (6) было изучено и решено В. В. Соболевым [6].

3. *Определение функции источников.* Для численного решения поставленной задачи применим метод разбиения отрезка на  $n$  слоев [7]. Будем считать функцию источников постоянной внутри каждого слоя и равной среднему арифметическому ее значений на границах слоя. Все приводимые ниже результаты получены указанным способом при  $n = 20$ . Расчеты производились для доплеровского профиля коэффициента поглощения,  $\tau_0 = 5$  и  $\tau_0 = 10$ ,  $\lambda = 1$ ,  $g(\tau) = 1$ .

В табл. 1 и 2 даны значения функции источников в зависимости от оптической глубины при различных  $v$ . Для конечных  $v$  характерно отсутствие симметрии функции  $B(\tau)$  относительно середины отрезка  $\tau = \tau_0/2$ , что объясняется падением на границу  $\tau = 0$  излучения второго отрезка. При  $v = \infty$  это излучение в первом отрезке не поглощается. В этом случае функция  $B(\tau)$  обладает указанной симметрией. Как видно из табл. 1 и 2, при доплеровском профиле коэффициента поглощения такая ситуация осуществляется уже при  $v = 4$ . Значения  $B(\tau)$  для  $v \geq 4$  и  $\tau_0 = 10$  совпадают с найденными ранее [6].

4. *Интенсивности выходящего излучения.* Знание функции источников позволяет определить интенсивности излучения на любой опти-

Таблица 1  
ФУНКЦИЯ В ( $\tau$ ) ПРИ  $\tau_0=5$

$\tau \backslash v$	0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0
0	7.14	5.72	3.81	2.78	2.46	2.41
0.5	7.11	5.84	4.18	3.26	2.88	2.87
1.0	7.01	5.88	4.43	3.60	3.23	3.21
1.5	6.85	5.84	4.58	3.83	3.47	3.45
2.0	6.62	5.73	4.62	3.96	3.61	3.59
2.5	6.32	5.53	4.57	3.99	3.66	3.64
3.0	5.92	5.25	4.43	3.92	3.61	3.59
3.5	5.46	4.89	4.18	3.74	3.47	3.45
4.0	4.89	4.42	3.84	3.47	3.23	3.21
4.5	4.22	3.84	3.38	3.09	2.88	2.87
5.0	3.43	3.15	2.81	2.58	2.42	2.41

ческой глубине. Мы найдем интенсивности излучения, выходящего из отрезка. Полагая в (3) и (4)  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$ , для этих величин получаем

Таблица 2  
ФУНКЦИЯ В ( $\tau$ ) ПРИ  $\tau_0 = 10$

$\tau \backslash v$	0	0.8	1.6	2.4	3.2	4.0
0	15.2	11.5	7.11	4.61	3.63	3.44
1	15.1	11.8	8.17	6.14	5.14	4.89
2	14.9	11.9	8.85	7.16	6.19	5.92
3	14.5	11.9	9.24	7.81	6.89	6.60
4	13.9	11.6	9.34	8.13	7.29	7.00
5	13.1	11.1	9.20	8.16	7.41	7.13
6	12.1	10.4	8.80	7.92	7.26	7.00
7	10.9	9.49	8.12	7.40	6.84	6.60
8	9.32	8.24	7.15	6.57	6.11	5.91
9	7.42	6.63	5.82	5.39	5.05	4.89
10	5.02	4.53	4.03	3.76	3.54	3.43

$$I_1(\tau_0, x) = e^{-\alpha(x)\tau_0} \int_0^{\tau_0} B(t) [\bar{\alpha}(x) e^{\alpha(x)t} + \alpha(x+v) e^{-\alpha(x+v)t}] dt, \quad (9)$$

$$I_2(0, x) = \alpha(x) \int_0^{\tau_0} B(t) e^{-\alpha(x)t} dt. \quad (10)$$

На рис. 1 и 2 показаны контуры выходящего из отрезка излучения для  $\tau_0 = 10$ . При больших скоростях контур линии излучения, выходящего через границу  $\tau = \tau_0$ , должен состоять из двух контуров — смещенного на величину  $v$  и симметричного относительно центральной частоты. На рис. 1 такой вид имеет контур, соответствующий  $v = 4$ . При меньших скоростях смещенный и симметричный контуры накладываются друг на друга, из-за чего результирующий контур имеет несимметричную форму.

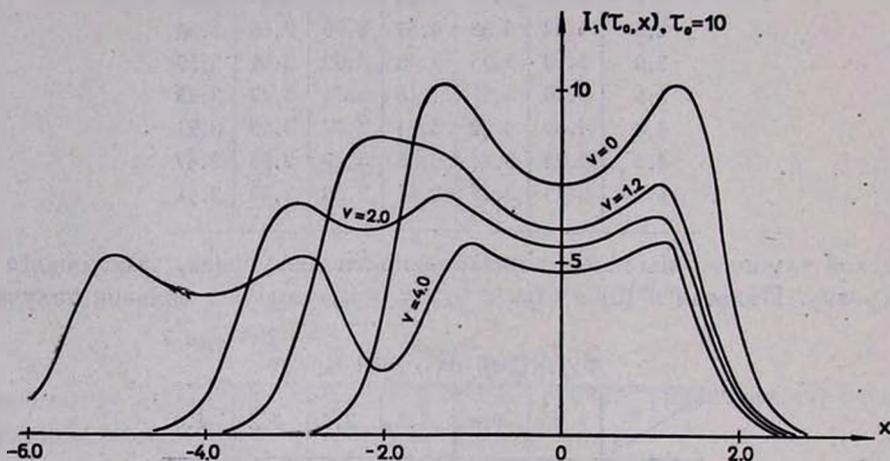


Рис. 1.

На рис. 2 видно, что интенсивности  $I_2(0, x)$  для малых скоростей движения не имеют центрального провала. Это объясняется тем, что функция источников вблизи границы  $\tau = 0$  для небольших скоростей достигает своего максимального значения. С ростом скорости этот максимум сдвигается к центру отрезка, вследствие чего в линии излучения появляется указанный провал.

5. *Световое давление.* Найдем силу светового давления, действующую на единицу объема на границе  $\tau = 0$ . Эта сила вычисляется по следующей формуле:

$$\begin{aligned}
 P(v) &= \frac{\sigma_{v_0}}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} a(x) [I_2(0, x) - I_2(0, x + v)] dx = \\
 &= \frac{\sigma_{v_0}}{Ac} \int_0^{\tau_0} B(t) [K(t) - K_1(0, t)] dt,
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

где  $\tau_0$  — объемный коэффициент поглощения для центральной частоты,  $c$  — скорость света. В табл. 3 приведена зависимость от скорости величины  $cP(\nu)/\tau_0$  для  $\tau_0 = 5$  и  $\tau_0 = 10$ .

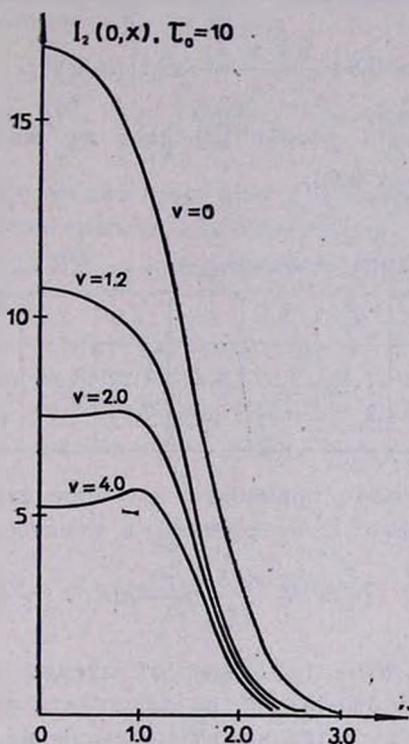


Рис. 2.

Наибольший интерес представляет определение силы светового давления при очень большой оптической толщине оболочки. В этом случае при  $\nu = \infty$  (а практически при значениях  $\nu$  порядка нескольких единиц) можно получить простую асимптотическую формулу для величины  $P$ . Полагая в формуле (11)  $\nu = \infty$  и пользуясь уравнением (6) при  $\nu = \infty$ ,  $\lambda = 1$ ,  $g(\tau) = B_0$ , получаем

$$P(\infty) = \frac{2\sigma_0}{Ac} [B(0) - B_0]. \quad (12)$$

В работе В. В. Соболева [8] была изучена функция  $Q(\tau)$ , являющаяся

решением уравнения (6) при  $\nu = \infty$  и  $g(\tau) = 1$ . Очевидно, что  $B(\tau) = B_0 Q(\tau)$ . Для величины  $Q(0)$  в указанной работе получены асимптотические оценки. Применяя их к случаю одномерной среды и доплеровского профиля коэффициента поглощения, вместо (12) получаем

$$P(\infty) = 0.94 \frac{2\sqrt{\pi} \sigma_{\nu_0}}{c} B_0 \tau_0^{\frac{1}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}}, \quad \tau_0 \gg 1. \quad (13)$$

Асимптотически точная теория [9] дает ту же формулу с коэффициентом  $(\pi/4)^{\frac{1}{2}}$  вместо 0.94.

Таблица 3

ФУНКЦИЯ  $cP(\nu)/\sigma_{\nu_0}$  ДЛЯ  $\tau_0=5$  И  $\tau_0=10$ 

$\nu$	0	0.4	0.8	1.2	1.6	2.0	2.4	2.8	3.2	3.6	4.0
$\tau_0=5$	0.00	0.43	1.42	2.59	3.60	4.29	4.66	4.78	4.82	4.82	4.82
$\tau_0=10$	0.00	0.58	2.04	3.77	5.60	7.09	7.97	8.29	8.28	8.20	8.15

Формулу (13) можно применять для определения силы светового давления, вызываемого  $L_{\alpha}$ -излучением в туманностях. В этом случае

$$B_0 = N \frac{q(1-p)}{2\sqrt{\pi}} h\nu_{\alpha}, \quad (14)$$

где  $N$  — число  $L_{\alpha}$ -квантов, падающих от звезды на внутреннюю границу туманности,  $q$  — отношение коэффициента поглощения в лаймановском континууме к коэффициенту поглощения в центре линии  $L_{\alpha}$ ,  $p$  — доля рекомбинаций на первый уровень,  $h\nu_{\alpha}$  — энергия  $L_{\alpha}$ -кванта. Здесь считается, что оптическая толщина туманности в лаймановском континууме меньше единицы. Подставляя (14) в (13), находим

$$P(\infty) = 0.94 \frac{\sigma_{\nu_0}}{c} \tau_0^{\frac{1}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}} Nq(1-p) h\nu_{\alpha}, \quad \tau_0 \gg 1. \quad (15)$$

Если бы мы считали, что перераспределение по частотам отсутствует, то для силы светового давления получили бы формулу

$$P_*(\infty) = \frac{1}{2} N(1-p) h\nu_{\alpha} \frac{\sigma_{\nu_0}}{c} q\tau_0. \quad (16)$$

Сравнивая (15) с (16), имеем

$$\frac{P(\infty)}{P_*(\infty)} = 1.88 \tau_0^{-\frac{1}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}}, \quad \tau_0 \gg 1. \quad (17)$$

При  $\tau_0 \sim 10^4$  формула (17) для отношения  $P(\infty)/P_*(\infty)$  дает значение порядка  $10^{-2}$ .

6. *Случай полубесконечной среды.* Будем теперь считать, что  $\tau_0 = \infty$ . Для интенсивности  $I_2(0, x)$  имеем

$$I(x) \equiv I_2(0, x) = \int_0^{\infty} B(t) e^{-a(x)t} a(x) dt. \quad (18)$$

Оказывается, что можно получить уравнение, непосредственно определяющее эту интенсивность. Действительно, умножим уравнение (6) при  $\tau_0 = \infty$  на  $a(x) e^{-a(x)\tau}$  и проинтегрируем его по  $\tau$  от 0 до  $\infty$ . В результате получим

$$I(x) t(x) = I_1(x) + \frac{\lambda}{2} A a(x) \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{a(y)}{a(x) - a(y)} + \frac{a(y - v)}{a(x) + a(y - v)} \right] I(y) dy, \quad (19)$$

где

$$I_1(x) = a(x) \int_0^{\infty} g(\tau) x^{-a(x)\tau} d\tau, \quad (20)$$

$$t(x) = 1 - \lambda + \lambda A a^2(x) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a(y) dy}{a^2(x) - a^2(y)}. \quad (21)$$

Если функция  $I(x)$  определена, то можно найти функцию источников и тем самым решить задачу до конца. Пусть  $\bar{B}(s)$  означает результат применения [преобразования Лапласа к функции  $B(\tau)$ , т. е.

$$\bar{B}(s) = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-s\tau} d\tau. \quad (22)$$

Применяя преобразование Лапласа к уравнению (6), получаем

$$\begin{aligned} \bar{B}(s) \left[ 1 - \frac{\lambda}{2} \bar{K}(s) - \frac{\lambda}{2} \bar{K}(-s) \right] &= \bar{g}(s) + \\ + \lambda \int_0^1 G(z) I(z) \frac{dz}{s-z} &+ \frac{\lambda}{2} \int_0^1 G(z) J(z, v) \frac{dz}{s+z}, \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\bar{K}(s) = \int_0^1 G(z) \frac{z dz}{s+z}, \quad (24)$$

$$G(z) = 2A \frac{z}{\alpha'[\alpha^{-1}(z)]}, \quad (25)$$

$$J(z, v) = \frac{1}{2} [I[\alpha(\alpha^{-1}(z) - v)] + I[\alpha(\alpha^{-1}(z) + v)]], \quad (26)$$

$$\alpha[\alpha^{-1}(z)] = z. \quad (27)$$

Для получения  $B(\tau)$  из выражения (23) по формуле

$$B(\tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \bar{B}(s) e^{i\tau s} ds \quad (28)$$

сделаем достаточно общее предположение относительно функции  $g(\tau)$ , считая ее представимой в виде суперпозиции экспонент, т. е.

$$g(\tau) = \int_0^1 g_0(y) e^{-i\tau y} dy. \quad (29)$$

В этом случае  $\bar{g}(s)$  есть интеграл типа Коши с известными особенностями в комплексной плоскости. Учитывая также особенности  $\bar{K}(s)$  и последнего интеграла в (23), в результате контурного интегрирования находим

$$B(\tau) = \int_0^1 \frac{D(x) e^{-x\tau} dx}{T^2\left(\frac{1}{x}\right) + \left[\frac{\lambda}{2} \pi x G(x)\right]^2}, \quad (30)$$

где

$$T\left(\frac{1}{x}\right) = 1 - \frac{\lambda}{2} \bar{K}(-x) - \frac{\lambda}{2} \bar{K}(x), \quad (31)$$

$$D(x) = xG(x) \left[ \int_0^1 g_0(z) \frac{dz}{z-x} - \frac{\lambda}{2} \int_0^1 G(z) I(z) \frac{dz}{z+x} + \right. \\ \left. + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 G(z) J(z, v) \frac{dz}{z-x} \right] + T(x) \left[ g_0(x) + \frac{\lambda}{2} G(x) J(x, v) \right]. \quad (32)$$

При этом  $\bar{K}(-x)$ , первый и третий интегралы в выражении (32) следует понимать в смысле главного значения по Коши.

Ленинградский государственный  
университет

## ON DIFFUSION OF RADIATION IN STELLAR SHELL EXPANDING WITH CONSTANT VELOCITY

V. V. VITYASEV

In one-dimensional approximation the diffusion of radiation in two moving layers is considered. The complete redistribution in frequency is assumed. In the case of the finite layers the source function, emergent intensities and radiation pressure are found numerically. In the case of semi-infinite layers the equation for the emergent intensity and explicit expression for the source function are derived.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, АН АрмССР, Ереван, 1960.
2. Н. Zanstra, BAN., 11, 401, 1949; 11, 429, 1951.
3. D. Koelblosd, BAN., 12, 465, 1956.
4. В. В. Соболев, ДАН СССР, 138, 571, 1961.
5. J. L. Kulander, Ap. J., 147, № 3, 1967.
6. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
7. Н. Я. Яковкин, Р. И. Костик, Астрофизика, 2, 379, 1966.
8. В. В. Соболев, Астрофизика, 3, 135, 1967.
9. В. Ё. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.



О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД  
ТИПА UV SETI

А. А. КОРОВЯКОВСКАЯ

Поступила 2 ноября 1971

Пересмотрена 27 марта 1972

Рассмотрено высвечивание ионизованного водородного газа за фронтом ударной волны, распространяющейся по политропной среде. Сравнение теоретических кривых высвечивания газа с наблюдаемыми кривыми вспышек звезд типа UVSet показывает удовлетворительное согласие.

Приведены графики, характеризующие изменение во времени электронной и ионной температур, степени ионизации и возбуждения, числа  $L_{\alpha}$ -квантов за фронтом ударной волны для разных начальных условий в среде.

*Введение.* Для интерпретации вспышечных явлений в атмосферах звезд типа UV Set в [1—3] применялась небулярная модель вспышки, которая позволила объяснить многие фотометрические особенности вспышек этих звезд (нисходящие кривые блеска, цветовые характеристики и т. д.). Из сравнения теоретических кривых блеска с наблюдаемыми там же были получены некоторые количественные оценки (плотность, скорость расширения и объем высвечивающегося вещества). Оказалось, однако, что в рамках такой модели для объяснения энергии вспышки размер газового образования, ответственного за излучение, должен быть принят на порядок большим, чем радиус звезды. Расширение газового образования до необходимого размера за время возгорания вспышки (порядка нескольких секунд или десятков секунд) должно происходить со скоростью, превосходящей световую, что явно не может иметь места.

Более поздние исследования Гершберга [4] вспышек звезд типа UV Set показали, что плотность высвечивающегося газа выше плотности, полученной в [3], и, следовательно, размер образования, ответ-

ственного за излучение звезды во время вспышки, меньше. Оценки плотностей в [4] указывают на то, что вспышка возникает в верхних слоях атмосферы звезды. В [4, 5] проведено исследование хромосфер звезд типа UV Cet в спокойном состоянии и показано, что они подобны солнечной хромосфере. Там же было отмечено сходство хромосферных вспышек на Солнце и вспышек звезд типа UV Cet как по кривым блеска, так и в отношении последовательности угасания спектральных линий различных элементов. Исследования [3—5] позволяют считать, что вспышки возникают в хромосферах звезд типа UV Cet.

Весьма важными для интерпретации вспышечных явлений у рассматриваемых звезд являются наблюдения звезды Wolf 359 Арпом и Гринстейном [6], которые обнаружили движение вещества во время вспышки. Смещение линий кальция оказалось большим, чем линий водорода, что свидетельствует об увеличении скорости движения вещества наружу. Этот наблюдательный факт позволяет в качестве механизма нагрева вещества, ответственного за излучение во вспышке, рассмотреть ударную волну. Попытка объяснить явление вспышки в звездах типа UV Cet прохождением ударных волн в атмосферах была сделана Климишиным [7]. Однако полученные в [7] скорости возгорания и угасания вспышки плохо согласуются с наблюдениями. Здесь, вполне возможно, сказалось несовершенство принимавшейся модели, в первую очередь — предположение о постоянстве плотности вещества в атмосфере звезды. Учет градиента плотности в среде может существенно изменить полученный в [7] характер высвечивания вещества, как из-за различия во времени релаксации в средах с разными плотностями, так и вследствие ускорения фронта ударной волны при движении его в сторону уменьшающейся плотности.

В настоящей работе рассматривается высвечивание вещества, нагретого ударной волной, распространяющейся в среде с градиентом плотности, и полученные результаты применяются для интерпретации вспышек звезд типа UV Cet.

*Основные уравнения и их решение.* Рассмотрим высвечивание слоя политропной среды, нагретого ударной волной. Целесообразно принять такой интервал значений плотности, который соответствует хромосферам звезд и включает в себя величины плотностей, полученные в предыдущих исследованиях. Из [3] следует, что вклад линий в общее излучение звезды во время вспышки мал, поэтому можно принять во внимание лишь свечение в континууме, в котором, как легко показать, среда остается прозрачной при рассматриваемых плотностях. Будем считать среду водородной, атом водорода трехуровневым (3-е состояние соответствует ионизации).

Для получения качественной картины и некоторых количественных оценок (время возгорания и угасания вспышки, ее энергия, размеры и т. д.) достаточно использовать автомодельное решение уравнений газовой динамики, которые описывают выход ударной волны на поверхность среды с уменьшающейся по степенному закону плотностью. Из наблюдений следует, что вспышка—явление локальное [4], поэтому можно рассмотреть одномерный случай. Соответствующее решение, полученное в [8], имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} u &= U(r) f(\eta), \\ p &= \rho_0(r) U^2(r) g(\eta), \\ \rho &= \rho_0(r) h(\eta), \end{aligned} \tag{1}$$

$$\eta ar^{-\lambda-1} t \quad 0 \leq \eta \leq 1.$$

Здесь  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$ — скорость, давление и плотность вещества за фронтом ударной волны,  $U(r)$ — скорость ударной волны,  $\rho_0(r)$ — начальное распределение плотности в среде.

После прохождения ударной волны энергию приобретают сперва тяжелые частицы, которые посредством столкновений передают ее электронам, вследствие чего повышается как электронная температура, так и степень ионизации, затем начинается высвечивание среды.

В рамках принятой модели интенсивность излучения столба газа высотой  $\Delta r = r_2 - r_1$  и с основанием в  $1 \text{ см}^2$  может быть записана следующим образом:

$$J = \int_{r_1}^{r_2} n_e^2(r) S(T_e) dr, \tag{2}$$

где  $n_e$ — концентрация электронов,  $T_e$ — электронная температура,

$S(T_e) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\epsilon^{ff} + \epsilon) \psi(\lambda) d\lambda$ — интенсивность излучения, рассчитанная на

пару электрон-протон, обусловленная свободно-свободными переходами и рекомбинациями,  $\psi(\lambda)$ — функция спектральной чувствительности аппаратуры. Таким образом, для нахождения интенсивности излучения необходимо в каждый момент времени знать величины  $n_e$  и  $T_e$ , которые при сделанных выше предположениях зависят, в свою очередь, от населенностей первого ( $n_1$ ) и второго ( $n_2$ ) уровней, концентрации  $L_\alpha$ -квантов ( $n_\alpha$ ) и ионной температуры ( $T_i$ ). При такой постановке задачи изменение вышеуказанных величин ( $n_e$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_\alpha$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ) описывается следующими уравнениями:

$$\frac{dn_0}{dt} = n_0^2(r) C(T_0) + n_1(r) n_0(r) q_{1c}(T_0) + n_2(r) n_0(r) q_{2c}(T_0) +$$

$$+ n_2(r) n_0(r) \widetilde{q}_{2c} - n_0(r) \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{dn_1}{dt} = n_2(r) (A_{21} + B_{21} \rho_{13}) + n_2(r) n_0(r) q_{21}(T_0) - n_1(r) B_{12} \rho_{13} -$$

$$- n_1(r) n_0(r) [q_{12}(T_0) + q_{1c}(T_0)] - n_1(r) \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_2^2(r) C(T_0) + n_1(r) n_0(r) q_{12}(T_0) + n_1(r) B_{12} \rho_{12} +$$

$$+ n_2(r) (A_{21} + B_{21} \rho_{12}) - n_2(r) n_0(r) [q_{21}(T_0) + q_{2c}(T_0)] - \quad (3)$$

$$- n_2(r) n_0(r) q_{2c}(T_0) = n_2 \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{dn_3}{dt} = n_2(r) (A_{21} + B_{21} \rho_{13}) - n_1(r) B_{12} \rho_{13} -$$

$$- n_2(r) n_0(r) \widetilde{q}_{2c} - n_2(r) A_{21} \rho_{13};$$

$$\frac{d \left( \frac{3}{2} k T_0 n_0 \right)}{dt} = - n_0^2(r) [e^{ff} + \bar{\epsilon} C(T_0)] - n_1(r) n_0(r) \left[ \sum_{n=2}^{\infty} q_{1n}(T_0) \chi_n + \right.$$

$$+ q_{1c}(T_0) \chi_0 \left. \right] - n_2(r) n_0(r) \left[ \sum_{n=3}^{\infty} q_{2n}(T_0) (\chi_n - \chi_2) + \right.$$

$$+ q_{2c}(T_0) (\chi_0 - \chi_2) \left. \right] + h\nu_{12} n_2(r) n_0(r) q_{21}(T_0) +$$

$$+ \frac{2}{3} h\nu_{12} n_0(r) n_2(r) \widetilde{q}_{2c} + n_0^2(r) E_{10} - \frac{2}{3} T_0 \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{d\left(\frac{3}{2}kT_in\right)}{dt} = -n_e^2(r)E_{ie} - \frac{2}{3}T_i \frac{v\left(1+t\frac{dv}{dr}\right)}{r_0+vt};$$

$$\frac{dn}{dt} = -n \frac{v\left(1+t\frac{dv}{dr}\right)}{r_0+vt},$$

где  $n$  — концентрация тяжелых частиц,  $q_{ik}$ ,  $q_{ie}$ ,  $q_{2e}$  — сечения возбуждения и ионизации электронным ударом и сечение ионизации  $L_\alpha$ -квантом соответственно,  $v$  — скорость расширения среды,  $C(T_e)$  — коэффициент фоторекомбинаций,  $\bar{\epsilon}$  — средняя энергия рекомбинирующего электрона,  $\epsilon^{if}$  — энергия, излучаемая атомом при свободно-свободных переходах,  $E_{ie} = 10^{-17} T_e^{-3/2} (T_i - T_e)$  — энергия, передаваемая ионом электрону в результате столкновения (взята из [9]). Остальные обозначения общепринятые. В правых частях уравнений приняты во внимание следующие процессы: возбуждение и ионизация электронным ударом и  $L_\alpha$ -квантами, вынужденное и спонтанное излучения, расширение среды, свободно-свободные и свободно-связанные переходы.

Следует отметить, что решение системы уравнений (3) крайне затруднено тем, что их члены, соответствующие ударным и радиативным процессам, отличаются друг от друга на несколько порядков. При решении подобных систем в [3] и [10] использовалось условие стационарности поля излучения в линии  $L_\alpha$ :

$$n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho_{12} = n_1 B_{12} \rho_{12}, \quad (4)$$

существенно упростившее вычисления. Оценки возможности применения условия (4) показали [3], что поле излучения в линии  $L_\alpha$  в процессе высвечивания быстро становится стационарным. Проведенное автором сравнение численного решения системы уравнений, описывающих высвечивание плазмы без предположения о стационарности поля излучения в линии  $L_\alpha$ , с соответствующим решением этой же системы с учетом (4), подтвердило оценки, полученные в [3], и корректность сделанного предположения. Вследствие этого воспользуемся соотношением (4) и приведем систему (3) к безразмерному виду. Обозначим

$$x = \frac{n_e}{n_0}; \quad y = \frac{n_2 + n_1}{n_0}; \quad z = \frac{n_2 + n_\alpha}{n_0}; \quad d\beta' = n_0 C(T_e) dt;$$

$$n_0 = n_1 + n_2 + n_\alpha; \quad T_i = 10\,000 T; \quad T_e = 10\,000 \sigma;$$

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\beta'} &= -x^2 + \frac{n_1 n_e}{n_0^2} q'_{1c} + \frac{n_2}{n_0} x q'_{2c} + \frac{n_2 n_a}{n_0^2} \widetilde{q}'_{2c} - \\ &\quad - \frac{x}{C n_0} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt}; \\ \frac{dy}{d\beta'} &= x^2 - \frac{n_2}{n_0} x q'_{2c} - \frac{n_1}{n_0} x q'_{1c} - \frac{n_2 n_a}{n_0^2} \widetilde{q}'_{2c} - \\ &\quad - \frac{1}{n_0 C} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt} (n_1 + n_2)/n_0; \\ \frac{dz}{d\beta'} &= x^2 + \frac{n_1}{n_0} x q'_{12} - \frac{n_2}{n_0} x (q'_{21} + q'_{2c}) - 2 \frac{n_2 n_a}{n_0^2} \widetilde{q}'_{2c} - \\ &\quad - \frac{n_2}{n_0} \frac{A_{21} \beta_{12}}{n_0 C} - \frac{n_2}{n_0 n_0 C} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{(r_0 + vt)}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\beta'} &= \sigma \left\{ -\frac{1}{x} \frac{dx}{d\beta'} - \frac{5}{3} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{n_0 C (r_0 + vt)} - x (\varphi_1 + \varphi_2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{n_1}{n_0} (\Lambda_1 + x \Lambda_2) + \Lambda_3 \frac{n_2 n_2}{n_0^2} + 0.4831 \cdot 10^8 \sigma^{-\frac{5}{2}} \frac{T - \sigma}{C} x \right\}; \\ \frac{dT}{d\beta'} &= -\frac{2}{3} \left[ 7.246 \cdot 10^5 \frac{n_0}{n} x^2 \frac{T - \sigma}{C \sigma^{3/2}} + \frac{T}{n_0 C} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt} \right]; \\ \frac{d\beta}{d\beta'} &= x; \quad \frac{dn}{d\beta'} = \frac{n}{C n_0^2} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt}; \end{aligned}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = z / [(5z - 4y + d + \sqrt{(5z - 4y + d)^2 - 16 y d}) / 8y + 1];$$

$$\frac{n_a}{n_0} = z - \frac{n_2}{n_0}; \quad \frac{n_1}{n_0} = y - \frac{n_2}{n_0},$$

где

$$d = 0.118 \sqrt{T/n_0}; \quad q_{ik} = \frac{q_{ik}}{C(T_e)};$$

$$x = \frac{n_2}{n_1} \left/ \left( \frac{n_2}{n_1} \right)_{\text{больш}} \right.;$$

$$\Lambda_1 = \left( \sum_{n=2}^{\infty} q_{1n} \chi_n + q_{1c} \chi_0 \right) \left/ \left( \frac{3}{2} k T_e C \right) \right.;$$

$$\Lambda_2 = \left\{ \left[ \sum_{n=3}^{\infty} q_{2n} (\chi_n - \chi_2) + q_{2c} (\chi_0 - \chi_2) \right] \cdot 4l \frac{\chi_2}{k T_e} - \right. \\ \left. - q_{12} \chi_2 \right\} \left/ \left( \frac{3}{2} k T_e C \right) \right.;$$

$$\Lambda_3 = \frac{\tilde{q}_{2c} h \nu_{12}}{q T_e C}; \tag{6}$$

$$\varphi_1 = \frac{4\pi \int_0^{\infty} e^{ft} (\nu, T_e) d\nu}{\frac{3}{2} k T_e C};$$

$$\varphi_2 = 1 - \bar{\varepsilon} \left/ \left( \frac{3}{2} k T_e \right) \right.$$

В этой системе уравнений предполагается та же зависимость от  $r$ ,  $T_e$ , что и в (3).

При решении поставленной задачи рассматривалось высвечивание столба газа с основанием в  $1 \text{ см}^2$  и высотой  $2000 \text{ км}$ , распределение плотности в котором подчиняется политропическому закону (показатель политропы  $n = 3$ ). Систему уравнений (5) и (2) с учетом (1) необходимо интегрировать по двум переменным  $r$  и  $t$ . Для упрощения вычислений указанный столб газа был разбит на 6 частей, в каждой из которых усреднялись найденные по (1) плотность высвечивающегося вещества и скорость ударной волны. Начальная ионная температура находилась по формуле  $T_i = 3u^2/16R$ , где  $R$  — универсальная газовая постоянная. Такое рассмотрение позволило решить задачу в два этапа. Сначала интегрировалась система уравнений (5)

по времени, причем  $n_0$  и  $T_i$  являлись параметрами задачи, соответствующими усредненным значениям для разных частей столба. Затем определялась, в зависимости от времени, интенсивность излучения каждой из этих частей по мере прохождения по ней ударной волны. И, наконец, искомое свечение всего столба газа находилось суммированием интенсивностей от всех частей разбиения и сглаживалось, при этом учитывалось, что каждая последующая часть столба газа начинает светиться после прохождения ударной волной предыдущих частей.

В табл. 1 приведены начальные данные, для которых решалась система уравнений (5) методом Рунге-Кутта на ЭВМ БЭСМ-3М, М-222, Odra 1024. Сечение ионизации и возбуждения электронным ударом рассчитывались по формулам, приведенным в [11] для интервала температур 10 000—150 000 °К.

Таблица 1

№ варианта	1	2	3	4	5	6
$n_0$	$10^{14}$	$3.25 \cdot 10^{13}$	$10^{13}$	$3.25 \cdot 10^{12}$	$10^{12}$	$3.25 \cdot 10^{11}$
$T_i$	19000	27500	46250	78750	135000	232500
$T_0$	6500	6500	6500	6500	6500	6500
$(n_2/n_0)_0$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1

Величины  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $L_1$ ,  $L_2$  рассчитывались по формулам (6) для того же интервала температур. Результаты вычислений приведены в табл. 2.  $C(T_0)$  было взято из [12].

*Обсуждение результатов.* Охлаждение среды, обусловленное расширением, оказалось несущественным вследствие малости времени релаксации для рассматриваемых плотностей и из-за малых скоростей расширения вещества. На рис. 1 представлены результаты расчетов  $T_0$  (штриховые кривые),  $T_i$ ,  $n_2/n_0$ ,  $n_1/n_0$ ,  $n_0/n_0$ . Номера кривых соответствуют вариантам табл. 1. Как и следовало ожидать, с ростом плотности вещества время релаксации в среде уменьшается, что обуславливает смещение кривых по времени на рис. 1. Важно отметить, что с увеличением начальной ионной температуры заметно растут в процессе высвечивания максимальные значения степени ионизации, степени возбуждения и числа  $L_2$ -квантов. Максимальное значение электронной температуры меняется слабо (из-за потери энергии электронами на ударное возбуждение и ионизацию).

Интересно рассмотреть процесс установления равновесия для различных начальных степеней ионизации. На рис. 2 представлены

Таблица 2

$T_e$	$q_{1c}^*$	$q_{2c}^*$	$q_{12}^*$	$\varphi_1$	$\varphi_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$
4000	.13 -12**	.27 +2	.48 -7	.27	.51	.20 -6	-16 -6
6000	.10 -6	.10 +4	.93 -3	.31	.53	.30 -2	-17 -6
8000	.96 -4	.66 +4	.13	.35	.54	.40	.82 -1
10000	.61 -2	.21 +5	.25 +1	.38	.55	.78 +1	.91 +1
12000	.99 -1	.45 +5	.18 +2	.41	.56	.57 +2	.12 +3
14000	.74	.80 +5	.75 +2	.44	.57	.23 +3	.76 +3
16000	.34 +1	.12 +6	.22 +3	.47	.57	.69 +3	.28 +4
18000	.11 +2	.17 +6	.50 +3	.50	.58	.16 +4	.78 +4
20000	.30 +2	.23 +6	.96 +3	.53	.58	.31 +4	.18 +5
22000	.65 +2	.29 +6	.17 +4	.55	.59	.55 +4	.36 +5
24000	.13 +3	.35 +6	.26 +4	.58	.59	.85 +4	.61 +5
26000	.23 +3	.41 +6	.38 +4	.60	.60	.13 +5	.99 +5
28000	.37 +3	.47 +6	.53 +4	.63	.60	.18 +5	.15 +6
30000	.56 +3	.53 +6	.70 +4	.65	.60	.24 +5	.21 +6
35000	.13 +4	.68 +6	.12 +5	.71	.61	.43 +5	.43 +6
40000	.26 +4	.81 +6	.19 +5	.77	.62	.70 +5	.72 +6
45000	.43 +4	.94 +6	.26 +5	.81	.63	.99 +5	.11 +7
50000	.66 +4	.11 +7	.35 +5	.86	.64	.14 +6	.15 +7
60000	.12 +5	.13 +7	.51 +5	.98	.64	.21 +6	.24 +7
70000	.20 +5	.14 +7	.68 +5	.108 +1	.65	.30 +6	.34 +7
80000	.28 +5	.16 +7	.85 +5	.116 +1	.66	.38 +6	.44 +7
90000	.37 +5	.17 +7	.10 +6	.125 +1	.67	.46 +6	.52 +7
100000	.47 +5	.18 +7	.11 +6	.129 +1	.67	.51 +6	.61 +7
110000	.56 +5	.18 +7	.13 +6	.140 +1	.67	.61 +6	.70 +7
120000	.66 +5	.19 +7	.14 +6	.148 +1	.67	.69 +6	.78 +7
130000	.75 +5	.19 +7	.15 +6	.156 +1	.67	.75 +6	.86 +7
140000	.84 +5	.20 +7	.16 +6	.166 +1	.67	.82 +6	.92 +7
150000	.93 +5	.20 +7	.17 +6	.174 +1	.67	.89 +6	.98 +7

\*  $q_{1c}^* = q_{1c} \cdot 10^{13}$ .\*\* .13-12 =  $0.13 \cdot 10^{-12}$ .

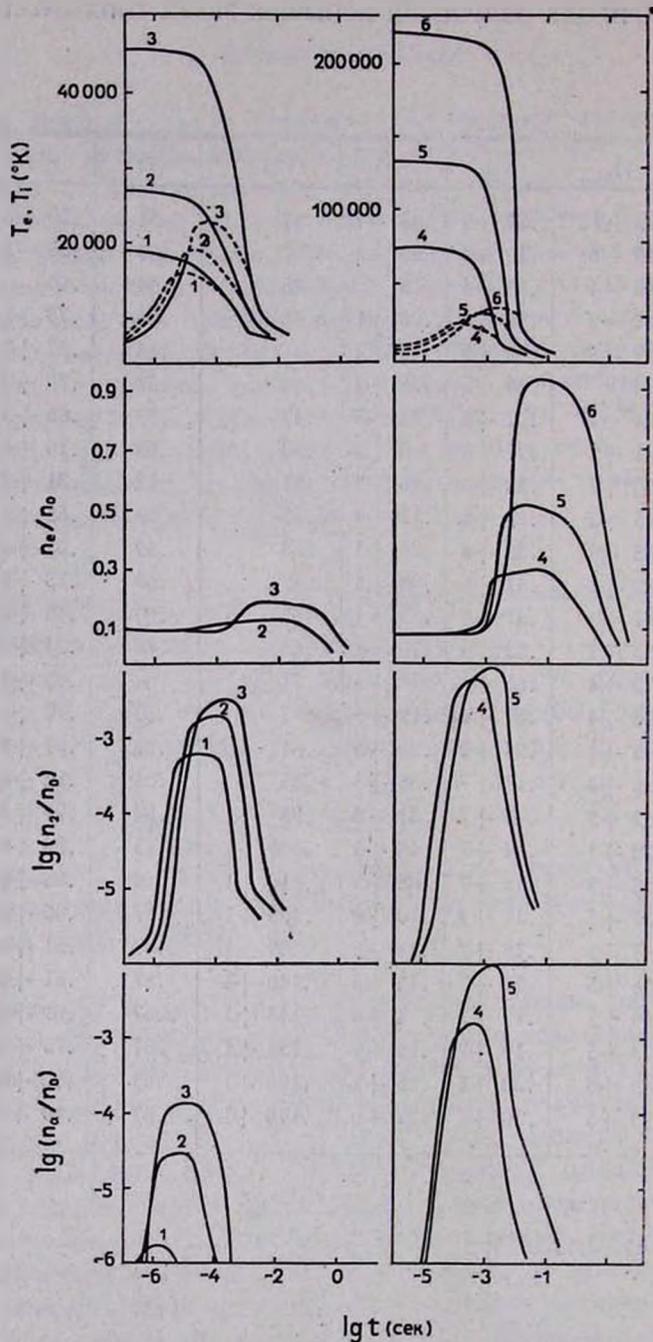


Рис. 1. Изменение  $T_e$  (штриховые линии),  $T_i$ ,  $n_e/n_0$ ,  $n_2/n_0$ ,  $n_a/n_0$  (сплошные линии) во времени. Номера кривых соответствуют номерам вариантов в табл. 1.

результаты вычислений  $T_e(1)$ ,  $T_i(2)$ ,  $n_e/n_0(3)$ ,  $n_e/n_0(4)$  для  $(n_e/n_0)_0 = 0.1$  (штриховые линии) и для  $(n_e/n_0)_0 = 0.01$  (сплошные линии). Видно, что чем больше начальная степень ионизации, тем быстрее устанавливается равновесие. Существенно, что при увеличении начальной степени ионизации на порядок максимальное значение степени ионизации в процессе высвечивания увеличивается лишь в 2 раза.

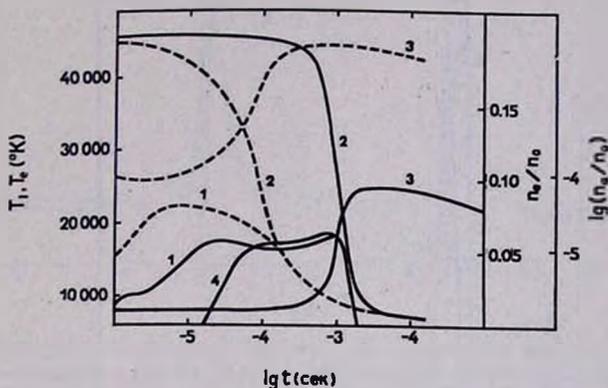


Рис. 2. Поведение  $T_e(1)$ ,  $T_i(2)$ ,  $n_e/n_0(3)$ ,  $n_e/n_0(4)$  в зависимости от начальной степени ионизации: штриховые линии — для  $(n_e/n_0)_0 = 0.1$ , сплошные — для  $(n_e/n_0)_0 = 0.01$ . ( $T_e = 46\ 000\ \text{°K}$ ,  $T_i = 6\ 000\ \text{°K}$ ,  $n_0 = 6.4 \cdot 10^{13}$ ).

Этим обстоятельством можно объяснить несколько большее значение электронной температуры для  $(n_e/n_0)_0 = 0.1$ , чем для  $(n_e/n_0)_0 = 0.01$ : в первом случае на ионизацию и возбуждение электронный газ тратит несколько меньшую энергию, чем во втором. Как видно из рис. 2, повышение степени ионизации атома водорода сопровождается некоторым повышением электронной температуры (для  $(n_e/n_0)_0 = 0.01$  это выражено особенно явно), в то время как ионная температура уже значительно уменьшалась. Повышение средней энергии электронов в процессе ионизации связано с ионизацией водорода  $L_\alpha$ -квантами. На рис. 3 представлены кривые высвечивания столба газа высотой 2000 км в фотометрических областях UVV. Энергия в области В получилась несколько меньшей, чем в области V. Это обусловлено видом функции  $S(T_e)$ , используемой в настоящей работе. Как отмечалось выше, при вычислении функции  $S(T_e)$  не было учтено излучение в линиях, которые в основном находятся в фотометрической области В.

Из рис. 3 видно, что, в отличие от результатов [7], время возгорания вспышки значительно меньше времени угасания и составляет для принятой модели атмосферы несколько секунд. Это согласуется с рядом наблюдаемых вспышек.

Поскольку в настоящее время не существует разработанной модели атмосфер этих звезд, а есть лишь некоторые оценки параметров хромосферы [5], то в данной задаче не имело смысла рассматривать градиент электронной температуры и степени ионизации (это привело бы к неоправданному увеличению числа параметров задачи).

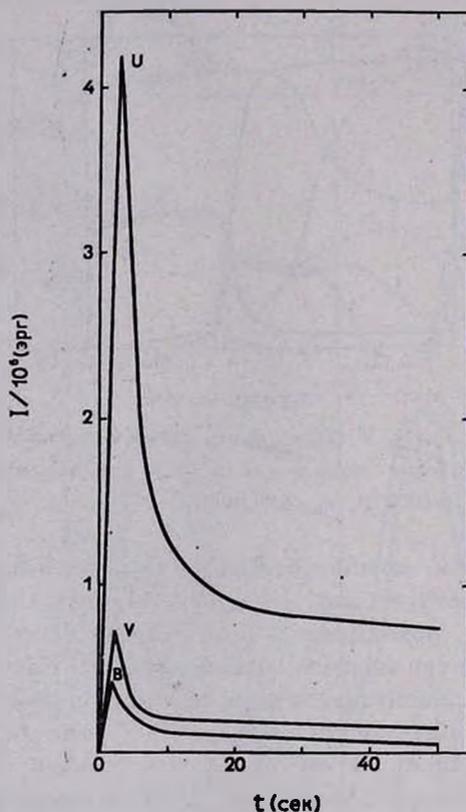


Рис. 3. Кривые высвечивания столба газа с сечением в  $1 \text{ см}^2$ , нагретого ударной волной в фотометрических областях UVB.

Учет градиента плотности в среде позволил считать, что вспышка может быть обусловлена высвечиванием вещества за фронтом ударной волны. Этот механизм разогрева атмосферы звезды представляется наиболее естественным и в то же время объясняет многие характеристики вспышек (энергию, локальный характер вспышки, время возгорания и угасания). На рис. 4 проведено сравнение теоретических кривых высвечивания газа за фронтом классической ударной волны с наблюдаемыми кривыми блеска вспышек звезд типа UV Cet [13, 14].

Учитывая погрешности наблюдений, можно считать согласие вполне удовлетворительным.

Рассмотренная в настоящей работе скорость ударной волны обеспечила в максимуме блеска в области U энергию  $4 \cdot 10^{26}$  эрг/сек, в предположении, что вспышка занимает половину поверхности звезды.

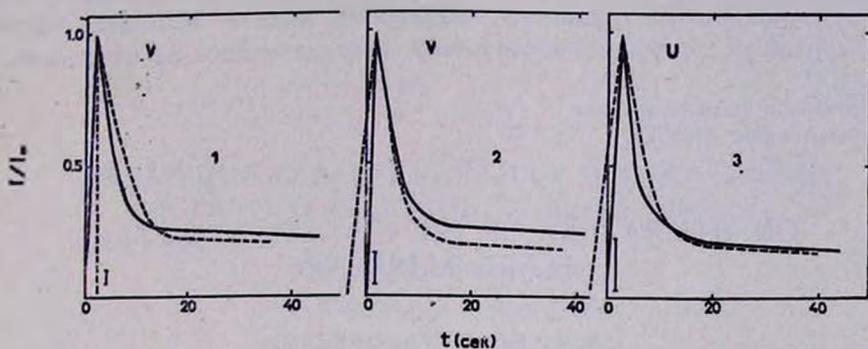


Рис. 4. Сравнение теоретических кривых блеска (сплошные линии) высвечивающегося газа за фронтом ударной волны с наблюдаемыми кривыми блеска (штриховые линии) вспышек звезд типа UV Ceti. 1, 2 — соответственно вспышки № 28 и № 3 из [13], 3 — из [14].

Задавая при расчетах различные скорости ударной волны, можно получить большой диапазон энергий излучения. Если объяснять вспышки звезд типа UV Ceti высвечиванием газа за фронтом ударной волны, то мы должны наблюдать увеличение интенсивности эмиссионных линий различных элементов в последовательности, соответствующей глубине их образования. Спад интенсивности линий должен происходить в несколько иной последовательности. Действительно, температурное равновесие наступает довольно быстро, следовательно энергия электронов скоро становится меньше энергии, требуемой для ионизации и возбуждения атома гелия. По этой причине линии гелия должны уменьшить свою интенсивность до нормальной довольно быстро. Избыточное излучение в линиях водорода должно наблюдаться дольше, так как для атома водорода энергия возбуждения и ионизации значительно меньше, чем для гелия; в то же время некоторую роль в ионизации и возбуждения атома водорода играют  $L_{\alpha}$ -кванты. Из-за диффузии  $L_{\alpha}$ -квантов в среде должно долго наблюдаться избыточное излучение в линиях Ca. Все это хорошо согласуется с наблюдениями.

Таким образом, рассматривая ударную волну в качестве механизма нагрева вещества в атмосферах звезд типа UV Ceti, можно объяснить многие фотометрические и спектроскопические характери-

стики вспышек. Варьируя начальные данные расчета кривых высвечивания вещества и сравнивая теоретические кривые с наблюдаемыми, можно получить ряд сведений о строении хромосфер звезд типа UV Ceti, в частности о распределении по радиусу плотности вещества и степени его ионизации. Кроме того, при определенных начальных значениях степени ионизации и энергии ударной волны может быть снята существенная трудность небулярной модели вспышки, связанная с размером газового образования, ответственного за излучение.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## ON THE NATURE OF THE UV CETI-TYPE STARS FLARE RADIATION

A. A. KOROVYAKOVSKAYA

The radiation of the ionized hydrogen gas behind the shock-wave front propagating through the polytropic medium is considered. The theoretical light curves for the gas and those observed for flares of the UV Ceti-type stars are in satisfactory agreement.

The diagrams are presented to show the time variations of the electron and ion temperatures, the degree of ionization and excitation, the number of  $L_2$ -quanta behind the shock-wave front for different primary conditions.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. Е. Гершберг, Изв. КрАО, 32, 133, 1964.
2. Р. Е. Гершберг, Изв. КрАО, 38, 177, 1968.
3. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Астрофизические исследования (Изв. САО), 3, 1971 (в печати).
4. Р. Е. Гершберг, Диссертация, 1970.
5. Р. Е. Гершберг, Астрофизика, 6, 191, 1970.
6. J. L. Greenstein, H. Agr, Ap. J., 3, 149, 1969.
7. И. А. Климицин, Циркуляр ШАО, 6, 13, 1970.
8. A. Sakurai, Comm. pure appl. Math., 13, 353, 1960.
9. С. Б. Пикельнер, Изв. КрАО, 12, 93, 1954.
10. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, М., 1963.
11. D. R. Bates, A. S. Kingston, R. W. P. McWhirter, Proc. Roy. Soc., A 267, 297, 1962.
12. А. А. Болярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, Изв. КрАО, 38, 208, 1968.
13. S. Cristaldi, M. Rodono, IBVS, 526, 1972.
14. S. Cristaldi, M. Rodono, IBVS, 525, 1971.

## ЭВОЛЮЦИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА ПРИ АККРЕЦИИ БОГАТОГО ВОДОРОДОМ ВЕЩЕСТВА. I

Ю. Н. РЕДКОВОРОДЫЙ

Поступила 1 ноября 1971

Рассмотрена эволюция гелиевого белого карлика с равномерно возрастающей за счет аккреции водородной оболочкой. Расчеты проводились на основе метода Хенинга в предположении квазистатичности аккреции. Построена эволюционная последовательность моделей, свидетельствующая о возникновении в нижних слоях водородной оболочки слоевого источника энергии, который оказывается термически нестабильным. Показано, что ускоренный рост температуры в слое горения водорода имеет место и после того, как скорость аккреции по каким-либо причинам резко уменьшится, если только масса накопленного водорода превышает некоторое критическое значение. Полученные результаты можно связать с феноменами новых, повторных и карликовых новых, имеющих место в тесных двойных системах.

1. *Введение.* Исследование эволюции белых карликов, содержащих в оболочке водород, представляет значительный интерес. Соображения о возможной неустойчивости таких звезд были высказаны в 1950 г. в работах Леду [1] и Ли [2]. Несколько позже Местелом [3] было сделано предположение о тепловой неустойчивости во внешних слоях белого карлика при наличии аккреции водорода и предложена упрощенная модель развития такой неустойчивости. В то время идея Местела не получила большого распространения и должным образом не развивалась. Интерес к этой гипотезе возродился в последние годы в связи с исследованиями причин переменности в тесных двойных системах. Однако в большинстве работ по аккреции белым карликом водорода [4—8], следуя Местелу [3], принят весьма упрощенный подход к проблеме: структура звезды в области слоевого источника энергии получается путем „сшивки“ изотермического ядра и лучистой оболочки, используются приближенные формулы Крамерса для коэффициента поглощения, степенная зависимость ядерного энерговыделе-

ния от температуры и нулевые граничные условия на поверхности звезды; тепловая задача рассматривается отдельно от гидростатической, подобно тому, как это делается в случае полностью вырожденных конфигураций.

Возможность развития термической неустойчивости при горении водорода на периферии белого карлика в конечном счете зависит от соотношения между скоростью локального нагревания и скоростью охлаждения вследствие как теплоотвода (резко возрастающего при заметном вырождении вещества — за счет электронной теплопроводности), так и возможного расширения оболочки (при недостаточном вырождении). Поскольку физические параметры вещества во внешних слоях белого карлика изменяются чрезвычайно быстро с глубиной, то ход эволюции звезды должен существенно зависеть от точного местоположения слоевого источника энергии. Введение же вышеупомянутых упрощающих предположений, оправданных при рассмотрении звезды в целом, в данном случае приводит к такому чрезмерному „огрублению“ структуры внешних слоев белого карлика, что принципиальный вывод о наличии термической неустойчивости может оказаться необоснованным.

Таким образом, даже сам факт возможности теплового взрыва (не говоря уже о развитии его во времени) может быть установлен, как нам кажется, только при строгом подходе к решению задачи об аккреции водорода на белый карлик путем непосредственного решения системы уравнений внутреннего строения звезды с использованием точных выражений для энерговыделения [9, 10], новейших данных о коэффициентах поглощения [11] и электронном экранировании при термоядерных реакциях [12]. По возможности необходимо отказаться и от остальных упрощений, таких, например, как использование нулевых граничных условий, поскольку слоевой источник энергии располагается недалеко от поверхности звезды. Наиболее близко к выполнению такой программы подошли Джанноне и Вейгерт [4], однако серьезным недостатком их работы является использование нулевых граничных условий и учет эффекта экранирования по приближенным формулам Салпитера [13]. Кроме того, полученные в [4] результаты в значительной степени обесцениваются тем, что в работе использован первоначальный вариант таблиц Кокса и др. для непрозрачностей, оказавшийся ошибочным [14], и не учтены последние уточнения в скорости протон-протонной реакции [9].

В данной работе излагается метод расчета эволюционной последовательности моделей для белого карлика, на поверхности которого имеет место аккреция богатого водородом вещества, а также приводятся результаты расчетов этим методом эволюции белого карлика с гелиевым ядром и начальной массой  $M = 0.5 M_{\odot}$  в случае

$M = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ . В отличие от работ [4—8] описываемый метод основан на численном решении исходной системы уравнений внутреннего строения звезды с ненулевыми граничными условиями и при значительно более точном учете всех эффектов тепловыделения и теплоотвода.

Помимо обычных допущений, которые делаются при расчетах сферически симметричных моделей звезд, мы используем следующие упрощающие предположения:

1) Принято, что приобретаемые звездой слои водорода являются оптически тонкими, так что кинетическая энергия упавшего на звезду вещества подвергается диссипации и переизлучается вовне (например, в рентгеновском диапазоне [5]). В таком случае мы имеем дело с квазистатической аккрецией, т. е. скорость вещества в момент присоединения к звезде можно считать равной нулю, так что в самых верхних слоях оболочки  $L \cong \text{const}$ . Оценка показывает, что даже при невысоких темпах аккреции ( $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ) поток кинетической энергии на поверхность белого карлика достигает значительной величины, однако приближение „медленной“ аккреции оправдывается тем, что точный учет доли „переизлученной“ кинетической энергии представляет собой весьма сложную задачу. С другой стороны, данное предположение согласуется с общепринятым квазистатическим приближением в теории внутреннего строения звезд, при котором динамический член в уравнении гидростатического равновесия считается равным нулю.

2) Согласно результатам работ [4, 8] промежутки времени, в течение которого может развиваться термическая неустойчивость, составляет величину  $\tau \sim 10^8$  лет. С помощью известного соотношения  $(\Delta l)^2 \sim D \cdot \tau$  ( $D$  — коэффициент диффузии) нетрудно убедиться в том, что ширина  $\Delta l$  диффузионного „размытия“ границы He—H за время  $\tau$  много меньше толщины невырожденной оболочки, т. е. хорошим приближением является скачкообразное изменение химического состава на границе между веществом звезды и накопленным в результате аккреции водородом.

3) Малость величины  $\tau$  по сравнению со временем „ядерной“ эволюции звезд на главной последовательности позволяет пренебречь изменением химического состава за счет выгорания водорода. Действительно, как видно из приводимых ниже результатов, на протяжении всех расчетов в любой точке звезды удельная мощность энерговыделения  $\varepsilon$  удовлетворяет неравенству

$$\varepsilon \ll \frac{E_*}{\Delta t}, \quad (1)$$

где  $\Delta t$  — шаг по времени, отделяющий данную модель от предыдущей;  $E_*$  — количество энергии, выделяющееся при полном превращении 1 г водорода в гелий. Следовательно, изменение концентрации водорода  $|\Delta X| \sim (\varepsilon/E_*) \Delta t \ll 1$ .

2. *Основные уравнения. Физические условия в белом карлике.* Если в качестве независимой переменной использовать массовую переменную  $\xi$ , то система уравнений структуры звезды принимает вид [15]

$$\frac{\partial P}{\partial \xi} + \frac{Gm\rho}{r^2} \frac{\partial r}{\partial \xi} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{dm}{d\xi} - 4\pi r^2 \rho \frac{\partial r}{\partial \xi} = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial l}{d\xi} - \frac{dm}{d\xi} \left[ \varepsilon - \frac{\partial E}{\partial t} - P \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right] = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} + \frac{6\kappa pl}{64\pi\sigma T^3 r^2} \frac{\partial r}{\partial \xi} = 0 \quad \text{при } \nabla > \nabla_{\text{ад}}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} + P \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{1}{\rho} \right) = 0 \quad \text{при } \nabla \geq \nabla_{\text{ад}};$$

где

$$\Delta = \frac{3}{64\pi\sigma G} \frac{\kappa l P}{m T^4}; \quad (6)$$

$m(\xi)$ ,  $l(\xi, t)$  и  $r(\xi, t)$  — масса, светимость и радиус для сферы, соответствующей некоторому значению  $\xi$  (в отличие от  $M$ ,  $L$  и  $R$  — массы, светимости и радиуса звезды в целом);  $\nabla_{\text{ад}}$  — адиабатический градиент (см. раздел 5). Величины  $P$ ,  $E$ ,  $\kappa$  и  $\varepsilon$  в (2)–(6) являются функциями  $\rho$ ,  $T$  и химсостава (параметры  $X$ ,  $Y$ , ... считаются не зависящими от времени — см. выше).

а) *Уравнение состояния.* Оценка показывает, что в условиях белого карлика давлением излучения можно пренебречь, т. е.

$$P = P_i + P_e.$$

Величина  $P_i$  представляет собой давление идеального бoльцмановского газа ядер с молекулярным весом  $\mu_i = (X + 1/4 Y)^{-1}$  [16], тогда как при вычислении давления электронов  $P_e$  электронный газ рассматривается в общем случае как частично вырожденный и  $P_e$  есть

функция  $\rho$ ,  $\gamma$  и параметра вырождения  $\psi$ , являющегося корнем уравнения [16, 17] .

$$\rho = \frac{4\pi}{h^3} \frac{2m_H}{1+X} (2m_e k T)^{3/2} F_{1/2}(\psi), \quad (7)$$

где  $F_{1/2}(\psi)$  — функция Ферми—Дирака индекса  $1/2$  (в глубоких слоях звезд учитывается возможность релятивистского вырождения).

б) *Внутренняя энергия.* Как известно [17], удельная внутренняя энергия связана с давлением и плотностью посредством соотношения

$$E = \frac{3}{2} \frac{P}{\rho}, \quad (8)$$

справедливого при любой степени вырождения электронного газа. Выражение для  $E$  несколько усложняется, когда у газа электронов становится заметной роль эффектов СТО. В этом случае

$$E = E_i + E_e,$$

где  $E_i$  — удельная энергия бoльцмановского газа ядер, а в известном выражении для  $E_e$  как функции  $\rho$  и параметров химсостава [17] необходимо исключить удельную энергию покоя электронов

$$m_e c^2 \frac{n_e}{\rho} = \frac{n_e c^2}{2m_H} (1 + X). \quad (9)$$

в) *Ядерные реакции.* В интересующем нас диапазоне температур энерговыделение определяется реакциями горения водорода

$$\varepsilon = \varepsilon_{pp} + \varepsilon_{CNO}, \quad (10)$$

где в известном выражении для величины  $\varepsilon_{pp}$ , соответствующей протон-протонному циклу [10], численный коэффициент увеличен на 12.5%, в соответствии с результатами работы [9], а для поправочного множителя на экранирование  $f_{pp}$  используются результаты развитой в [12] теории эффекта электронного экранирования при термоядерных реакциях:

$$f_{pp} = \exp \left\{ \frac{5 \sqrt{2}}{4k} e^{5/2} \left( \frac{\pi m_e}{h^2 m_H} \right)^{1/4} \frac{\rho^{1/4} (1+X)^{1/4}}{T} \right\}. \quad (11)$$

Мощность энерговыделения по углеродно-азотному циклу  $\varepsilon_{CNO}$  рассчитывалась в соответствии с [10]; для поправочного множителя  $f_N$  имеем [12]

$$f_N = f_{pp}^7. \quad (12)$$

г) *Непрозрачность*. Электронное вырождение существенно изменяет и процесс теплоотвода в белом карлике. Резкое возрастание электронной теплопроводности приводит к тому, что, несмотря на пониженную непрозрачность вырожденного газа, перенос энергии путем теплопроводности становится порядка, а в недрах звезды — много больше лучистого. Для учета роли теплопроводности необходимо обычный коэффициент поглощения  $\kappa_r$ , соответствующий лучистому переносу, заменить эффективным коэффициентом поглощения

$$\kappa = \left( \frac{1}{\kappa_r} + \frac{1}{\kappa_e} \right)^{-1}, \quad (13)$$

где

$$\kappa_e = \frac{16 \sigma T^3}{3\rho\lambda_e}, \quad (14)$$

$\lambda_e$  — теплопроводность электронного газа (теплопроводностью газа ядер можно пренебречь). Значения функции  $\kappa_r = \kappa_r(\rho, T, X_i)$  вычислялись с помощью таблиц Кокса—Стюарта [11] путем двумерной линейной интерполяции  $\lg \kappa_r$  по  $\lg \rho$  и  $\lg T$ . Ввиду того, что  $\kappa_e$  с наступлением вырождения возрастает очень резко, процедура интерполяции для  $\kappa_e$  сопряжена со значительными погрешностями, и потому  $\kappa_e$  определялось непосредственно по (14). Для вычисления  $\lambda_e = \lambda_e(\rho, T, X_i)$  мы использовали зависимости, приведенные в работе [2] и полученные с помощью уравнения Больцмана в приближении парного столкновения.

3. *Граничные условия*. Уравнения (2)—(5) должны быть дополнены граничными условиями. Условия в центре очевидны:

$$r(\xi_0) = 0; \quad l(\xi_0) = 0, \quad (15)$$

где  $\xi_0$  соответствует центру звезды ( $m(\xi_0) = 0$ ). Выбор граничных условий на поверхности определяется тем, что в атмосфере звезды уравнение (5) уже неприменимо и должно быть заменено более сложным. Следовательно, если  $\xi_j$  соответствует поверхности ( $m(\xi_j) = M$ ), то наружные граничные условия для уравнений (2)—(5) должны быть заданы при некотором значении  $\xi_{j-1}$ , соответствующем более глубоким слоям звезды ( $m(\xi_{j-1}) < M$ ), где уже справедливо уравнение (5). При решении системы (2)—(5) релаксационным методом (см. ниже) наружные граничные условия целесообразно задавать в следующем виде [15]:

$$r(\xi_{j-1}) = \varphi_1(R, L); \quad (16)$$

$$l(\xi_{j-1}) = \varphi_2(R, L); \quad (17)$$

$$T(\xi_{j-1}) = \varphi_3(R, L); \quad (18)$$

$$\rho(\xi_{j-1}) = \varphi_4(R, L), \quad (19)$$

где  $R$  и  $L$  — радиус и светимость звезды.  $\xi_{j-1}$  — лагранжева координата, соответствующая оптической глубине, для которой уже справедливо уравнение (5). Точное определение функций  $\varphi_i(R, L)$  является задачей теории звездных атмосфер. При расчете моделей звезд практически наиболее удобным представляется предварительное вычисление значений  $\varphi_i$  в определенных точках плоскости  $(R, L)$  с последующей интерполяцией для получения  $\varphi_i(R, L)$  в нужной точке  $(R, L)$  [15].

Для определения функций  $\varphi_i(R, L)$  мы использовали результаты работы А. Колесова [18] по теории водородных атмосфер белых карликов. Как показано в [18], при достаточно больших  $T_0$  (температура на поверхности звезды) и невысоких  $g$  (ускорение силы тяжести на поверхности) условие гидростатического равновесия с хорошей точностью аппроксимируется более простым уравнением, численное интегрирование которого (при заданном значении  $T_0$ ) позволяет получить модель водородной атмосферы белого карлика в следующем виде:

$$P(\tau) = \sqrt{g} \eta_1(\tau); \quad (20)$$

$$\rho(\tau) = \sqrt{g} \eta_2(\tau); \quad (21)$$

$$T(\tau) = T_* \left[ \frac{3}{4} (q(\tau) + \tau) \right]^{1/4}, \quad (22)$$

где  $\tau$  — средняя оптическая глубина;  $q(\tau)$  — функция Хопфа;  $g = GM/R^2$  — ускорение силы тяжести на поверхности звезды.

Таблицы функций  $\eta_1(\tau)$  и  $\eta_2(\tau)$  при  $\tau = 0 + 10$  получены в [18] для трех значений температуры на поверхности:  $T_0 = 12\,000^\circ$ ;  $15\,000^\circ$ ;  $20\,000^\circ\text{K}$ . Нижняя граница водородной атмосферы, соответствующая  $\tau = 10$ , была выбрана в качестве слоя, в котором задаются граничные условия (16)–(19). Функция  $\varphi_1(R, L)$  получалась следующим образом. За внешнюю поверхность звезды принят слой атмосферы, в котором

$$T(\tau_*) = T_*.$$

С помощью (22) можно получить, что  $\tau_* = 0.64$ . Тогда геометрическая

высота  $H$  атмосферы, как это следует из условия гидростатического равновесия, равна

$$H = \int_0^H dh = \frac{1}{g} \int_{P(\tau_e)}^{P(10.0)} \frac{dP}{\rho} = \frac{R^2}{GM} \int_{P(\tau_e)}^{P(10.0)} \frac{dP}{\rho}. \quad (23)$$

Интеграл в (23) находился численным методом с помощью таблиц для  $\gamma_1(\tau)$  и  $\gamma_2(\tau)$  [18], причем, как видно из (20), (21) значения интеграла зависят только от величины  $T_0$ , однозначно связанной с эффективной температурой  $T_0$ , которая очевидным образом выражается через  $R$ ,  $L$ . Следовательно,  $H = H(R, L)$  и

$$\varphi_1(R, L) = R - H(R, L), \quad (24)$$

где  $H(R, L)$  определяется с помощью соотношения (23).

Поскольку в пределах атмосферы с хорошей точностью  $L = \text{const}$ , то для функции  $\varphi_2(R, L)$ , очевидно, имеем

$$\varphi_2(R, L) = L. \quad (25)$$

Функция  $\varphi_3(R, L)$  тоже имеет достаточно простой вид. Действительно, с помощью (22) и соотношения

$$L = 4\pi R^2 \tau T_0^4$$

получим

$$\varphi_3(R, L) = \left[ \frac{3(q(10.0) + 10.0)}{16\pi\sigma} \right]^{1/4} L^{1/4} R^{-1/2}. \quad (26)$$

Согласно (21), для функции  $\varphi_4(R, L)$ , представляющей собой плотность „на дне“ атмосферы, можем написать

$$\varphi_4(R, L) = (GM)^{1/2} \eta_2(10.0) R^{-1}. \quad (27)$$

Таким образом, функции  $\varphi_2(R, L)$  и  $\varphi_3(R, L)$  оказываются заданными аналитически. Что касается функций  $\varphi_1(R, L)$  и  $\varphi_4(R, L)$ , то, пользуясь величиной  $\int \frac{dP}{\rho}$  и  $\eta_0(10)$  для трех значений  $T_0$  и варьируя  $R$ , можно по (23), (24) и (27) построить на плоскости  $(R, L)$  сеть значений  $\varphi_1$  и  $\varphi_4$ , по которым с помощью двумерной интерполяции находятся  $\varphi_1(R, L)$  и  $\varphi_4(R, L)$ .

4. *Метод расчета.* Следуя [4], независимую переменную  $\xi$  мы вводим с помощью преобразования

$$\xi = \ln \left( 1.00001 - \frac{M_r}{M} \right), \quad (28)$$

где  $M$  — масса звезды. Поскольку диапазоны изменения  $P$ ,  $\rho$  и  $l$  по объему звезды слишком велики, то вместо этих величин использовались искусственные переменные

$$p \equiv P^{1/4}, \quad q \equiv \rho^{1/3}, \quad F \equiv \frac{l}{\xi^2}. \quad (29)$$

Далее выбиралось некоторое разбиение интервала  $(\xi_0, \xi_J)$ , соответствующее разбиению звезды на  $J$  тонких сферических слоев ( $J = 80 \div 150$ ) и система уравнений структуры звезды заменялась системой из  $4J$  уравнений в конечных разностях [15], представляющей собой (в совокупности с граничными условиями) полную систему уравнений относительно переменных

$$r_0, \dots, r_J, F_0, \dots, F_J, T_0, \dots, T_J, q_0, \dots, q_J, \quad (30)$$

описывающих структуру звезды.

Система уравнений в конечных разностях решалась релаксационным методом Хеннея [15]. Все необходимые вычисления выполнялись с помощью ЭВМ „Минск-22“. Расчет очередной модели начинается с выбора шага по времени  $\Delta t$ , определяющего увеличение массы звезды  $\Delta M = \dot{M} \Delta t$  (по сравнению с предыдущей моделью), где  $\dot{M}$  — скорость аккреции. Программа расчета была построена таким образом, что модель звезды (30) на каждом этапе эволюции вычислялась путем итераций, причем очередное приближение считалось окончательным, когда максимальная величина относительных поправок к значениям переменных (30) оказывалась не превосходящей значения  $\varepsilon_{\max} = 10^{-4}$ .

5. *Начальная модель.* Особая ситуация возникает при построении начальной модели, так как описанный выше алгоритм предполагает известной предшествующую модель звезды. Исключение представляет собой химический состав недр звезды, поскольку рассматриваемый в данной работе белый карлик имеет весьма простую историю (тривиальное остывание гомогенной звезды). Еще одно существенное упрощение связано с тем, что химический состав возникающей в момент  $t = 0$  у белого карлика водородной оболочки тоже

можно считать неизменным на протяжении расчетов (см. выше). Таким образом, звезда представляется состоящей из двух гомогенных частей: „ядра“ (1) и „оболочки“ (2), в качестве химического состава которых мы выбрали, соответственно, смеси CSMIX X и CSMIX VI [11]:

$$\begin{aligned} X_1 &= 0.000; & Y_1 &= 0.996; & Z_1 &= 0.004; \\ X_2 &= 0.996; & Y_2 &= 0.000; & Z_2 &= 0.004. \end{aligned} \quad (31)$$

Трудности при вычислении остальных величин связаны с тем, что в начале расчетов совершенно отсутствует информация о величинах  $\partial E/\partial t$  и  $\partial/\partial t(1/\rho)$  в уравнении (4); с другой стороны, поскольку в этот момент  $\varepsilon \equiv 0$ , аппроксимация  $\partial E/\partial t = \partial/\partial t(1/\rho) \cong 0$  совершенно непригодна. Остроумный способ получения начальной модели белого карлика, использованный в работе [4], состоит в том, что вычисления начинают со стационарной гелиевой звезды ( $\varepsilon \neq 0$ ) и затем от модели к модели формально „выключают“ реакции горения гелия. В результате такой фиктивной „эволюции“ звезда охлаждается к состоянию белого карлика, которое может быть использовано в качестве начального при дальнейших расчетах [4]. Одна из серии полученных таким путем в [4] гомогенных моделей (модель № 26 — см., [4], стр. 49) с „возрастом“  $t = 1.43 \cdot 10^8$  лет (считая от момента полного выключения горения He) была взята нами за основу при построении начальной модели в данной работе. Приведенная в [4] таблица недостаточно „подробна“, и число слоев было увеличено (примерно в 6 раз) путем кубичной интерполяции. Кроме того, граничные условия на поверхности звезды предполагают наличие атмосферы из чистого водорода (см. выше), поэтому к звезде с помощью соотношений (16)—(19) была „пришита“ соответствующая водородная атмосфера. Масса атмосферы, величину которой можно оценить, зная давление  $P$  на уровне  $\tau = 10.0$  (см. (20)), составляет ничтожную долю от массы звезды ( $\leq 10^{-16}$ ), поэтому для всех рассчитываемых далее моделей было принято  $\xi_{j-1} = \xi_j$ . С целью устранения погрешностей, внесенных при интерполяции и т. д., было проведено „сглаживание“ такой модели, состоящее в том, что описанным в разделе 4 методом, но при  $\Delta M = 0$  было сделано 5 шагов по времени—общей длительностью  $6.3 \cdot 10^7$  лет. Полученная таким образом слегка „остывшая“ модель была, наконец, принята в качестве начальной. Эта модель имеет следующие основные параметры:

$$\begin{aligned} M &= 0.5 M_{\odot}; & L &= 1.0337 \cdot 10^{32} \text{ эрг/сек}; \\ \lg T_* &= 4.2805; & R &= 1.0580 \cdot 10^9 \text{ см} \end{aligned} \quad (32)$$

и отличается от приведенной в [4] модели несколько более высокой плотностью и более низкой температурой в центре.

Несмотря на то, что масса водородной оболочки у модели (32) весьма мала, введение атмосферы из водорода устраняет возможность возникновения вблизи поверхности звезды конвективной зоны, обусловленной неполной ионизацией He. Температура „под атмосферой“ уже такова, что можно считать гелий полностью ионизованным. Это позволяет максимально упростить вычисление адиабатического градиента, т. е. принять

$$\nabla_{\text{ад}} \cong 0.4. \quad (33)$$

Дополнительным аргументом в пользу (33) является тот факт, что в горячих звездах главной последовательности неполная ионизация He вообще не приводит к конвекции, а конвективная зона неполной ионизации HeII совсем незначительна [19].

6. *Результаты расчетов.* Ниже приводятся результаты расчетов эволюции белого карлика с начальной массой  $M_0 = 0.5 M_{\odot}$  на стадии квазистатической аккреции водорода. Основная серия из 84 моделей была получена в предположении, что скорость прироста водородной оболочки постоянна и равна

$$\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}. \quad (34)$$

Основные параметры полученных моделей, в том числе и возраст  $t$ , отсчитанный от момента начала аккреции  $t = 0$ , сведены в табл. 1 ( $T_H$ ,  $\rho_H$  и  $\psi_H$  — соответственно, температура, плотность и параметр вырождения в самой нижней части водородной оболочки).

Как видно из табл. 1, расчеты охватывают период  $T \sim 0.8 \cdot 10^8$  лет, ничтожный по сравнению со временем  $\tau$  охлаждения звезды в целом ( $\sim 10^8$  лет). С другой стороны, согласно (34), полное изменение массы звезды за время  $T$  составляет  $\Delta M \approx 0.8 \cdot 10^{-3} M_{\odot} \ll M_0$ . Поэтому возмущения в структуре глубоких недр звезды оказываются весьма незначительными. Например, изменения плотности и температуры в центре на протяжении расчетов составляют всего

$$\frac{\Delta \rho_{\text{ц}}}{\rho_{\text{ц}}} \sim 1\%. \quad \frac{\Delta T_{\text{ц}}}{T_{\text{ц}}} \sim 0.1\%.$$

Это отнюдь не относится к внешним слоям звезды, которые и являются далее основным объектом наших исследований.

а) *Формирование слоевого энергоисточника.* Аккреция приводит к значительному росту размеров белого карлика. Общее увеличение радиуса  $R$  звезды (к концу расчетов) составляет  $\approx 55\%$  по сравнению с начальной моделью, или  $\approx 35\%$  по сравнению с моделью I.

Таблица 1

№ модель	$t \cdot 10^{-6}$ (лет)	$M/M_{\odot}$	$\lg T_H$	$\lg \rho_H$	$\psi_H$	$L \cdot 10^{-31}$	$\lg T_c$
0	0	0.5000000	4.5040	-6.3227	—	10.337	4.2805
1	0.10	0.5001000	7.0395	+2.5053	0.468	12.739	4.2643
3	0.30	0.5003000	7.1348	2.9738	1.630	30.074	4.3524
22	0.49940	0.5004994	7.2060	3.1419	1.887	67.472	4.4332
31	0.59940	0.5005994	7.2470	3.1853	1.809	92.820	4.4584
32	0.60940	0.5006094	7.2515	3.1884	1.794	95.933	4.4607
50	0.73690	0.5007369	7.3135	3.2124	1.512	201.940	4.5144
63	0.80590	0.5008059	7.3921	3.1777	0.945	346.530	4.5706
69	0.81130	0.5008113	7.4342	3.1382	0.600	488.511	4.5945
76	0.812380	0.5008124	7.4837	3.0891	0.213	527.815	4.6085
79	0.812585	0.5008124	7.5060	3.0671	0.049	509.875	4.6079
82	0.812665	0.5008124	7.5365	3.0368	-0.169	496.536	4.6065
84	0.812698	0.5008124	7.4748	2.9981	-0.439	489.194	4.6052

Однако во внутренних слоях звезды изменения  $r$  не столь значительны и, более того, уже на небольшом удалении от поверхности  $dr/dt < 0$ . Очевидное объяснение этого состоит в том, что вещество звезды сжимается под действием веса присоединяемого водорода ( $dp/dt > 0$ ). Эффект сжатия, совершенно ничтожный в центральных областях, особенно заметен на периферии, и это определяет ход дальнейшей эволюции. На рис. 1, иллюстрирующем изменение со временем радиуса  $r_H$  нижней границы водородной оболочки, видно, что уже на первых этапах аккреции граница He—H быстро перемещается вглубь — в область более высоких  $\rho$  и  $T$ . На рис. 2 представлено распределение температуры во внешней части звезды на различных стадиях эволюции (цифры указывают номер модели, вертикальной чертой отмечено местоположение границы He—H). Как видно из рис. 1 и 2, растущая водородная оболочка играет роль „поршня“, приводящего к сжатию и нагреву внешних слоев белого карлика. В результате такого процесса недр звезды ( $M_r/M \lesssim 0.995$ ) становятся все более изотермичными, а зависимость  $T(M_r/M)$  вскоре перестает быть монотонной (см. рис. 2). Максимум в распределении температуры, возникающий в модели 32 ( $t = 0.6094 \cdot 10^6$  лет) при  $(M_r/M)_m = 0.9988709$  ( $\lg T_m = 7.2515$ ,  $\lg \rho_m =$

$\approx 3.1884$ ,  $\psi_m = 1.794$ ), располагается несколько выше нижней границы водорода  $(M_r/M)'_H = 0.9988318$ .

Для исследования эволюции внешних слоев белого карлика удобно рассматривать зависимость  $T_H(\rho_H)$ , представленную на рис. 3 ( $T_H$  и  $\rho_H$  — температура и плотность на „дне“ водородной оболочки); цифры указывают номер модели (см. табл. 1). Пунктирная кривая на рис. 3 соответствует результатам, полученным в работе [4]. Нетрудно видеть, что между моделями 3 и 31 сжатие вещества вблизи границы He—H является квазиadiaбатическим: действительно, наклон соответствующей части кривой  $T_H(\rho_H)$  весьма близок к характерному для адиабаты значению  $((\partial \ln T)/(\partial \ln \rho))_{ad} = \gamma - 1 = 0.67$  (см. рис. 3). Об-

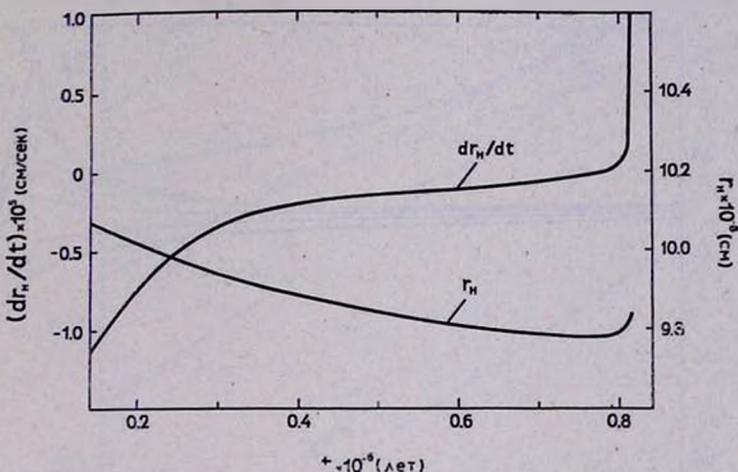


Рис. 1. Изменение со временем радиуса ( $r_H$ ) и скорости перемещения ( $dr_H/dt$ ) нижней границы водородной оболочки.

разование температурного максимума приводит к тому, что наряду с обычным потоком энергии к поверхности ( $L_r > 0$ ) возникает поток энергии в недра звезды ( $L_r < 0$ ). Однако решающую роль на данном этапе эволюции играет то обстоятельство, что существенный рост температуры имеет место в области с незначительным уже вырождением ( $\psi \lesssim 2$ ), где электронная теплопроводность еще не настолько велика, чтобы воспрепятствовать дальнейшему повышению температуры. Хотя по мере опускания водорода в глубь звезды влияние теплопроводности электронами становится все более заметным, как видно из рис. 2, температурный максимум постепенно смещается от границы He—H в сторону менее вырожденных слоев — достигнутая

температура оказывается все же достаточной для зажигания термоядерных реакций в нижней части водородной оболочки.

Резкое увеличение энерговыделения в в втой части звезды приводит к еще более крутому росту  $T_H$  на рис. 3, и нагрев приобретает ускоренный характер. Область интенсивного энерговыделения весьма узка — ее „полуширина“ (по  $\epsilon$ ) в модели 32 составляет около 1% от радиуса и менее 0.05% от массы звезды — и, как видно из рис. 2, имеет тенденцию к еще большей локализации в последующих моделях. Таким образом, вскоре после образования максимума в распределении температуры можно говорить о возникновении слоевого источника энергии, расположенного в нижней части водородной оболочки и соответствующего  $\rho \sim 10^3$  г/см<sup>3</sup>. Максимум температуры и

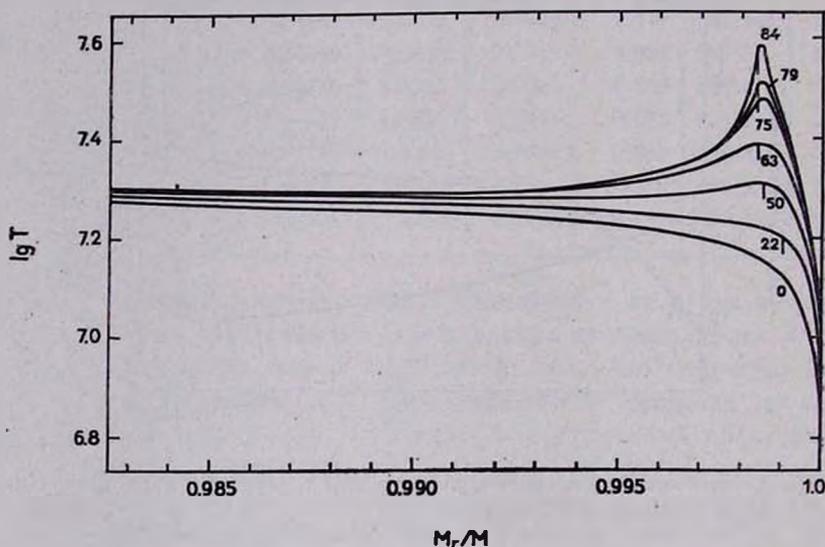


Рис. 2. Распределение температуры во внешних слоях белого карлика на различных стадиях эволюции. Цифры указывают номер модели. Вертикальным штрихом отмечена граница He—H.

энерговыделения находится в непосредственной близости от границы He—H (см. рис. 2), так что используемые нами значения температуры  $T_H$  и плотности  $\rho_H$  в самом нижнем слое водорода довольно точно характеризуют физические условия в слоевом энергоисточнике.

б) *Термическая неустойчивость во внешних слоях белого карлика.* Как известно [4, 20], характер тепловой неустойчивости в слоевом источнике энергии зависит от степени вырождения вещества.

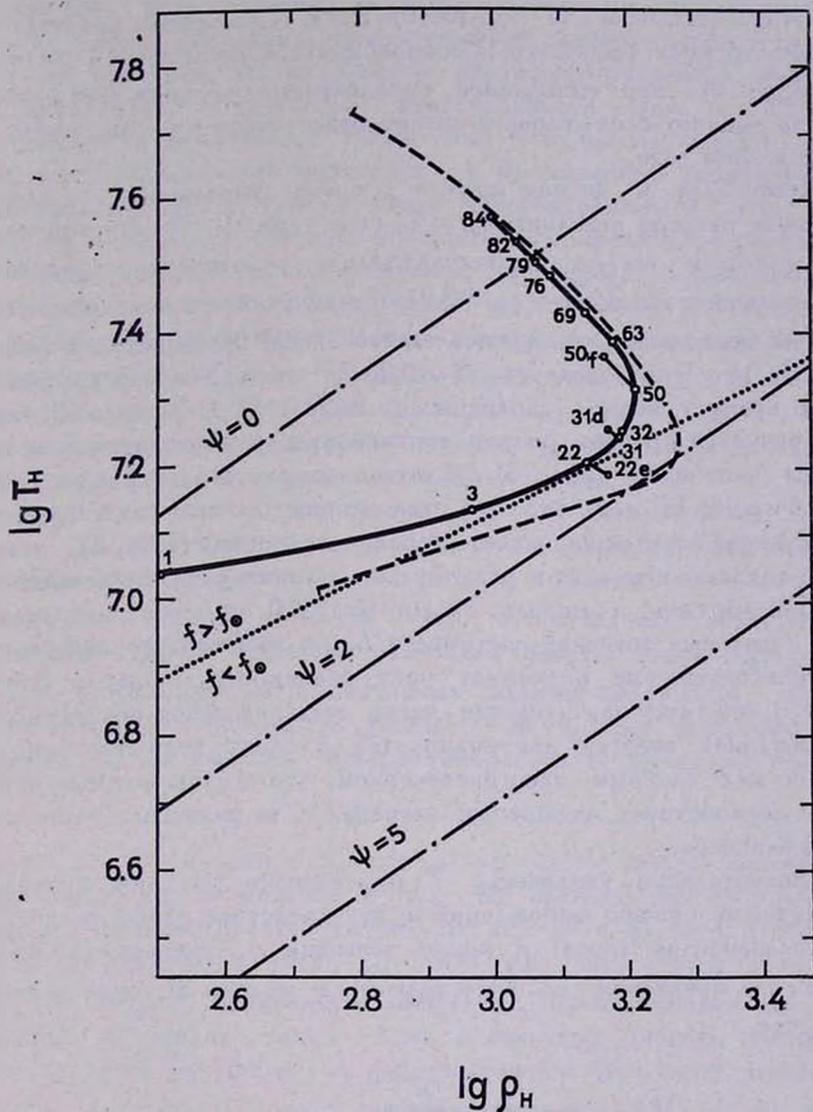


Рис. 3. Зависимость температуры ( $T_H$ ) от плотности ( $\rho_H$ ) для нижней границы водородной оболочки. Цифрами отмечены номера моделей. Штрих-пунктиром указаны линии уровня параметра вырождения  $\psi$ . Пунктирная кривая соответствует результатам работы [4].

В предельном случае сильного вырождения имеет место неустойчивость типа „вспышки“ ( $\dot{T} > 0$ ,  $\rho \approx 0$ ). Если вырождение недостаточно сильное, то рост температуры сопровождается уменьшением плотности ( $\dot{T} > 0$ ,  $\rho < 0$ ); при выполнении определенных условий [20] неустойчивость тонкого слоя горения может развиваться и в совершенно невырожденном газе.

Поскольку в данном случае степень вырождения в слоевом источнике энергии невелика,  $\psi_H < 2$ , (см. табл. 1), то неустойчивость типа вспышки весьма непродолжительна — плотность  $\rho_H$  достигает максимального значения  $\lg \rho_H = 3.2131$  и сохраняется таковой (с точностью до нескольких единиц последнего знака) примерно для моделей 50 ÷ 57, что соответствует  $\Delta t \approx 0.25 \cdot 10^8$  лет. Условно „вспышкой“ можно назвать период эволюции от модели 31 до модели 63, характеризующийся крутым ростом температуры и незначительным изменением плотности (рис. 3). Длительность этого периода составляет  $\Delta t \approx 0.2 \cdot 10^8$  лет, что в 3 раза меньше длительности всей предшествующей эволюции после начала аккреции (табл. 1), тем не менее вспышка приводит к резкому возрастанию энерговыделения — от  $\epsilon \approx 1500$  эрг/г.сек в модели 31 до  $\epsilon \approx 15000$  эрг/г.сек в модели 63. Рост локальных значений светимости  $L_r$  на внешней стороне слоевого энергоисточника уже опережает рост светимости звезды  $L$ . Это говорит о том, что значительная часть выделяющейся при термоядерных реакциях энергии аккумулируется в слоях вещества непосредственно над слоевым энергоисточником, что в свою очередь чрезвычайно способствует ускорению нагрева, т. е. развитию термической неустойчивости.

Значительное увеличение  $T$  при условии  $\rho \approx \text{const}$  приводит к дальнейшему снятию вырождения и, как следствие этого, расширению разогревающихся слоев: к концу вспышки  $\psi_H$  уменьшается почти в 2 раза по сравнению со значением  $\psi_H$  в модели 31, причем за счет того, что

$$\rho_H < 0$$

движение изображающей звезду точки  $(\rho_H, T_H)$  на рис. 3 как раз способствует наибо́льшему падению  $\psi_H$  („трек“ на рис. 3 становится перпендикулярным линиям  $\psi = \text{const}$ ). Однако с началом расширения оболочки рост температуры  $T_H$  не только приостанавливается, а, напротив, становится еще более ускоренным (табл. 1). Таким образом, вслед за авторами работы [4] мы можем сделать вывод, что вспышка имеет своим непосредственным продолжением неустой-

чивость 2-го типа (см. выше), впервые изученную Шварцшильдом и Хармом [20]. Возникновению такой неустойчивости способствует небольшая ширина возникающего при вспышке слоевого энергоисточника; интересно отметить, что дальнейшая эволюция приводит к еще большей локализации термической неустойчивости (рис. 2). Развитие неустойчивости облегчается также тем, что при  $\lg T > 7.3$  главная роль в энерговыделении переходит от  $pp$ -реакций к реакциям углеродно-азотного цикла, гораздо более чувствительным к росту температуры и в большей степени подверженным эффекту экранирования [12]. Кроме того, снятие вырождения, приводящее к расширению и тем самым несколько „демпфирующее“ неустойчивость, косвенно все же способствует развитию теплового взрыва, поскольку падение электронной теплопроводности уменьшает роль теплоотвода  $L_r^-$  в недра звезды. Характерно, что температурный максимум (рис. 2), первоначально смещающийся в сторону меньших плотностей, в дальнейшем вновь приближается к границе водорода с гелием.

Важнейшая особенность развивающегося теплового взрыва состоит в том, что скорость энерговыделения в слое горения водорода систематически превышает теплоотвод, в том числе по направлению к поверхности звезды, несмотря на то, что локальная светимость  $L_r^+$  на внешней стороне слоевого источника энергии очень быстро возрастает: в последней из рассчитанных моделей величина  $L_r^+$  почти в 20 раз превышает светимость звезды  $L$ . Вследствие этого рост температуры  $T_H$  чрезвычайно быстро ускоряется со временем: величина

$$\tau = T_H / \dot{T}_H$$

меняется от  $\tau \approx 10^6$  лет в модели 31 до  $\tau \approx 10^5$  лет в модели 63 и равна  $\tau \approx 250$  лет в модели 84 (шаг по времени для этих моделей выбирался равным, соответственно,  $10^6$ ;  $0.5 \cdot 10^4$  и 13 лет). Начиная с модели 75, шаг по времени  $\Delta t < 100$  лет, так что в силу (34)  $\Delta M < 10^{-7} M_\odot$ , и поскольку вычисления производились на ЭВМ „Минск-22“ (разрядная сетка — семь десятичных знаков), то расчет моделей 75÷84 выполнялся в предположении  $M = \text{const}$ . Сравнение моделей для  $\Delta t \geq 100$  лет, рассчитанных при  $\Delta M = \dot{M} \cdot \Delta t$  и при  $\Delta M = 0$ , показывает, что такое формальное „выключение“ аккреции на последней стадии вычислений не сказывается, по-видимому, на точности расчетов теплового взрыва в нижней части водородной оболочки.

Вследствие ускоренности нагрева во времени среднее значение энерговыделения  $\epsilon$  в слое горения водорода оказывается весьма небольшим, так как, несмотря на то, что в конце расчетов  $\epsilon$  достигает

величин  $\sim 10^7$  эрг/г·сек, в подавляющей части полного времени эволюции значения  $\epsilon$  невысоки. Это ведет, во-первых, к тому, что средняя величина потока энергии в недра звезды тоже незначительна и, как уже было отмечено, тепловой взрыв на поверхности ядра белого карлика индуцирует в его недрах лишь малые возмущения. Во-вторых, малость  $\epsilon$  означает, что можно пренебречь выгоранием водорода в слоевом энергоисточнике и считать химический состав не зависящим от времени — как и было принято нами при расчетах.

Рассмотрим подробнее перемещения границы He—H. Как видно из рис. 1, на котором представлены в зависимости от времени радиус  $r_H$  и скорость  $dr_H/dt$  нижней [границы H-оболочки, начальные стадии аккреции сопровождаются довольно быстрым движением водорода к центру белого карлика — скорость  $dr_H/dt < 0$  и медленно падает со временем от  $\approx -1 \cdot 10^{-5}$  см/сек в моделях 1 и 2 до  $\approx -1 \cdot 10^{-6}$  см/сек в модели 50. Далее  $r_H$  достигает минимального значения, скорость  $dr_H/dt \approx 0$  в модели 55 и развитие неустойчивости 2-го типа ( $\rho < 0$ ) сопровождается ускоренным расширением, не успевающим, правда, значительно увеличить  $r_H$  (рис. 1).

Причиной, по которой вычисления были приостановлены на модели 84, оказалось не возрастание роли динамических эффектов (как предполагалось до начала расчетов), а трудности численного характера, связанные с ростом погрешностей округления при вычислении членов вида  $\partial E/\partial t$  и  $\partial/\partial t(1/\rho)$  в уравнении (4).

Вследствие резкого возрастания температуры вблизи границы He—H температурный градиент в оболочке звезды на последних стадиях расчета весьма велик, и, начиная с модели 76, над слоевым источником энергии возникает зона конвективного равновесия, которая увеличивается в размерах от модели к модели, захватывая все более удаленные от центра части звезды.

Как видно из табл. 1, аккреция водорода приводит к весьма ощутимому росту светимости  $L$  и эффективной температуры белого карлика, максимальное изменение которых в процессе расчета составляет

$$\Delta \lg L \cong 1.71; \quad \Delta \lg T_e \cong 0.328,$$

что значительно превосходит соответствующие значения 0.945 и 0.203, полученные для аналогичного случая в работе [4]. Небольшое уменьшение  $L$  и  $T_e$  на самых последних стадиях расчета (после модели 76), характерное и для моделей Джиаанноне и Вейгерта [4], можно отнести

за счет некоторой некорректности вблизи поверхности звезды аппроксимации  $\Delta M = 0$ , используемой при малых  $\Delta t$ .

Отметим, что значительное увеличение радиуса звезды в процессе аккреции—отношение  $(\Delta \ln R)/(\Delta \ln M)$  у нас составляет  $\approx 205$  (считая от модели 1), в отличие от  $\approx 100$  в работе [4]—можно сопоставить с наблюдательными данными: как известно, для Сириуса В наблюдения дают для  $R$  величины, почти вдвое превышающие теоретическое (чандрасекаровское) значение [21].

в) Эволюция при  $\dot{M} \neq \text{const}$ . Описанные выше результаты получены при условии  $\dot{M} = \text{const}$ , выбор которого продиктован прежде всего соображениями простоты. При  $\dot{M} \neq \text{const}$  расчет по той же схеме не вызывает никаких принципиальных затруднений, однако в настоящее время трудно отдать предпочтение какой-либо конкретной зависимости  $\dot{M}(t)$ . Можно предполагать, что функция  $\dot{M}(t)$  должна быть убывающей. Наиболее простым образом это может быть смоделировано „выключением“ аккреции с какого-либо момента времени и исследованием дальнейшей эволюции звезды с  $\dot{M} = \text{const}$ .

Результаты расчета таких дополнительных ветвей эволюции, имеющих началом модели 22, 31 и 50, представлены в таблицах 2—4.

Таблица 2

№ модели	$t \cdot 10^{-6}$ (лет)	$M/M_{\odot}$	$\lg T_H$	$\lg \rho_H$	$\psi_H$	$\lg T_*$
22	0.4994+0	0.5004994	7.2060	3.1419	1.887	4.4332
22a	+ 0.25	„	7.2027	3.1453	1.923	4.4005
22b	+ 2.25	„	7.2017	3.1463	1.935	4.3961
22c	+10.00	„	7.2007	3.1488	1.952	4.3846
22d	+12.00	„	7.2003	3.1494	1.957	4.3842
22e	+20.00	„	7.1999	3.1534	1.982	4.3829

Как видно из табл. 4 и рис. 3, эволюция звезды в ветви 50—50f приводит к дальнейшему увеличению интенсивности слоевого энерго-источника и развитию тепловой неустойчивости (правда, со значительно меньшей скоростью, чем при расчетах с  $\dot{M}'_1 = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ). В случае 31—31d первоначальный рост  $T_H$  настолько замедляется (см. табл. 3), что можно сделать вывод об исчезновении термической неустойчивости и установлении стационарного состояния (отметим, что образование температурного максимума во внешней части звезды происходит между моделями 31 и 50—в модели 32).

Что касается моделей 22—22е, то, как видно из табл. 2, на этом пути звезда просто охлаждается — правда, весьма медленно, так что и здесь можно говорить о достижении некоторого стационарного состояния.

Таблица 3

№ модели	$t \cdot 10^{-6}$ (лет)	$M/M_{\odot}$	$\lg T_H$	$\lg \rho_H$	$\psi_H$	$\lg T_e$
31	0.5994 + 0	0.5005994	7.2470	3.1853	1.809	4.4584
31a	" + 1.00	"	7.2566	3.1769	1.714	4.4413
31b	" + 3.00	"	7.2588	3.1748	1.692	4.4433
31c	" + 10.00	"	7.2594	3.1750	1.689	4.4440
31d	" + 12.00	"	7.2594	3.1753	1.690	4.4440

Расчеты в дополнительных ветвях эволюции были приостановлены ввиду того, что при больших величинах  $t$  (см. табл. 2—4) химический состав уже нельзя считать постоянным, учет же этого сопряжен с коренной перестройкой программы расчета на ЭВМ. Тем

Таблица 4

№ модели	$t \cdot 10^{-6}$ (лет)	$M/M_{\odot}$	$\lg T_H$	$\lg \rho_H$	$\psi_H$	$\lg T_e$
50	0.7369 + 0	0.5007369	8.3135	3.2124	1.512	4.5144
50a	" + 0.0800	"	7.3286	3.1989	1.370	4.5144
50b	" + 0.2021	"	7.3427	3.1855	1.240	4.5394
50c	" + 0.2521	"	7.3470	3.1809	1.199	4.5439
50d	" + 0.3521	"	7.3566	3.1709	1.110	4.5527
50e	" + 0.4000	"	7.3621	3.1652	1.060	4.5568
50f	" + 0.4300	"	7.3665	3.1605	1.020	4.5594

не менее полученные результаты позволяют нам заключить, что для рассмотренного гелиевого белого карлика ( $M = 0.5 M_{\odot}$ ,  $L = 1.0337 \cdot 10^{32}$  эрг/сек,  $\lg T_e = 4.2805$ ) возникновение термически нестабильного слоя горения водорода возможно лишь при условии, что масса накопленной в результате аккреции оболочки во всяком случае превышает „критическое“ значение

$$(M_H)_{кр} = 0.6 \cdot 10^{-3} M_{\odot},$$

соответствующее, примерно, модели 31 (см. рис. 3 и табл. 1).

Автор выражает глубокую благодарность В. В. Порфирьеву за интерес к работе и за полезные замечания, сделанные при обсуждении полученных результатов.

Главная астрономическая обсерватория  
АН УССР

## THE EVOLUTION OF WHITE DWARF WITH ACCRETION OF HYDROGEN RICH MATTER. I.

Yu. O. REDKOBORODY

An evolutionary sequence was calculated for a white dwarf on which a hydrogen rich envelope is assumed to increase with time. The stellar models have been computed by integrating numerically the system of stellar structure equations by means of the Henyey method. An accretion of matter was assumed to be quasistatic. Near the point of the chemical discontinuity a temperature maximum is shown to be built up, after hydrogen is ignited a thin shell energy source is formed. The new shell source is thermally unstable. The resulting thermal runaway was followed numerically. The burning of the hydrogen is shown to become unstable when the mass of the hydrogen envelope exceeds some critical value.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. Ledoux, E. Sauventer-Goffin, Ap. J., 111, 611, 1950.
2. T. D. Lee, Ap. J., 111, 625, 1950.
3. L. Mestel, M.N., 112, 583, 1952.
4. P. Giannone, A. Weigert, Z. Astrophys., 67, 41, 1967.
5. W. K. Rose, Ap. J., 152, 245, 1968.
6. W. C. Saslow, M.N., 138, 337, 1968.
7. S. Hayakawa, D. Sugimoto, Astrophys. Space Sci., 1, No. 2, 1968.
8. L. Sacco, Pubbl. Oss. Astr. Padova, No. 145, 1968.
9. J. N. Bahcall, R. M. May, Ap. J., 152, No. 1, L. 17, 1968.
10. Landolt-Börnstein, Num. data and functional relations in sci. and techn., New series, I, Springer-Verlag, 1965.
11. А. Н. Кокко, Дж. Н. Стюарт, Научн. информ. АС АН СССР, вып. 15, М., 1969.
12. В. В. Порфирьев, Ю. Н. Редкобородый, Астрофизика, 5, 393, 1969.
13. E. Salpeter, Austr. J. Phys., 7, 373, 1954.
14. J. Baerentzen, Ap. J., 151, No. 3, Part 2, 1968.
15. L. G. Henyey, J. E. Forbes, N. L. Gould, Ap. J., 139, No. 1, 1964.
16. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1967.
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964.

18. *A. K. Колесов*, *Астрон. ж.*, 41, 2, 1964.
19. *В. Г. Горбачкий*, *A. K. Колесов*, *Астрофизика*, 2, стр. 273, 1966.
20. *M. Schwarzschild*, *R. Härm*, *Ap. J.*, 142, 855, 1965.
21. *L. Mestel*, *Stellar Structure*, ed. by *L. H. Aller* and *D. B. McLaughlin*, University of Chicago Press, 1965, p. 298.

## АТМОСФЕРА НЕВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

Г. С. СААКЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 29 февраля 1972

Для горячих барионных звезд предложена модель атмосферы, состоящая из протонно-электронного газа и излучения. При светимостях  $L \approx 1.3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек  $M = M_{\odot}$ ,  $R \approx 10$  км и поверхностная температура  $T_R \approx 2 \cdot 10^7$  °К) получается достаточно протяженная атмосфера: у поверхности звезды плотность частиц  $n \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а на расстоянии  $10^3$  км  $n \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Такая атмосфера, по-видимому, существует у пульсаров.

1. За последние десять лет была проделана большая работа в области теории сверхплотных небесных тел [1, 2]. Были исследованы свойства вещества при чрезвычайно больших плотностях, рассчитаны параметры звездных конфигураций, состоящих из вырожденной электронно-ядерной плазмы и вырожденного барионного газа. Конфигурация с центральной плотностью порядка ядерной в основном состоит из вырожденного барионного газа (нуклоны, гипероны) со сравнительно небольшой примесью лептонов (электроны и отрицательные мюоны), необходимой для обеспечения стабильности первых. Именно по этой причине, взамен традиционного названия нейтронной звезды, для подобных небесных тел мы считаем целесообразным употребить название барионной звезды, как более правильно отражающее физическое содержание этих объектов.

В центральной части звезды, заполненной барионным газом и называемой барионным ядром, сосредоточена значительная часть массы. В слое, где плотность массы находится в интервале  $3 \cdot 10^{11} < \rho < 2 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ , вещество состоит из свободных нейтронов, атомных ядер и электронов („Аеп“-фаза вещества). Масса и толщина его

малы по сравнению с массой и толщиной барионного ядра. В оболочке звезды, где  $\rho \leq 3 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ , вещество состоит из атомных ядер и свободного вырожденного электронного газа. Масса и толщина оболочки также малы по сравнению с соответствующими величинами барионного ядра. Разумеется, описанная выше картина имеет место, когда центральная плотность выше ядерной. При плотностях  $3 \cdot 10^{11} + 2 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$  мы будем иметь звезду с центральным массивным ядром, состоящим из нейтронов, ядер и электронов, а при  $\rho \leq 3 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$  — конфигурации белых карликов.

В численных расчетах характеристик барионных конфигураций было установлено, что у поверхности плотность массы быстро падает на несколько порядков на расстоянии порядка сантиметров, т. е. они обладают резко выраженной границей. Таким образом, складывается впечатление, что барионные звезды лишены сколько-нибудь заметной атмосферы. С другой стороны, пульсары, которые, как известно, отождествлены с барионными звездами, очевидно, должны обладать богатой атмосферой с толщиной, превышающей их радиус (без этого трудно представить те сложные физические явления, которые разыгрываются в пространстве вокруг звезды при распространении электромагнитных волн). В настоящей статье мы преследуем цель разрешить эту неувязку.

2. Прежде чем приступить к исследованию вопроса атмосферы, отметим некоторые важные свойства вещества оболочки. Здесь, в неустойчивом состоянии вырожденной  $Ae$ -плазмы, массовое число  $A$  и заряд  $eZ$  ядер являются функцией плотности, а именно, у поверхности мы имеем ядра с параметрами  $A = 56$ ,  $Z = 26$  (железо), а в конце этой фазы —  $A = 122$ ,  $Z = 39$ . Наличие легких ядер исключено, если звезда просуществовала достаточно долго после своего образования. Ниже предполагается именно такой химический состав вещества оболочки, в которой нет легких ядер.

Исходя из простых соображений, легко убедиться, что если на поверхности не изменять химический состав вещества и предположить непрерывное падение плотности, то действительно эти тела должны обладать резкой границей. Это непосредственно следует из барометрической формулы

$$n_A(x) = n_A(0) e^{-\frac{x}{l}}, \quad (1)$$

где  $n_A(0)$  — плотность ядер на некоторой небольшой глубине  $u$  самой

поверхности,  $x$  — высота слоя,  $l$  — характерное расстояние, на котором плотность испытывает существенное изменение

$$l = \frac{R^2 k T}{G m_A M} = 0.11 \frac{M_\odot R_0^2}{M} T_7. \quad (2)$$

Здесь  $M$  и  $R$  — масса и радиус звезды,  $R_0 = 10^{-6} R$ ,  $T$  — температура,  $T_7 = 10^{-7} T$ ,  $k$  — постоянная Больцмана. Как видим, эффективная толщина поверхностного слоя оказывается порядка одного миллиметра (на расстоянии  $x = 5$  см плотность уменьшается в  $10^{20}$  раз), если считать  $M/M_\odot \approx R_0 \approx T_7 \approx 1$  (что является разумным). В случае водородной оболочки  $l$  может достигать нескольких сот метров, и применение формулы (1), строго говоря, не корректно, вследствие заметного изменения температуры вдоль этого слоя.

Можно построить модели атмосфер барионных конфигураций для различных химических составов. Здесь будет рассмотрена модель плазменной атмосферы, состоящей из протонов, электронов и электромагнитного излучения. В отсутствие вращения мы имеем следующие уравнения для атмосферы:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM}{r^2} \rho, \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\chi L}{16 \pi a c} \frac{\rho}{r^2 T^3}, \quad (4)$$

$r$  — расстояние от центра звезды,  $M$  — масса,  $L$  — светимость,  $a$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $\chi = 0.38$  — непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием излучения,  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность массы,

$$P = 2knT + \frac{1}{3} a T^4, \quad (5)$$

$$\rho = m_p n + \frac{a}{c^2} T^4.$$

Плазма предполагается квазинейтральной,  $n_e \approx n_p \equiv n$ . Мы предполагаем  $T \lesssim 10^7$ , что дает возможность не учитывать нейтринный канал потерь энергии.

Разделим уравнение (3) на (4)

$$\frac{dP}{dT} = \frac{16 \pi a c G}{3\chi} \frac{M}{L} T^3. \quad (6)$$

Интегрируем это уравнение, предполагая, что в атмосфере нет источ-

ников энергии, т. е.  $L = \text{const}$  и изменение, вносимое атмосферой в массу звезды, очень мало

$$P = \frac{4\pi acG}{3\chi} \frac{M}{L} T^4 + C,$$

где  $C$  — постоянная интегрирования. Из очевидного требования равенства нулю давления при  $T = 0$  следует, что  $C = 0$ . Итак,

$$P = \frac{4\pi acG}{3\chi} \frac{M}{L} T^4. \quad (7)$$

Сравнивая выражения давления в формулах (5) и (7), можно определить зависимость плотности частиц в плазме от температуры:

$$n = \frac{ae}{6k} T^3, \quad (8)$$

где введено обозначение

$$e = \frac{L_m M}{LM_\odot} - 1, \quad L_m = \frac{4\pi GM_\odot c}{\chi} = 1.32 \cdot 10^{38} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (9)$$

Теперь определим зависимость температуры от расстояния. Для полной плотности массы имеем

$$\rho = \frac{am_p e}{6k} T^3 + \frac{a}{c^2} T^4. \quad (10)$$

Подставим это выражение  $\rho$  в уравнение (4),

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{c_1 + c_2 T}{r^2}, \quad (11)$$

где

$$c_1 = \frac{\chi m_p e L}{32\pi ck} = 1.54 \cdot 10^{-21} e L, \quad (12)$$

$$c_2 = \frac{3\chi L}{16\pi c^3} = 8.39 \cdot 10^{-34} L.$$

Проинтегрируем уравнение (11) и потребуем непрерывность температуры на поверхности звезды,

$$T(r) = \left( T_R + \frac{c_1}{c_2} \right) \exp \left[ - \frac{c_2}{R} \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right] - \frac{c_1}{c_2}, \quad (13)$$

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{m_p c^2}{k} \frac{e}{6} = 1.82 \cdot 10^{13} e. \quad (14)$$

Из (8) следует, что параметр  $\varepsilon$  может иметь только положительные значения. Потребовав выполнения условия  $\varepsilon \geq 0$ , из (9) получим

$$L \leq \frac{M}{M_{\odot}} L_m = 1.32 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (15)$$

Этот результат означает, что для каждой барионной звезды с заданной массой существует максимальное значение светимости  $ML_m/M_{\odot}$ . Ниже мы снова вернемся к этому вопросу.

Для всех барионных конфигураций отношение  $c_2/R$  является малой величиной

$$\frac{c_2}{R} = \frac{3\lambda L}{16\pi c^3 R} = 8.39 \cdot 10^{-40} \frac{L}{R_g} \ll 1. \quad (16)$$

Это обстоятельство позволяет в (13) экспоненту разложить в ряд. Оставляя первые два члена разложения, получаем

$$T(r) = T_R \left[ 1 - c_3 \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right], \quad (17)$$

где

$$c_3 = \frac{c_2}{RT_R} \left( T_R + \frac{c_1}{c_2} \right). \quad (18)$$

Подставляя (17) в (8), находим зависимость плотности частиц от  $r$

$$n(r) = n_R \left[ 1 - c_3 \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right]^3, \quad (19)$$

где  $n_R$  — плотность протонов (электронов) на дне атмосферы

$$n_R = \frac{a\varepsilon}{6k} T_R^3 = 9.14 \cdot 10^{21} \varepsilon T_7^3(R). \quad (20)$$

Решения (17) и (19) ранее были получены в работе [11], в связи с исследованием вопроса медленного истечения вещества атмосферы у звезд с массами  $M > 10 M_{\odot}$ .

3. Из (19) для толщины атмосферы  $l = R_1 - R$  ( $R_1$  — расстояние, на котором плотность обращается в нуль, или можно сказать  $n(R_0)/n_R \ll 1$ ) имеем

$$l = \frac{R}{c_3 - 1}. \quad (21)$$

Определим отношение плотностей энергий излучения и вещества

$$\frac{p_r}{c^3 p_m} = \frac{aT^4}{m_p n c^2} = \frac{6k}{m_p c^2} \frac{T(r)}{\varepsilon} = 5.5 \cdot 10^{-6} \frac{T_7}{\varepsilon}. \quad (22)$$

Ниже будет показано, что наименьшее значение параметра  $\varepsilon$  равно  $5 \cdot 10^{-5} T_1(R) R_0$ , следовательно  $\rho_r / (c^3 \rho_m) \ll 0.1$ , т. е. в атмосфере ба-рионной звезды везде  $\rho_r \ll c^3 \rho_m$ . Отношение давлений равно

$$\frac{P_m}{P_r} = \frac{2knT}{aT^4/3} = \varepsilon. \quad (23)$$

Таким образом, вдоль атмосферы отношение давлений вещества и излучения постоянно и равно  $\varepsilon$ . При  $L < L_m \approx 1.32 \cdot 10^{38}$  давление вещества больше давления излучения, а при  $L \approx L_m$  решающим является давление излучения.

Определим массу атмосферы

$$M_{\text{ат.}} = 4\pi m_p \int_R^{R_1} n(r) r^2 dr, \quad (24)$$

где  $R_1 = R + l$  — наружный радиус; массой, обусловленной излучением, мы пренебрегли. Подставляя сюда выражение  $n(r)$  из (19) и интегрируя, находим

$$M_{\text{ат.}} = \frac{2\pi m_p a \varepsilon}{3k} R^3 T_R^3 \left( c_3 \ln \frac{c_3}{c_3 - 1} - c_3^2 - \frac{1}{2} c_3 - \frac{1}{3} \right), \quad (25)$$

$$\frac{2\pi m_p a}{3k} R^3 T_R^3 = 1.92 \cdot 10^{17} R_0^3 T_7^3.$$

Таким образом, задача атмосферы решена: структура атмосферы зависит от трех параметров, а именно: массы  $M$ , радиуса  $R$  и светимости  $L$  (поверхностная температура  $T_R$  является функцией светимости).

Рассмотрим структуру атмосферы для различных значений светимости или эквивалентного ей параметра  $\varepsilon$ . Из (21) видно, что  $c_3 \gg 1$ , при  $c_3 < 1$  найденные внешние решения не имеют физического смысла. Учитывая (14) и (18), легко показать, что при допустимых значениях параметра  $c_3$  всегда  $T_R \ll c_1/c_2$  (случай  $T_R > c_1/c_2$  приводит к результату  $c_3 = c_2/R < 1$ ) и, следовательно,

$$c_3 = \frac{c_1}{RT_R} = 1.54 \cdot 10^{-34} \frac{\varepsilon L}{T_7 R_0} =$$

$$= \begin{cases} 2.03 \cdot 10^4 \frac{M}{M_\odot T_7 R_0}, & \text{при } L \ll L_m, \varepsilon \gg 1 \\ 2.03 \cdot 10^4 \frac{\varepsilon}{T_7 R_0}, & \text{при } L \approx L_m, \varepsilon \lesssim 1. \end{cases} \quad (26)$$

Отсюда видно, что при  $\varepsilon \gg 1$  ( $P_m \gg P_r$  — случай „холодных“ конфигураций) параметр  $c_3$  также велик и не зависит от значения светимости. В этом случае толщина атмосферы намного меньше радиуса звезды:

$$l = \frac{R}{c_3} \approx 50 \frac{M_\odot}{M} R_0^2 T_7, \text{ см.} \quad (27)$$

Если  $M/M_\odot \sim T_7 \sim R_0 \sim 1$ , толщина атмосферы порядка 50 см. Согласно (25), при  $c_3 \gg 1$  масса равна величине

$$M_{\text{ат.}} = \frac{16\pi}{3\gamma} R^2 = 4.4 \cdot 10^{13} R_0^2, \quad (28)$$

которая очень мала по сравнению с массой звезды. При получении этой формулы было принято  $L = \pi a c R^2 T_R^4$ .

Обсудим теперь случай больших светимостей  $L \approx L_m$ . Правильное представление о них можно составить на примере предельного случая  $c_3 = 1$ ,  $\varepsilon \approx 5 \cdot 10^{-5} T_7 R_0$ . Как видно из (17) и (19), для такой звезды

$$T(r) = T_R \frac{R}{r}; \quad n(r) = n_R \frac{R^3}{r^3}. \quad (29)$$

Поверхностная температура в этом случае приблизительно равна  $T_7 \approx 2$ . У поверхности мы имеем

$$n_R = 9.14 \cdot 10^{31} \varepsilon T_7^3 \approx 4.5 \cdot 10^{11} R_0 T_7^4 \approx 7.2 \cdot 10^{18} \quad (30)$$

(предполагается  $R_0 \approx 1$ ;  $T_7 \approx 2$ ), а на расстоянии  $R_0 = 100$  плотность частиц равна  $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Именно такая атмосфера и светимость  $L \approx 10^{35} \text{ эрг/сек}$  предполагаются для молодых пульсаров [3—5]. Не следует, конечно, думать, что атмосфера максимально яркой барионной звезды простирается до бесконечности. За радиус атмосферы естественно принять то расстояние  $R_1$ , где плотность падает до значения  $1.02 \cdot 10^{-24} \text{ г см}^{-3}$  [5], имеющегося в межзвездном пространстве. Если  $R_0 \sim 1$  и  $T_7 \sim 2$ , такая оценка приводит к результату

$$R_1 = R (1.64 n_R)^{1/3} \approx 9.04 \cdot 10^{11} (R_0 T_7)^{4/3} \approx 2.3 \cdot 10^{11} \text{ см.} \quad (31)$$

Посмотрим, какова масса атмосферы.

$$M_{\text{ат.}} = 4\pi R^3 m_p n_R \ln \frac{R_1}{R} \approx 48 \pi R^3 m_p n_R \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ г.} \quad (32)$$

Несколько слов о звездах, соответствующих промежуточному интервалу  $5 \cdot 10^{-5} T_7 R_6 < \varepsilon \leq 1$ . Заменяя в (26)  $L$  на  $L_m M/M_\odot$ , получим

$$c_2 = 1.54 \cdot 10^{-34} \frac{\varepsilon L_m M}{R_6 T_7 M_\odot} = 2 \cdot 10^4 \frac{\varepsilon}{T_7 R_6} \frac{M}{M_\odot}.$$

Тогда, в соответствии с (21), при  $T_7 \approx 1$ ,  $M \approx M_\odot$ ,  $R_6 \approx 1$  имеем

$$l \approx \frac{10^6}{2 \cdot 10^{4\varepsilon} - 1}. \quad (33)$$

Когда  $\varepsilon \geq 1$ , получаем  $l \sim 50/\varepsilon$ , а при  $\varepsilon = 10^{-1}$ ,  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ , соответственно,  $l = 5$  м, 50 м, 0.5 км, 5 км. При дальнейшем уменьшении  $\varepsilon$  излучение сильно увеличивает размеры атмосферы до размеров  $l \approx 2 \cdot 10^6$  км, когда  $\varepsilon \rightarrow 5 \cdot 10^{-5}$ .

Одной из важных характеристик атмосферы звезды является ее оптическая толщина

$$\tau = \int_R^\infty \chi_p dr = \chi_m \rho \int_R^\infty n(r) dr.$$

Учитывая (29), для конфигураций с предельно большим значением светимости  $L = L_m M/M_\odot$  получаем

$$\tau = \frac{2}{3} \frac{a \chi R^2}{GM} T_R^4 = 0.144 R_6^2 T_7^4 (R) \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{-1}. \quad (34)$$

В табл. 1 приведены значения оптических толщин шести барионных конфигураций, принадлежащих устойчивой ветви кривой  $M(\eta)$  (здесь  $\eta = \arctg \lg \rho_c/\rho_1$ ,  $\rho_c$  — плотность в центре звезды,  $\rho_1 = 3.62 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> — плотность ядерного вещества) [7], вычисленные по формуле (34) в предположении  $T_R = 10^7$ . По-видимому, было бы более близким к истине считать, что для первых двух конфигураций поверхностная температура чуть меньше, а для последних четырех чуть больше значения  $T_7(R) = 1$ , т. е., по всей вероятности, оптическая толщина (34) — порядка единицы. Истинные значения светимости  $L$  и температуры  $T_R$ , очевидно, можно получить только путем решения внутренней задачи с учетом возможных источников энергии [8, 9].

Предполагаемая здесь модель атмосферы горячей барионной звезды с  $\varepsilon \ll 1$  в общих чертах совпадает с той, которая предполагалась в ряде попыток объяснения явления пульсара. Однако, прежде чем претендовать на то, что нами построена модель атмосферы для пульсаров,

необходимо учесть структурные эффекты, обусловленные вращением и мощным магнитным полем, которое безусловно имеется у них. И, пожалуй, наиболее важным является вопрос о запасах энергии и способах ее трансформации в электромагнитное излучение, обеспечивающее столь высокую светимость. Уместно заметить, что не все горячие барионные звезды могут быть пульсарами. Таковыми, по-видимому, являются только те, которые вращаются достаточно быстро, обладают мощным магнитным полем и, наконец, в атмосфере которых давление излучения превышает давление вещества, т. е.  $\epsilon < 1$ . Следовательно, барионные звезды могут иметь и другие примечательные проявления.

Таблица 1

ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА РЯДА УСТОЙЧИВЫХ БАРИОННЫХ  
КОНФИГУРАЦИЙ С ПРЕДЕЛЬНОЙ СВЕТИМОСТЬЮ,  
В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ  $T_R \approx 10^7$  °К

$\eta$	-0.56	-0.4	0.18	0.37	0.59	0.78
$M/M_\odot$	0.125	0.136	0.639	0.984	1.39	1.55
$R_*$	26.4	6.63	1.38	1.32	1.19	1.15
$\tau$	802	46.5	0.429	0.255	0.147	0.123

Из табл. 1 видно, что у наиболее плотных барионных звезд оптическая толщина меньше единицы, то есть у них атмосфера прозрачна. В таких случаях величина  $T$ , фигурирующая в наших формулах, строго говоря, не имеет смысла обычной температуры, а скорее является параметром, определяющим давление излучения. В работе [10] было показано, что температура определяется через оптическую толщину по формуле  $T = T_1 \tau^{1/2}$ , где  $T_1$  — температура фотосферы на глубине  $\tau = 1$ .

4. В заключение рассмотрим модель атмосферы с конвективным равновесием. С этой целью нужно (4) заменить уравнением

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \tag{35}$$

где  $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ . Давление излучения считается малым по сравнению с давлением вещества. Из (35) получается уравнение адиабаты

$$P = AT^{\frac{\gamma}{\gamma-1}},$$

$$n = \frac{A}{2k} T^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

где  $A$  — постоянная, встречающаяся в уравнениях адиабаты.

Градиент давления равен

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{Gm_p M}{r^2} n = - A \frac{Gm_p M}{2k} \frac{1}{r^2} T^{\frac{1}{\gamma-1}}.$$

Исключая из (35) давление и его градиент, находим

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{GMm_p}{2kr^2}.$$

Отсюда

$$T(r) = T_R \left\{ 1 - c_4 \left( 1 - \frac{R}{r} \right) \right\}, \quad (36)$$

где

$$c_4 = \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{GMm_p}{kRT_R} \approx 3.2 \cdot 10^4 \frac{M}{M_\odot} \frac{1}{R_\odot T_7} \gg 1.$$

Высота конвективной атмосферы порядка (ср. с (21))

$$l \sim \frac{R}{c_4} \approx 31 \frac{M_\odot}{M} R_\odot^2 T_7. \quad (37)$$

Принимая  $R_\odot T_7 \sim 1$ , приходим к результату

$$l \approx 31 R_\odot \text{ см.}$$

Таким образом, толщина конвективной атмосферы в лучшем случае может достигнуть нескольких метров.

В заключение заметим, что при светимостях  $L \approx 10^{31}$  эрг/сек протяженная атмосфера может образоваться и у белых карликов. Для этого необходимо, чтобы параметр

$$c_3 = 20.3 \frac{M}{M_\odot T_8 R_8}$$

(см. формулу (26)) имел значение, достаточно близкое к единице. Это условие вполне может реализоваться у горячих белых карликов при наличии соответствующих источников внутренней энергии. Вопрос источников энергии сверхплотных небесных тел будет рассмотрен нами отдельно.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за неоднократные обсуждения и ценные замечания. Мы благодарны также участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## THE ATMOSPHERE OF NON-ROTATING BARYON STARS

G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN

A model of hot baryon star atmosphere, composed of electron-proton gas and radiation, is considered. When the luminosity is of the order of  $L = 1.38 \cdot 10^{38}$  erg/sec ( $M = M_{\odot}$ ,  $R = 10$  km and the surface temperature  $T_R = 2 \cdot 10^7$  °K we get a sufficiently extended atmosphere. The density of particles on the surface is  $n = 7 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> and on a distance of the order of  $10^3$  km, is  $n = 7 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. These characteristics of the atmosphere coincide with those of the pulsars.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
2. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. В. В. Виткевич, Сб. „Пульсары“, Мир, М., 1971.
4. В. Л. Гинзбург, УФН, 97, 601, 1969; 103, 393, 1971.
5. T. Gold, Nature, 221, 25, 1969.
6. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.
7. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
8. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Астрон. ж. 1972, (в печати).
9. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Астрофизика 1972, (в печати).
10. N. A. Kozigev, M. N., 94, 430, 1934.
11. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., 45, 241, 1968.



ФАЗОВОЕ РАЗМЕШИВАНИЕ ВТОРОГО РОДА  
В ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ. II

Л. П. ОСИПКОВ

Поступила 16 декабря 1970

Размешивание второго рода исследуется для случая, когда фазовое пространство системы представимо в виде набора вложенных друг в друга торов. Геометрические соображения позволяют оценить характерное время размешивания второго рода. Оказывается, что для звезд в сферических системах, движущихся по сильно вытянутым орбитам с большой энергией, размешивание происходит за время порядка  $(L^3/8GM)^{1/2}$ , где  $L$ —характерный размер системы,  $M$ —ее масса. Для систем, допускающих интеграл Лянблада-Оорта, вертикальное размешивание не происходит.

1. *Характерное время размешивания второго рода.* В предыдущей работе [7] было введено представление о фазовом размешивании второго рода в звездных системах, вызванном тем, что средняя скорость движения на каждой изолирующей инвариантной поверхности неодинакова для разных поверхностей. В данной работе делается попытка количественно оценить характерное время такого размешивания.

Сделаем следующие предположения.

I. Фазовое пространство представимо в виде объединения непесекающихся связанных изолирующих интегральных поверхностей, каждая из которых образует одно эргодическое множество. Тем самым исключаются (ради простоты рассуждений) случаи, названные Контюпелосом [9] „квази-изолирующими“.

II. Каждая такая поверхность изоморфна 2-мерному тору в 3-мерном евклидовом пространстве. Тогда при соответствующем выборе координат ее уравнение записывается в виде

$$\begin{aligned}x^1 &= (\bar{s} + s \cos \psi) \cos \varphi \\x^2 &= (\bar{s} + s \cos \psi) \sin \varphi \\x^3 &= s \sin \psi\end{aligned}\tag{1}$$

III. Размешивание первого рода отсутствует, точнее  $\dot{\varphi} = \lambda_{\varphi}(s)$ ,  $\dot{\psi} = \lambda_{\psi}(s)$ , где частоты обращения  $\lambda_{\varphi}$ ,  $\lambda_{\psi}$  не зависят от координат  $(\varphi, \psi)$  точки на поверхности тора.

Вследствие размешивания те секущие набора торовых поверхностей, которые первоначально были прямыми  $\psi = \text{const}$  (или  $\varphi = \text{const}$ ), будут со временем закручиваться. Рассмотрим два сколь угодно близких тора радиусов  $s_1$  и  $s_2 = s_1 + \Delta s$ . С точностью до величин порядка  $0(\Delta s)$  можно считать, что первоначальная прямая  $\psi = \text{const}$  останется в окрестности этих торов прямой, но повернется за время  $t$  на угол  $\alpha(s_1, t)$ . Зная функцию  $\alpha(s_1, t)$ , можно в принципе найти и  $t(\alpha, s_1)$  — тот промежуток времени, за который прямая в окрестности данного тора повернется на заданный угол  $\alpha$ . Эту величину и можно принять для оценки скорости размешивания второго рода.

Рассмотрим движущуюся точку  $M_1(t)$  на первой поверхности с координатами  $\varphi^1(t) = \lambda_{\varphi}^1 \cdot t$ ,  $\psi^1(t) = \lambda_{\psi}^1 \cdot t$ , где  $\lambda_{\varphi}^1 = \lambda_{\varphi}(s_1)$ ,  $\lambda_{\psi}^1 = \lambda_{\psi}(s_1)$ , а начальные условия выбраны так, что при  $t=0$   $\varphi_1 = 0$ ,  $\psi_1 = 0$ . Точно так же для точки  $M_2(t)$  на второй поверхности

$$\varphi^2(t) = \lambda_{\varphi}^2 \cdot t = \varphi^1(t) + \left(\frac{d\lambda_{\varphi}}{ds}\right)^1 \cdot t \cdot \Delta s + 0(\Delta s),$$

$$\psi^2(t) = \lambda_{\psi}^2 \cdot t = \psi^1(t) + \left(\frac{d\lambda_{\psi}}{ds}\right)^1 \cdot t \cdot \Delta s + 0(\Delta s).$$

Подставляя эти величины в уравнение поверхности (1) при  $s = s_1$  и  $s = s_1 + \Delta s$ , получим декартовы координаты точек  $M_1(t)$  и  $M_2(t)$ . Рассмотрим еще третью точку  $M_3(t) = (\bar{s} \cos \varphi^1(t), \bar{s} \sin \varphi^1(t), 0)$ . Очевидно, что  $\overrightarrow{M_1 M_2} \cdot \overrightarrow{M_1 M_3} = |\overrightarrow{M_1 M_2}| \cdot |\overrightarrow{M_1 M_3}| \cdot \cos \alpha(s_1, t)$ , а тогда после элементарных преобразований получается что

$$\text{tg}^2 \alpha(s_1, t) = t^2 \cdot \left\{ s_1^2 \left[ \left( \frac{d\lambda_{\psi}}{ds} \right)^1 \right]^2 + (s_1 \cos \psi^1(t) + \bar{s}) \left[ \left( \frac{d\lambda_{\varphi}}{ds} \right)^1 \right]^2 + 0(\Delta s) \right\}.$$

Таким образом, для определения  $t(\alpha, s_1)$  получается трансцендентное уравнение. Для характеристики размешивания можно использовать верхнюю границу этой величины. Обозначая  $\text{tg}^2 \alpha = D^2$ , мы можем считать, что размешивание до заданной степени происходит за время

$$T_m = D \cdot \left[ s^2 \cdot \left( \frac{d\lambda_\psi}{ds} \right)^2 + (\tilde{s} - s)^2 \cdot \left( \frac{d\lambda_\varphi}{ds} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (2)$$

При использовании (2) можно положить  $D$  порядка нескольких единиц. Введем отношение частот обращения  $\gamma(s) = \frac{\lambda_\varphi(s)}{\lambda_\psi(s)}$  и перейдем от  $s$  к новой независимой переменной  $J = \pi s^2$ , тогда (2) переписется в виде

$$T_m^2 = \frac{D^2}{K} \quad (2')$$

$$K = 4J [s^2 + \gamma^2(\tilde{s} - s)^2] \cdot \left( \frac{d\lambda_\psi}{dJ} \right)^2 + \left[ 2\gamma\lambda_\psi \left( \frac{d\gamma}{dJ} \right) \left( \frac{d\lambda_\psi}{dJ} \right) + \lambda_\psi^2 \left( \frac{d\gamma}{dJ} \right)^2 \right] (\tilde{s} - s)^2.$$

Если на самом деле  $\varphi, \psi$  зависят от  $(\varphi, \psi)$  и на торовой поверхности происходит размешивание первого рода, то можно думать, что если  $T_m > T = \min \left( \frac{2\pi}{\lambda_\varphi}, \frac{2\pi}{\lambda_\psi} \right) (\lambda_\varphi, \lambda_\psi \text{ теперь — средние значения } \dot{\varphi}, \dot{\psi})$ , то фактическое время полного перемешивания  $T_0 \in [T, T_m]$ , если же  $T_m < T$ , то могут быть случаи, когда  $T_0 > T_m$ .

2. *Фазовое пространство сферических звездных систем.* Применим (2) к простейшим звездным системам, в первую очередь к сферическим системам. Пусть  $r$  — расстояние от центра системы до звезды,  $R, T$  — радиальная и поперечная компоненты скорости,  $U(r)$  — потенциал. Интегралы энергии и кинетического момента записываются в виде [6]

$$R^2 + \frac{h^2}{r^2} - 2U(r) = 2E, \quad rT = h.$$

Фиксируем вектор полного кинетического момента и, вводя полярные координаты в плоскости орбиты  $(r, \varphi)$ , рассмотрим вслед за Линден-Беллом [12]  $(R, r, \varphi)$  как цилиндрические координаты точки в 3-мерном фазовом пространстве. Как известно, интеграл энергии определяет в этом пространстве поверхность вращения, изоморфную тору, а в плоскости  $(R, r)$  каждому  $E$  соответствует своя замкнутая (для ограниченных орбит) кривая [6, 8].

Для исследования размешивания удобно перейти от  $(r, R)$  к канонически сопряженным переменным типа „угол—действие“ (см. например, [4])  $(\psi, J)$ . Положим

$$J(E) = \frac{1}{2\pi} \oint R(r, E) dr = \frac{1}{\pi} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2E + 2U(r) - \frac{h^2}{r^2}} dr, \quad (3)$$

$$\psi(r, E) = \frac{2\pi}{T_\psi(E)} \int_{r_1}^r R(r, E) dr,$$

где  $r_1$  — меньший, а  $r_2$  — больший корни уравнения

$$\frac{h^2}{r^2} - 2U(r) - 2E = 0$$

(т. е. перицентр и апоцентр [4, 6]),

$$T_\psi(E) = 2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{\sqrt{2E + 2U(r) - h^2/r^2}} \quad (4)$$

— период колебаний звезды в плоскости  $(R, r)$ ,  $J(E)$  — площадь, заключенная внутри кривой в плоскости  $(R, r)$ , соответствующей данному  $E$ .

Рассмотрим  $(\varphi, \psi)$  в качестве угловых координат точки на поверхности изоэнергетического тора. Уравнения движения по этой поверхности

$$\dot{\varphi} = \frac{h}{r^2(E, \psi)}, \quad \dot{\psi} = \frac{2\pi}{T_\psi(E)},$$

откуда получаем уравнение фазовой траектории  $(d\varphi/d\psi) = h/r^2(T_\psi(E)/2\pi)$  и пятый интеграл движения

$$\varphi_0 = \varphi - h \int_{r_1}^r \frac{dr}{r^2 \sqrt{2E + 2U(r) - h^2/r^2}},$$

который, как строго доказал Линден-Белл [12], не является изолирующим. С помощью теоремы Лиувилля можно найти, что инвариантный элемент торовой поверхности  $dm(\varphi, \psi) = (1/h) d\varphi d\psi$ , тогда мера всего тора  $M = 4\pi^2/h$ . Найдем средние частоты обращений по  $\varphi, \psi$ , определяемые соотношениями  $\lambda_\varphi = \int \varphi dm/M$ ,  $\lambda_\psi = \int \psi dm/M$ . В силу уравнений движения

$$\lambda_\varphi = \frac{2\pi}{T_\psi(E)}, \quad \lambda_\psi = \frac{2h}{T_\psi(E)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{(1/r^2) dr}{\sqrt{2E + 2U(r) - h^2/r^2}}$$

Отношение частот колебаний

$$\gamma = \frac{\lambda_\psi}{\lambda_\phi} = \frac{h}{\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{(1/r^2) dr}{\sqrt{2E + 2U(r) - h^2/r^2}}. \quad (5)$$

Как доказал Контупулос [8],  $\gamma \in [1/2, 1]$ , причем  $\gamma = 1$  соответствует случаю, когда масса системы сосредоточена в центре, а  $\gamma = 1/2$  — однородной сфере. (5) можно получить и более непосредственным путем [4, 8]:

Итак, фазовое пространство сферических звездных систем (при фиксированном интеграле кинетического момента) удалось представить в виде набора торов, уравнения которых можно записать в виде (1), где  $s^2 = (1/\pi) J(E)$ , а  $\tilde{s}$  можно положить равным  $s(r_2 + r_1)/(r_2 - r_1)$ .

Тогда  $\tilde{s}/s$  будет характеризовать эксцентриситет орбит, являющийся адиабатическим инвариантом [13].

3. Размешивание в сферических системах. Используя (3)—(5), можно вычислить  $T_m$ . В силу (4) для любой функции  $f(E)$

$$\frac{df}{dJ} = \frac{2\pi}{T_\psi(E)} \frac{df}{dE}.$$

Тогда (2') можно переписать в виде

$$T_m^2 = \frac{D^2 T_\psi^2}{K}, \quad (6)$$

$$K = 16\pi^2 J^2 \left\{ \left[ 1 + 4\gamma^2 \frac{r_1^2}{(r_2 - r_1)^2} \right] \left( \frac{d\lambda_\psi}{dE} \right)^2 + 4\lambda_\psi \frac{r_1^2}{(r_2 - r_1)^2} \left( \frac{d\gamma}{dE} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[ 2\gamma \left( \frac{d\lambda_\psi}{dE} \right) + \lambda_\psi \left( \frac{d\gamma}{dE} \right) \right] \right\}.$$

Таким образом,  $T_m$  — функционал потенциала  $U(r)$  и функция интегралов  $E, h$ . Для конкретной оценки необходимо при заданном потенциале вычислить  $T_\psi(E, h)$ ,  $J(E, h)$ ,  $\gamma(E, h)$  по формулам (3)—(5). В некоторых случаях эти функции удастся выразить через элементарные (изохронная модель Энона [10]) или свести к эллиптическим интегралам (сферическая модель с потенциалом Паренаго (см. [6]) и другие).

Здесь же ограничимся качественным анализом простейших случаев. Ясно, что когда и  $\lambda_\psi(d\gamma/dE)$ , и  $(d\lambda_\psi/dE)$  малы, то размешивание будет происходить медленно, а когда велики, то быстро. Пусть

$(r_2 - r_1) \ll r_1$  (орбиты мало вытянуты) и  $d\gamma/dE \simeq 0$ , тогда при  $D = 2\pi\gamma$  получим, что

$$T_m \simeq \frac{(r_2 - r_1)^2}{r_1 R(E, h, r)}$$

где  $r \in [r_1, r_2]$ , или, так как орбиты мало отличаются от круговых, можно считать, что  $T_m/T_\psi \simeq (r_2 - r_1)/r_1 \ll 1$ .

Теперь рассмотрим случай сильно вытянутых орбит. Для самых грубых оценок можно положить  $r_1/(r_2 - r_1) \simeq 0$ ,  $r_2 \simeq L$ , где  $L$  — характерный размер системы, тогда

$$T_\psi \simeq \frac{2L}{(2E + 2U(L_1) - h^2/L_1^2)^{1/2}}, \quad L_1 < L,$$

причем будем считать, что  $\frac{h^2}{L_1^2 U(L_1)} \simeq 0$ , а  $U(L_1) \simeq U(L) \simeq \frac{GM}{L}$ , где  $M$  по порядку величины совпадает с массой системы, так что  $T_\psi \simeq 2 \left( \frac{L^3}{2EL + GM} \right)^{1/2}$ . Оценивая аналогичным образом  $J$ ,  $\lambda_\psi$ , получим

$$T_m^2 = \frac{D^2}{8\pi^2} \frac{L^3}{EL + GM}.$$

Отсюда видно, что чем меньше  $L$  и больше  $M$ , то есть чем более масса системы сосредоточена в центре, тем быстрее происходит размешивание второго рода. Так как  $E < 0$ , то, отбрасывая член  $EL$ , мы получим нижнюю границу  $T_m$ , равномерную для всей системы и фактически мало отличающуюся от действительного значения (так как для звезд с  $r_2 \simeq L$   $E$  велико):

$$T_m \simeq \frac{D}{\sqrt{8}\pi} \sqrt{\frac{L^3}{GM}}. \quad (7)$$

При  $D = 8\pi \simeq 25$   $T_m$  совпадает с рассмотренным Г. М. Идлисом [1] „временем однократного перемешивания“. Такая величина может быть получена разными способами [1, 6, 11, 14] и, вероятно, действительно характеризует темп действия регулярных сил [6]. Но в упомянутых выше работах речь идет, как правило, о достижении системой состояния, стационарного в регулярном поле, то есть (по терминологии, введенной в [7]) о сильном размешивании первого рода. При исследовании же размешивания второго рода можно положить  $D$  на порядок меньше, например, взять  $D = \pi$ , тогда

$$T_m \simeq \sqrt{\frac{L^3}{8GM}}. \quad (7')$$

Тогда для шаровых скоплений  $T_m$  порядка  $10^6$  лет, если же (с известными оговорками) применить (7') к Галактике, то  $T_m \simeq 10^7$  лет, то есть размешивание второго рода происходит практически мгновенно и, вероятно, быстрее, чем размешивание первого рода.

4. *Размешивание в сплюснутых звездных системах.* Здесь мы рассмотрим системы, у которых потенциал имеет вид  $U(\rho, z) = U_1(\rho) + U_2(z) + o(z^2)$ . Пусть  $(\rho, \vartheta, z)$  — цилиндрические координаты звезды, а  $(P, \theta, Z)$  — соответствующие проекции скорости. В силу аддитивной формы потенциала можно использовать следующие три интеграла (см., например, [5, 6]):

$$\rho\theta = h, \quad P^2 + \frac{h^2}{\rho^2} - 2U_1(\rho) = 2E,$$

$$Z^2 - 2U_2(z) = 2K.$$

Рассмотрим экваториальную плоскость системы и 3-мерное пространство  $(\rho, \vartheta, P)$ . Фиксируем значения  $K, h$ , тогда каждому  $E$  соответствует свой инвариантный тор\*. Заменой  $r \rightarrow \rho, \varphi \rightarrow \vartheta, R \rightarrow P$  большая часть результатов разделов 2 и 3 переносится на данный случай. В частности, неизоллирующий интеграл, зависящий от  $\vartheta$ , будет

$$\vartheta_0 = \vartheta - h \int_{\rho_1}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho^2 \sqrt{2E + 2U_1(\rho) - h^2/\rho^2}}.$$

Если  $U_2(z) = -\frac{1}{2} C^2 z^2$  ( $C$  — параметр Кузмина), то пятый, также неизоллирующий интеграл

$$J_5 = \frac{1}{C} \arcsin\left(\frac{C}{\sqrt{2K}} z\right) - \int_{\rho_1}^{\rho} \frac{d\rho}{P(E, \rho)} = \frac{z}{\sqrt{2K}} + \int_{\rho_1}^{\rho} \frac{d\rho}{P(E, \rho)} + o(z^2),$$

тогда инвариантная мера на торе

$$dm(\vartheta, \psi) = \frac{(1 + o(z)) d\vartheta d\psi}{\sqrt{2K(2K + 2U_2(z))}} = \frac{1}{2K} (1 + o(z)) d\vartheta d\psi,$$

\* Здесь предполагается, что огибающая на диаграмме Линдблада не имеет точек возврата [5].

а мера всего тора  $M = (2\pi^2/K) + 0(z)$ . Все дальнейшие рассуждения проводятся так же, как и для сферических систем.

Теперь зафиксируем  $h$ ,  $E$  и рассмотрим 4-мерное сопутствующее фазовое пространство  $(\rho, P, z, Z)$ . Вместо каждой пары  $(\rho, P)$ ,  $(z, Z)$  введем канонические „действия“ и „углы“:

$$J_\rho = \frac{1}{\pi} \int_{\rho_1}^{\rho_2} P(E, \rho) d\rho, \quad \psi_\rho = \frac{2\pi}{T_\rho} \int_{\rho_1}^{\rho} \frac{d\rho}{P(E, \rho)},$$

$$J_z = \frac{1}{\pi} \int_{z_1}^{z_2} Z(K, z) dz, \quad \psi_z = \frac{2\pi}{T_z} \int_{z_1}^z \frac{dz}{Z(K, z)},$$

где  $\rho_{1,2}$  — корни уравнения  $P(E, \rho) = 0$ , а  $z_1 = -z_2$  — уравнения  $Z(K, z) = 0$ ,  $T_\rho = 2\pi dJ_\rho/dE$ ,  $T_z = 2\pi dJ_z/dK$ . Положив  $\tilde{s} = (\pi^{-1} J_\rho(E))^{1/2}$ ,  $\bar{s} = (\pi^{-1} J_z(K))^{1/2}$ , мы придем к соответствующему каждому  $K$  своему инвариантному тору (1). Так как  $dT_\rho/ds = 0$ , то (2) упрощается, и аналогично (6) получаем

$$T_m = \frac{DT_z^2}{4\pi J_z} \left( \frac{d\lambda_z}{dK} \right)^{-1}.$$

Если  $U_z = -\frac{1}{2} C^2 z^2$ , то  $\lambda_z = C^{-1} = \text{const}$ , то есть оказывается, что для самых сплюснутых подсистем Галактики размешивание в указанном смысле отсутствует. Этот вывод связан исключительно с квадратичной формой потенциала и не относится к менее сплюснутым подсистемам, для которых в качестве квази-интеграла можно использовать, например, первые члены ряда Контупулоса.

Случай квадратичного интеграла, изученного Г. Г. Кузминым [2], можно исследовать аналогичным образом, так как и тогда переменные разделяются [4, 15].

**5. Заключение.** Фазовое пространство звездных систем не сводится только к разобранным выше случаям. Даже для сферических систем осталось неисследованным размешивание на поверхностях разных  $h$ , но одного  $E$ .

Для вращающихся систем главная трудность — это неясность в проблеме третьего интеграла. Если будет строго доказано существование „квазиизолирующих“ интегралов [9], точнее, эргодических прослоек в фазовом пространстве, то в них разница между размешива-

ниями первого и второго рода сотрется. Само образование таких прослоек, вероятно, является следствием разрушения инвариантных поверхностей при возмущении потенциала, причем наличие или отсутствие размешивания второго рода должно иметь важное значение для этих процессов.

Существование спектра „дисперсионных“ орбит [5] и медленное затухание вблизи последних колебаний фазовой плотности [3], вероятно, указывает на то, что для плоских подсистем хотя размешивание первого рода и не происходит, но будет весьма своеобразное размешивание второго рода, приводящее к образованию „дисперсионных“ колец в обычном пространстве.

Для мало вытянутых орбит вблизи центра системы, вероятно, размешивание второго рода очень слабо. Согласно разделам 3 и 4, величина  $T_m$  для разных подсистем Галактики существенно различна. Поэтому в следующей части работы будут даны более детальные вычисления  $T_m$  для различных инвариантных поверхностей.

Заметим, наконец, что в разделах 3 и 4 ведущую роль играет величина  $J(E)$ , являющаяся, как и  $s/s$ , адиабатическим инвариантом [4] и „сохраняющаяся вечно“ при  $d\psi/dJ \neq 0$ . Поэтому предложенная теория в первом приближении применима и к медленно меняющимся системам.

Ленинградский государственный  
университет

## THE PHASE MIXING OF THE SECOND KIND IN STELLAR SYSTEMS. II

L. P. OSSIPKOV

The phase-mixing of the second kind is studied for the case when the phase-space is represented as the set of tori enclosed into each other. The characteristic time of the mixing is estimated on the basis of geometric considerations. In case of spherical systems it is found to be of the order of  $(L/8GM)^{1/2}$  for stars of high energy whose orbits are rather elongated ( $L$  — characteristic size of the system,  $M$  — its mass). For systems admitting the Lindblad-Oort third integral the mixing is absent.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Идлис, ДАН СССР, 122, 997, 1958; Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1, 9, 1961.
2. Г. Г. Кузмин, Публ. Тартуской АО, 32, 332, 1953.
3. Г. Г. Кузмин, Сообщ. Тартуской АО, № 6, 19, 1963.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, изд. 2, Наука, М., 1965.
5. Б. Линдبلاد, Сб. „Строение звездных систем“, ИЛ, М., 1962, стр. 39.
6. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, ГИФМЛ, М., 1958.
7. Л. П. Осипков, Астрофизика, 8, 139, 1972; Астрон. цирку., № 623, 1, 1971.
8. G. Contopoulos, Z. Astrophys., 35, 67, 1954.
9. G. Contopoulos, Ap. J., 138, 1297, 1963.
10. M. Hénon, Ann. Astrophys., 22, 126; 491, 1959.
11. M. Hénon, Ann. Astrophys., 28, 62, 1965.
12. D. Lynden-Bell, M. N., 127, 1, 1962.
13. D. Lynden-Bell, Observatory, No 932, 23, 1963.
14. D. Lynden-Bell, M. N., 136, 101, 1967.
15. A. Ollongren, BAN, 16, 241, 1962.

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВЕЗДЫ КАК ЧИСТО  
РАЗРЫВНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС. III.  
ЗВЕЗДЫ РАЗЛИЧНЫХ МАСС В РАССЕЯННОМ СКОПЛЕНИИ

В. С. КААИБЕРДА, И. В. ПЕТРОВСКАЯ

Поступила 12 июля 1971

В схеме чисто разрывного случайного процесса рассматривается эволюция функции распределения скоростей группы звезд, погруженных в рассеянное звездное скопление. Масса рассматриваемой звезды предполагается равной половине средней массы звезды в скоплении. В результате численного решения второго уравнения Колмогорова—Феллера получена функция распределения скоростей звезд рассматриваемой группы в различные моменты времени, а также скорость диссипации этих звезд и уносимая ими энергия. Результаты, полученные в схеме чисто разрывного случайного процесса, для квазистационарного состояния, сравниваются с решением уравнения Фоккера—Планка (непрерывный случайный процесс) Спитцера и Харма.

В ряде предыдущих работ было предложено рассматривать изменение характеристик движения звезды в звездной системе под действием иррегулярных сил как чисто разрывный марковский процесс. Этот процесс описывается уравнениями Колмогорова—Феллера [1]. Если пренебречь регулярным потенциалом звездной системы, то для исследования изменения модуля скорости звезды достаточно второго уравнения Колмогорова—Феллера, приближенный метод решения которого предложен в [1—3]. В предыдущих работах этот метод используется для описания эволюции функции распределения скоростей группы звезд, погруженных в рассеянное звездное скопление, причем в [2] масса  $m_1$  каждой звезды рассматриваемой группы предполагается равной средней массе звезды в скоплении:  $m_1 = \bar{m}$ , в [4] (часть I настоящей работы) предполагается  $m_1 = 0$ , а в [5] (часть II)— $m_1 = 2\bar{m}$ .

В предлагаемой части III рассматриваются звезды, массы которых вдвое меньше средней массы:  $m_1 = 0.5\bar{m}$ . При этом, как и в

[2, 4, 5], предполагается, что характеристики звездного поля не изменяются со временем, а распределение скоростей звезд поля является сферическим максвелловским.

Согласно результатам работ [2—5], функцию распределения скоростей рассматриваемой группы звезд можно приближенно представить в виде отрезка ряда

$$\varphi(x, \theta, y) = \sum_{j=1}^n C_j(x) e^{-\mu_j \theta} Y_j(y), \quad (1)$$

где  $\theta$  — безразмерное время,  $x$  — модуль скорости звезды в начальный момент времени  $\theta = 0$  в единицах средней квадратичной скорости звезд поля  $\bar{v}$ ,  $y = \frac{v}{\bar{v}}$  — модуль скорости звезды в момент  $\theta$ ,

$$\theta = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{\bar{v}^3}{G^2 m^2 D}, \quad (2)$$

$D$  — плотность звездного поля.

В (1)  $\mu_j$  и  $Y_j(y)$  — собственные значения и соответствующие собственные функции оператора

$$AY \equiv - \int_0^{y_1} Y(z) \Phi_1(z, y-z) dz + Y(y) \int_0^{\infty} \Phi_1(y, z-y) dz, \quad (3)$$

$y_1 = 2$  — средняя по скоплению критическая скорость, выраженная в единицах  $\bar{v}$ , причем  $Y(0) = Y(2) = 0$ . Ядро  $\Phi_1$ , дающее вероятность перехода для звезд с массой  $m_1 = 0.5 \bar{m}$ , приводится в [6] (формулы I—II).

Все собственные значения получаются положительными. Наименьшему собственному значению  $\mu_1$  соответствует собственная функция  $Y_1(y)$ , представляющая собой функцию распределения скоростей звезд с массами  $m_1 = 0.5 \bar{m}$  при  $t \rightarrow \infty$ , т. е. после достижения скоплением состояния, квазистационарного в целом. Нормированная функция

$$Y_1^{(0)}(y) = \frac{Y_1(y)}{\int_0^2 Y_1(y) dy} \quad (4)$$

приводится в табл. 1.

Функции распределения скоростей звезд различных масс в квазистационарном звездном скоплении, полученные в работах [4, 5, 7] и

в настоящей работе, представлены на рис. 1. Для случаев  $m_1 = 0$ ,  $m_1 = \bar{m}/2$  и  $m_1 = \bar{m}$  приводятся функции распределения скоростей Спитцера и Харма [8], полученные в результате решения уравнения Фоккера—Планка, т. е. в схеме непрерывного случайного процесса.

Таблица 1

$y$	$Y_1^{(0)}(y)$	$y$	$Y_1^{(0)}(y)$	$y$	$Y_1^{(0)}(y)$
0.0	0.0000	0.7	0.7061	1.4	0.6668
0.1	0.0716	0.8	0.7686	1.5	0.5771
0.2	0.1760	0.9	0.8090	1.6	0.4697
0.3	0.2932	1.0	0.8268	1.7	0.3559
0.4	0.4121	1.1	0.8193	1.8	0.2391
0.5	0.5242	1.2	0.7889	1.9	0.1198
0.6	0.6238	1.3	0.7384	2.0	0.0000

Случай  $m_1 = 2\bar{m}$  в [8] не рассматривался, поэтому на рис. 1 для сравнения приводится результат Спитцера и Харма для  $m_1 = 1.4\bar{m}$  (наиболее массивные массы, рассмотренные в [8]). Значения средней скорости и средней квадратичной скорости по отношению к средней квадратичной скорости звезд поля, а также дисперсии полученных распределений приводятся в табл. 2. Некоторое размывание наших функций по сравнению с результатами Спитцера и Харма для более массивных звезд объясняется учетом в схеме чисто разрывного случайного процесса близких взаимодействий, вызывающих существенные изменения модуля скорости звезды.

Для вычисления функции распределения скоростей звезд с  $m_1 = \bar{m}/2$  в различные моменты времени в формуле (1) было принято  $n = 5$ . Коэффициенты  $C_j(x)$  определяются по функции распределения скоростей рассматриваемой группы звезд при  $t = 0$ . На рис. 2 представлена эволюция распределения скоростей группы звезд, начальные скорости которых в момент  $t = 0$  были равномерно распределены в интервале  $0.75\bar{v} - 1.25\bar{v}$ , а на рис. 3—аналогичные данные для звезд с начальными скоростями в интервале  $1.25\bar{v} - 1.65\bar{v}$ . Время, указанное на рисунках, выражено в единицах времени релаксации типичного рассеянного скопления  $\tau = 0.01 t_0$ .

Обе группы звезд при  $t \approx 20\tau$  достигают квазистационарного состояния, при котором их функция распределения скоростей изменяется гомологично вследствие диссипации, т. е. в формуле (1) все слагаемые, начиная со второго, пренебрежимо малы в сравнении с

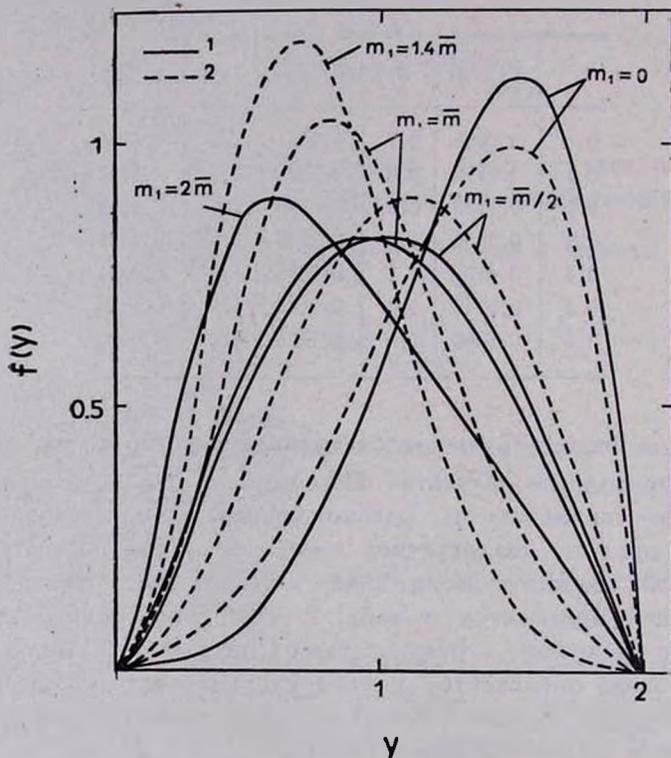


Рис. 1. Функции распределения скоростей звезд различных масс в квазистационарном скоплении; 1—чисто разрывный случайный процесс, 2—данные Спитцера и Харта [8].

первым. Таким образом, звезды с массами  $m_1 = \bar{m}/2$  приобретают квазистационарное распределение скоростей за то же время, что и звезды средней массы ( $m_1 = \bar{m}$ ), обладающие тем же начальным распределением скоростей [2]. Как показано в [4, 5], у звезд нулевой массы этот переход совершается за время  $\sim 5\tau$ , а у звезд с  $m_1 = 2\bar{m}$  — за время  $\sim 50\tau$ , т. е. время установления квазистационарного состояния тем больше, чем больше масса рассматриваемых звезд.

В качестве дополнительной иллюстрации этого результата на рис. 4 представлен переход к квазистационарному состоянию группы звезд с массами  $m_1 = \bar{m}/2$ , функция распределения скоростей которых в начальный момент  $t = 0$  совпадала с квазистационарным законом

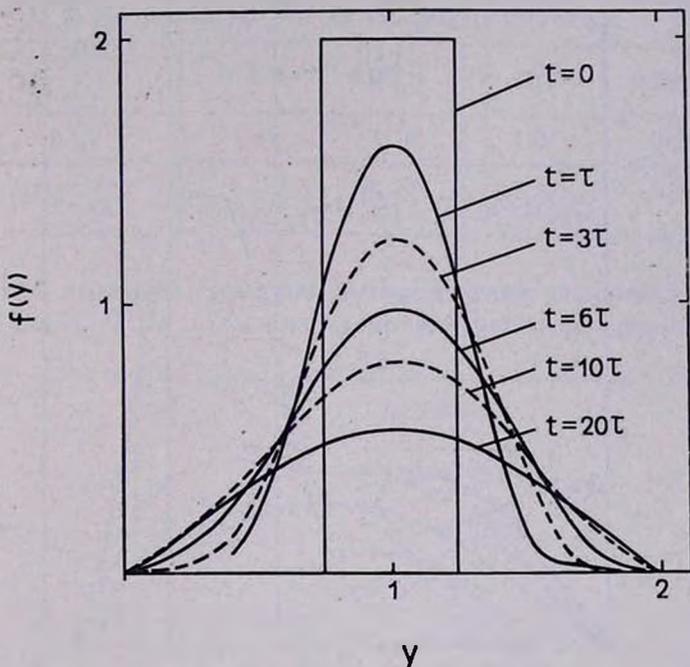


Рис. 2. Функция распределения скоростей в различные моменты времени группы звезд с массами  $m_1 = 0.5 \bar{m}$ .

распределения скоростей звезд массы  $m_1 = 2\bar{m}$  [5]. На рис. 5 для сравнения представлен переход к квазистационарному распределению группы массивных звезд с  $m_1 = 2\bar{m}$ , у которых в качестве начального принято распределение скоростей, совпадающее с распределением скоростей звезд  $m_1 = \bar{m}/2$  в квазистационарном состоянии. Более легкие звезды, как это следует из рис. 4, совершают переход от начальной функции распределения к квазистационарному закону за время  $\sim 6\tau$ , а более массивные (рис. 5) — за время  $\sim 40\tau$ , т. е. в 6 раз медленнее. При этом, ввиду того, что в обоих случаях в качестве начального распределения взята гладкая функция, этот переход со-

вершается быстрее, чем в рассмотренных ранее случаях, когда начальные скорости звезд предполагались равномерно распределенными в некотором промежутке.

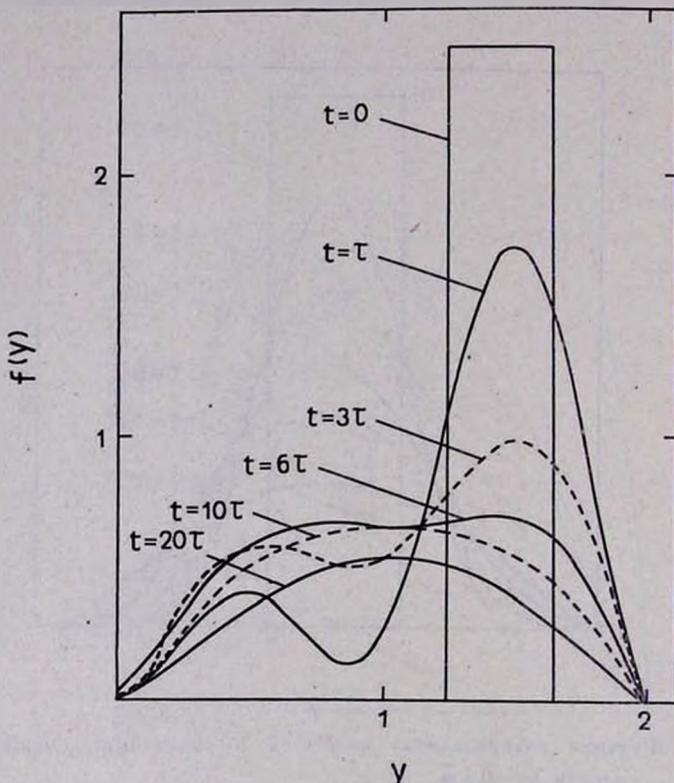


Рис. 3. Функция распределения скоростей в различные моменты времени группы звезд с массами  $m_1 = 0.5 \bar{m}$ .

В табл. 3 приводится доля звезд с массой  $m_1 = \bar{m}/2$ , диссипирующих за время релаксации  $\tau$ , и доля энергии этих звезд, уносимая ими за время релаксации  $\tau$ , а также доля энергии этих звезд, уносимая ими за время  $\tau$ , вычисленная по формулам (12)—(14) работы [5].

В работах [2, 4, 5, 7] в качестве ядра оператора (3) использовалось выражение для вероятности перехода, полученное Т. А. Агеяном [9]. Проверка показала, что в формуле (78) работы [9] была допущена опечатка, а именно, вероятность перехода для звезд нулевой массы  $m_1 = 0$  следует увеличить в два раза. После исправле-

ния диссипация и доля уносимой энергии, приведенные в [4] для звезд нулевой массы, увеличиваются вдвое, и примерно в два раза

Таблица 2

	$m_1=0$	$m_1=0.5\bar{m}$	$m_1=\bar{m}$	$m_1=2\bar{m}$
$\left(\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}\right)_{t \rightarrow \infty}$	0.1542 (0.205 SH)	0.291 (0.0615 SH)	0.01038 (0.0114 SH)	0.00582
$\left(\frac{\tau}{E} \frac{dE}{dt}\right)_{t \rightarrow \infty}$	0.0254	0.00556	0.00187	0.000536
$\sqrt{\bar{y}^2}$	1.41	1.10	1.07	0.947
$\overline{(y-\bar{y})^2}$	0.122 (0.145 SH)	0.176 (0.154 SH)	0.175 (0.127 SH)	0.178

ускоряется эволюция функции распределения скоростей рассматриваемых звезд. При этом характер изменения со временем функции

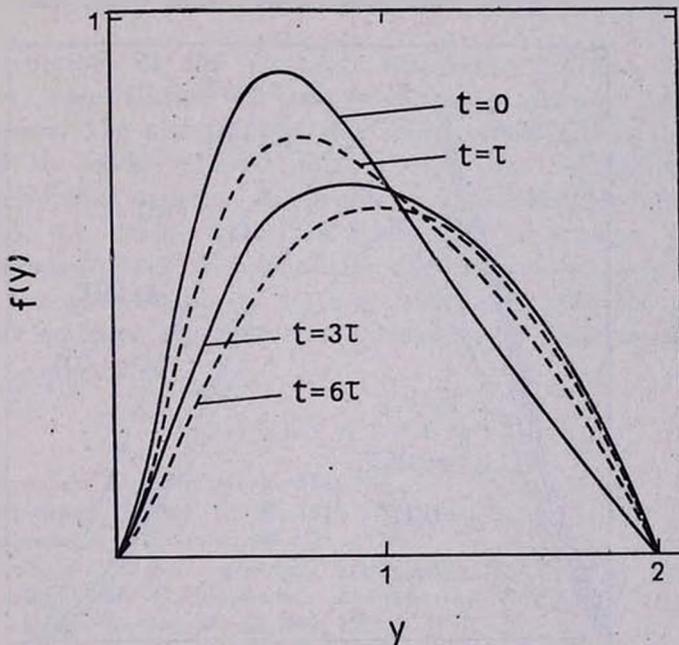


Рис. 4. Функция распределения скоростей в различные моменты времени группы звезд с массами  $m_1=0.5\bar{m}$ , начальное распределение которых совпадает с квазистационарным распределением скоростей звезд массы  $m_1 = 2\bar{m}$ .

распределения скоростей остается прежним, а уменьшается лишь масштаб времени. Квазистационарное состояние достигается группами

звезд нулевой массы, рассматриваемыми в [4], за время  $\sim 5\tau$ , а не  $10\tau$ , как указано в [4].

Таблица 3

$\frac{t}{\tau}$	$-\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}$		$-\frac{\tau}{2E} \frac{dE}{dt}$	
	$0.75 < x < 1.25$	$1.25 < x < 1.65$	$0.75 < x < 1.25$	$1.25 < x < 1.65$
4	0.0148	0.0424	0.000231	0.00480
5	0.0172	0.0396	0.000324	0.00448
6	0.0192	0.0375	0.000779	0.00420
10	0.0245	0.0328	0.00188	0.00345
20	0.0284	0.0296	0.00264	0.00288
30	0.0290	0.0292	0.00276	0.00280
40	0.0291	0.0291	0.00278	0.00278

Доля диссипирующих звезд и доля уносимой энергии при  $t = \infty$ , т. е. в квазистационарном состоянии, для звезд различных масс при-

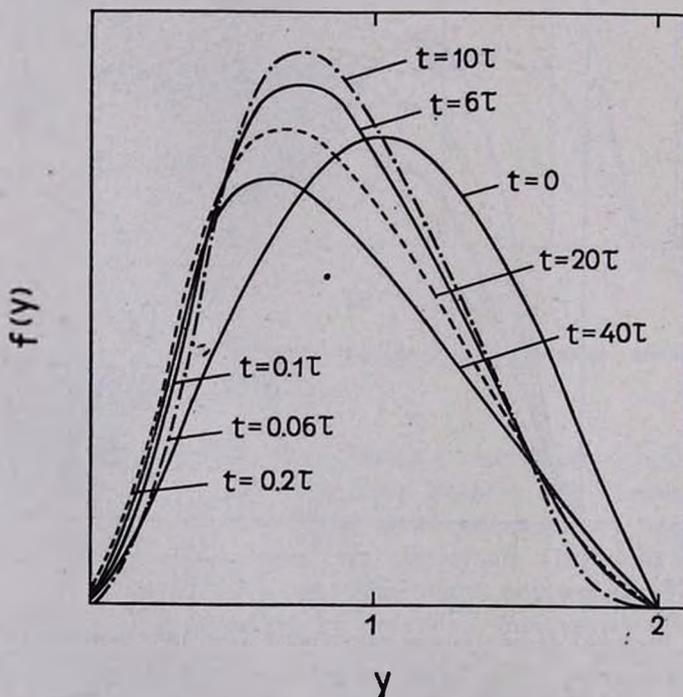


Рис. 5. Функция распределения скоростей в различные моменты времени групп звезд с массами  $m_1 = 2\bar{m}$ , начальное распределение которых совпадает с квазистационарным распределением звезд массы  $m_1 = 0.5\bar{m}$ .

водятся в табл. 2, при этом для звезд нулевой массы приведены исправленные значения. Как и следовало ожидать, диссипация и вынос энергии легких звезд происходят быстрее, чем массивных. В табл. 2 приводятся также значения доли диссипирующих звезд, полученные Спитцером и Хармом в [8]. Диссипация по Спитцеру и Харму получается несколько больше, чем в нашем случае. Это, по-видимому, объясняется тем, что в [8] не учитывался эффект кратности далеких сближений и поэтому их роль оказалась завышенной.

Ленинградский государственный  
университет

## THE VELOCITY VARIATION OF STAR AS A PURELY DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS. III. THE STARS OF DIFFERENT MASSES IN OPEN CLUSTER

V. S. KALIBERDA, I. V. PETROVSKAYA

The evolution of the velocity distribution function of a group of stars in open cluster is considered as a purely discontinuous random process. The mass of the star under consideration is proposed to be half the average mass of a cluster star. Using the second Kolmogorov—Feller equation the velocity distribution function of considered stars, the escape rate and the amount of energy, taken away by the dissipated stars are found for different moments of time. The results for the quasi-stationary state are compared with the solution of Fokker-Plank equation by Spitzer and Harm (a continuous random process):

### ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Петровская, *Астрон. ж.*, 46, 824, 1969.
2. И. В. Петровская, *Астрон. ж.*, 46, 1220, 1969.
3. И. В. Петровская, *Астрон. ж.*, 48, 309, 1971.
4. В. С. Калиберда, И. В. Петровская, *Астрофизика*, 6, 135, 1970.
5. В. С. Калиберда, И. В. Петровская, *Астрофизика*, 7, 663, 1971.
6. В. С. Калиберда, *Астрон. ж.*, 48, 969, 1971.
7. В. С. Калиберда, *Астрон. ж.*, 47, 960, 1970.
8. L. Spitzer, R. Harm, *Ap. J.*, 127, 544, 1958.
9. Т. А. Агекян, *Астрон. ж.*, 36, 41, 1959.



К ДИНАМИКЕ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ  
НА НЕЙТРИННОМ ФОНЕ ВСЕЛЕННОЙ

Т. Б. ОМАРОВ

Поступила 16 сентября 1971

Пересмотрена 7 декабря 1971

Рассматривается гравитационное влияние однородного нейтринного моря расширяющейся Вселенной в динамике выделившейся на его фоне пары квазиточечных тел. На основе „близкой“ интегрируемой задачи предложены соотношения, описывающие общие свойства и характер поведения изучаемой системы. В частности, показано, что если в относительном движении двух тел по орбите эллиптического типа оскулярующий период обращения в эпоху  $t_0$  (один из моментов прохождения через перигентр) намного меньше значения самого времени  $t_0$ , отсчитываемого от момента сингулярности (плотность фонового субстрата становится бесконечной), то влияние нейтринного моря может сводиться к систематическому возмущению только положения перигентра.

В динамике некоторых объектов Метагалактики может, в принципе, оказаться существенным гравитационное влияние труднонаблюдаемых форм материи. Как полагают Фодор, Кёвеш и Маркс [1, 2], источником такого гравитационного поля для больших скоплений галактик могли бы быть нейтрино. Вопрос о нейтринном фоне во Вселенной рассматривался впервые в работе Понтекорво и Смородинского [3]. Согласно предложенной ими гипотезе флуктуации, приведшей к существованию местных скоплений вещества и антивещества, плотность энергии нейтрино — антинейтрино (зарядово-симметричный фон) должна была бы когда-то в прошлом намного превышать плотность энергии нуклонов и, возможно, продолжает превышать ее и в современную эпоху. Большую плотность нейтрино можно также ожидать в рамках теории Вайнберга о существовании вырожденного нейтринного моря Вселенной [4, 5]. В уже упоминавшихся работах Фодора, Кёвеш и Маркса рассмотрены неоднородности в плотности

нейтринного моря, обусловленные большими скоплениями масс, и соответствующие избытки плотности интерпретированы как возможные факторы, поддерживающие стабильность гравитирующих систем. Ниже мы рассмотрим гравитационное влияние самого невозмущенного моря нейтрино в динамике выделившейся на его фоне простейшей небесно-механической схемы — бинарной системы.

Следуя Мак-Кри и Милну, гравитационное поле однородного субстрата с давлением  $P$  может быть описано в рамках классической механики и ньютоновской теории тяготения заменой плотности материи  $\delta$  на величину  $\delta + 3P/c^2$  [6]:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{4}{3} \pi G R \left( \delta + \frac{3P}{c^2} \right) = -\frac{4\pi G}{c^2} R (\varepsilon + 3P), \quad (1)$$

где  $R$  — радиус произвольного сферического объема, содержащего данное количество сохраняющихся частиц субстрата,  $\varepsilon$  — плотность энергии,  $c$  — скорость света.

Для фона нейтрино

$$P = \frac{1}{3} \varepsilon = \frac{1}{3} \delta c^2 \quad (2)$$

и в этом случае в уравнении (1) имеем

$$\frac{\varepsilon + 3P}{c^2} = \frac{2\varepsilon}{c^2} = 2\delta, \quad (3)$$

так что фактическая сила гравитационного воздействия нейтринного моря однородной модели мира вдвое больше по сравнению с величиной силы, соответствующей при заданной плотности распределения массы полю тяготения обычного вещества [7].

Выделив теперь на рассматриваемом гравитирующем фоне систему двух взаимно притягивающихся квазиточечных тел постоянной суммарной массы  $M$ , обратимся к уравнению их относительного движения с учетом отмеченной Радзиевским специфики квазиупругого поля сил — движение одного тела по отношению к другому происходит так, как если бы с последним был совмещен центр квазиупругого притяжения [8]:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -GM \frac{\vec{r}}{r^3} - \frac{8}{3} \pi G \delta(t) \vec{r}. \quad (4)$$

Если плотность доминирующего фона нейтрино в эпоху  $t_0$  равна со-

ответствующему критическому значению  $\delta_0 = 3H_0^2/8\pi G$  ( $H_0$ —значение постоянной Хаббла), то изменение  $\delta$  происходит по закону [7]

$$\delta = \frac{3}{32\pi G t^2} \quad (5)$$

Имея в виду, что к тому же частное выражение плотности (5) практически является универсальным на ранних стадиях развития всех типов „горячей“ модели мира [7], его мы примем для определения аналитической структуры нестационарной квазиупругой силы уравнения движения (4):

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -GM \frac{\vec{r}}{r^3} - \frac{1}{4t^2} \vec{r}. \quad (6)$$

В связи с космогоническим характером самой постановки вопроса представляется важным иметь хотя бы ориентировочные аналитические оценки, описывающие основные тенденции в поведении динамической системы (6), и здесь обращает на себя внимание следующая интегрируемая проблема.

Рассмотрим относительное движение двух квазитоочечных тел на фоне гравитирующего вещества мира Эйнштейна—де Ситтера [7, 9]—равномерно распределенной и изотропно расширяющейся пылевидной (отсутствует давление) материи с плотностью

$$\delta = \frac{1}{6\pi G t^2}. \quad (7)$$

Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -GM \frac{\vec{r}}{r^3} - \frac{2/9}{t^2} \vec{r}, \quad (8)$$

где  $M$ — суммарная масса взаимодействующих тел.

В результате замены переменных

$$\vec{r} = r_0 t_0^{-2/3} t^{1/3} \vec{\rho}, \quad t = (\tau/3)^3 \quad (9)$$

уравнение (8) приобретает вид

$$\frac{d^2 \vec{\rho}}{d\tau^2} = -\alpha \tau \frac{\vec{\rho}}{\rho^3}, \quad \alpha = GM t_0^2 / 3 r_0^3 \quad (10)$$

со следующей взаимосвязью начальных условий:

$$\tau_0 = 3t_0^{1/3}, \quad \vec{\rho}_0 = t_0^{1/3} \frac{\vec{r}_0}{r_0}, \quad \left( \frac{d\vec{\rho}}{d\tau} \right)_0 = -\frac{1}{3} \frac{\vec{r}_0}{r_0} + \frac{t_0}{r_0} \left( \frac{d\vec{r}}{dt} \right)_0 \quad (11)$$

(индекс „нуль“ приписывается значениям фигурирующих у нас величин в некоторую эпоху  $t_0$ ).

Умножая уравнение (10) векторно на  $\vec{\rho}$  слева и интегрируя, получаем

$$[\vec{\rho} \times d\vec{\rho}/d\tau] = \vec{C}, \quad (12)$$

где  $\vec{C}$  — постоянный вектор. Используя аналогичным образом вектор  $2 d\vec{\rho}/d\tau$  в качестве множителя скалярного произведения, имеем

$$\left( \frac{d\rho}{d\tau} \right)^2 - \frac{2\alpha\tau}{\rho} = h, \quad (13)$$

где введено обозначение

$$h = -2 \int \frac{\alpha}{\rho} d\tau. \quad (14)$$

Следуя Гельфгату, систему уравнений (12) и (13) интегрируем в полярных координатах  $\rho$  и  $\vartheta$  вектор-функции  $\vec{\rho}$  с одновременным привлечением вместо  $\tau$  величины (14) как независимой переменной [10]:

$$\rho = -2h (C_1 J_{-1/3}^2 + C_2 J_{1/3}^2 + C_3 J_{-1/3} J_{1/3}), \quad (15)$$

$$\vartheta - \vartheta_0 = i \ln \frac{2C_1 J_{-1/3} + (C_3 - \sqrt{C_3^2 - 4C_1 C_2}) J_{1/3}}{2C_1 J_{-1/3} + (C_3 + \sqrt{C_3^2 - 4C_1 C_2}) J_{1/3}}, \quad (16)$$

$$\alpha\tau = h^2 [C_1 (J_{-1/3}^2 + J_{2/3}^2) + C_2 (J_{1/3}^2 + J_{-2/3}^2) + C_3 (J_{-1/3} J_{1/3} - J_{-2/3} J_{2/3})], \quad (17)$$

где  $J_\nu$  — функции Бесселя первого рода порядка  $\nu = -1/3, 1/3, -2/3, 2/3$  с аргументом  $z$  вида

$$z = ih^{3/2}/6\alpha, \quad (18)$$

а  $C_1, C_2$  и  $C_3$  — постоянные интегрирования, связанные соотношением

$$C_3^2 = 4C_1 C_2 - \frac{\pi^2 C_1^2}{3(6\alpha)^2}. \quad (19)$$

Возвращаясь теперь к интересующей нас здесь динамической системе (6) и сопоставляя ее с уравнением (8), нетрудно усмотреть, что фигурирующие в них квазиупругие силы отличаются только постоянным множителем порядка единицы, и соответственно может быть предложена аппроксимация общих тенденций и характера поведения этой системы полученными выше результатами (9)—(19).

С точки зрения указанной аппроксимации должно иметь место, в частности, следующее свойство решения уравнения (6): если период

$$P_0 = \frac{2\pi r_0^{3/2}}{\sqrt{GM_0}} \quad (20)$$

оскуливающего кругового движения в эпоху  $t_0$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_0^2 = \frac{GM}{r_0}, \quad \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 = 0 \quad (21)$$

намного меньше значения самого времени  $t_0$ , отсчитываемого от момента сингулярности ( $\delta = \infty$ ),

$$P_0 \ll t_0, \quad (22)$$

то соответствующее этим начальным условиям возмущение в радиус-векторе  $\delta r = r - r_0$  не содержит векового члена.

Обратимся прежде всего к начальному ( $t = t_0$ ) значению промежуточной переменной  $h$ , определяемому формулами (11) и (13):

$$h_0 = \frac{1}{9} - \frac{2}{3} \frac{t_0}{r_0} \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 + \frac{t_0^2}{r_0^2} \left(\frac{dr}{dt}\right)_0^2 - 6a. \quad (23)$$

В силу выражений (10), (11), (20), (21) и (23), имеем

$$h_0 = \frac{1}{9} - 3a, \quad 3a = \left(\frac{2\pi t_0}{P_0}\right)^2, \quad (24)$$

так что с учетом соотношения (22) аргумент функций Бесселя (18) в момент  $\tau_0 = 3t_0^{1/3}$  действителен и отрицателен, причем

$$|z_0| = |ih_0^{3/2}/6a| \gg 1. \quad (25)$$

Поскольку отмеченное свойство исходного значения величины (18) может быть распространено на все последующие моменты  $\tau$  (как видно из формулы (14),  $h$  является убывающей функцией  $\tau$ , причем в рассматриваемом случае  $h_0 < 0$ ), то в равенствах (15) и (17) восполь-

звеемся соответствующими асимптотическими разложениями функций Бесселя [11]

$$J_\nu \sim e^{(\nu + \frac{1}{2})\pi i} \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} \left[ \cos\left(z + \frac{1}{2}\nu\pi + \frac{1}{4}\pi\right) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m (\nu, 2m)}{(2z)^{2m}} - \right. \\ \left. - \sin\left(z + \frac{1}{2}\nu\pi + \frac{1}{4}\pi\right) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m (\nu, 2m+1)}{(2z)^{2m+1}} \right], \quad (26)$$

где имеются в виду порядки  $\nu = -1/3, 1/3, -2/3, 2/3$ . Ограничившись главными членами этих представлений, положим

$$J_\nu = e^{(\nu + \frac{1}{2})\pi i} \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} \cos\left(z + \frac{1}{2}\nu\pi + \frac{1}{4}\pi\right), \quad (27)$$

откуда следует, что

$$J_{-1/3}^2 + J_{2/3}^2 = e^{\frac{1}{3}\pi i} \frac{2}{\pi z}, \quad (28)$$

$$J_{1/3}^2 + J_{-2/3}^2 = -e^{\frac{2}{3}\pi i} \frac{2}{\pi z} \quad (29)$$

и

$$J_{-1/3} J_{1/3} - J_{-2/3} J_{2/3} = -\frac{1}{\pi z}. \quad (30)$$

Соответственно

$$a\tau = \frac{h^2}{\pi z} \left( 2C_1 e^{\frac{1}{3}\pi i} - 2C_2 e^{\frac{2}{3}\pi i} - C_3 \right) \quad (31)$$

или, принимая во внимание формулу (18), имеем

$$h = -\frac{\pi^2 \tau^2}{36 \left( 2C_1 e^{\frac{1}{3}\pi i} - 2C_2 e^{\frac{2}{3}\pi i} - C_3 \right)^2} = \frac{h_0}{\tau_0^2} \tau^2. \quad (32)$$

Далее, подставляя выражение (27) в равенство (17), получаем

$$\rho = -\frac{24\alpha}{\pi \sqrt{-h}} \left[ C_1 e^{\frac{1}{3}\pi i} \cos^2\left(z + \frac{\pi}{12}\right) - C_2 e^{\frac{2}{3}\pi i} \cos^2\left(z + \frac{5\pi}{12}\right) - \right. \\ \left. - C_3 \cos\left(z + \frac{\pi}{12}\right) \cos\left(z + \frac{5\pi}{12}\right) \right]. \quad (33)$$

Возвращаясь теперь на основе соотношений (9), (18), (32) и (33) к исходным переменным, находим

$$r = -\frac{24\alpha r_0}{t_0^{1/3} \pi \sqrt{-h_0}} \left[ C_1 e^{\frac{1}{3} \pi i} \cos^2 \left( Bt + \frac{\pi}{12} \right) - C_2 e^{\frac{2}{3} \pi i} \cos^2 \left( Bt + \frac{5\pi}{12} \right) - C_3 \cos \left( Bt + \frac{\pi}{12} \right) \cos \left( Bt + \frac{5\pi}{12} \right) \right], \quad (34)$$

где введено обозначение

$$B = \frac{ih_0^{3/2}}{6\alpha t_0}. \quad (35)$$

Таким образом, в рамках условий (21) и (22) определяемая формулами (9)—(19) величина  $r$  является периодической функцией времени. Как и следовало ожидать, в пределе при  $t_0 \rightarrow \infty$  период  $T$  функции (34) стремится к классическому выражению:

$$\lim_{t_0 \rightarrow \infty} T = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \left( -\frac{\pi}{B} \right) = \frac{2\pi r_0^{3/2}}{\sqrt{GM}}. \quad (36)$$

Нетрудно усмотреть, что отмеченное выше частное свойство аппроксимирующих соотношений (9)—(19) может быть распространено и на случай движения, принадлежащего в эпоху  $t_0$  эллиптическому типу

$$\left( \frac{dr}{dt} \right)_0^2 - \frac{2GM}{r_0} < 0, \quad \left( \frac{dr}{dt} \right)_0^2 = GM \left( \frac{2}{r_0} - \frac{1}{a_0} \right), \quad r_0 = \frac{a_0 (1 - e_0^2)}{1 + e_0 \cos \varphi_0}, \quad (37)$$

если при этом имеют место следующие соотношения:

$$\left( \frac{dr}{dt} \right)_0 = \sqrt{\frac{GM}{a_0 (1 - e_0^2)}} e_0 \sin \varphi_0 = 0, \quad \frac{2\pi a_0^{3/2}}{\sqrt{GM_0}} \ll t_0. \quad (38)$$

В самом деле, в силу формул (14), (23), (37) и (38), имеем

$$-ih^{3/2}/6\alpha \gg 1, \quad (39)$$

так что, следуя и здесь асимптотическим представлениям (26)—(30), получим соотношение вида (34) с новой системой постоянных. Этот результат может быть интерпретирован как отсутствие векового эффекта в возмущении оскулирующего эксцентриситета [12]

$$e = \sqrt{1 + \frac{k^2}{G^2 M^2} \left[ \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{k^2}{r^2} - \frac{2GM}{r} \right]}, \quad (40)$$

соответствующего динамической системе (6) с начальными условиями (37) и (38) при учете ее интеграла кинетического момента

$$[\vec{r} \times d\vec{r}/dt] = \text{const} = \vec{k}, \quad (41)$$

т. е. если в относительном движении двух тел по орбите эллиптического типа оскулирующий период обращения в эпоху  $t_0$  (один из моментов прохождения через перигентр) намного меньше значения самого времени  $t_0$ , отсчитываемого от момента сингулярности ( $\delta = \infty$ ), то с точки зрения принятой аппроксимации гравитационное влияние нейтринного моря может сводиться к систематическому возмущению только положения перигентра.

Нетрудно продолжить аналогичный анализ общих аппроксимирующих соотношений (9)—(19) применительно и к другим частным условиям для динамической системы (6).

Астрофизический институт  
АН Каз. ССР

## ON THE DYNAMICS OF GRAVITATING SYSTEMS AGAINST THE NEUTRINO BACKGROUND OF THE UNIVERSE

T. B. OMAROV

The gravitational influence of a homogeneous neutrino sea of an expanding Universe is considered in the dynamics of a pair of quasi-pointed bodies against its background. On the basis of „close“ integrable problem correlations describing common properties and the character of behaviour of the system under consideration are proposed. Specifically it is shown that if in a relative motion of two bodies along the orbit of elliptical type the osculating period of circulation in epoch  $t_0$  (a moment of the passages through the pericenter) is considerably less than the value of moment  $t_0$  itself counted off from the singularity moment (density of a substratum of background becomes infinite), the influence of neutrino sea can be reduced to the systematic perturbation of only the position of the pericenter.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. Fodor, Z. Kóvesy, G. Marx, Acta Phys. Hung., 17, 171, 1964.
2. G. Marx, Acta Phys. Hung., 22, 59, 1967.
3. Б. М. Понтекоров, Я. А. Сморodinский, ЖЭТФ, 41, 239, 1961.

4. *S. Weinberg*, *Nuovo Cimento*, 25, 15, 1962.
5. *S. Weinberg*, *Phys. Rev.*, 128, 1457, 1962.
6. *W. Mc. Crea, E. Milne*, *Quart. J. Math.*, 5, 73, 1934.
7. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
8. *В. В. Радзиевский*, *Астрон. ж.*, 31, 436, 1954.
9. *A. Einstein, W. de Sitter*, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 18, 213, 1932; *А. Эйнштейн*.  
Собрание научных трудов, 2, 396, Наука, М., 1966.
10. *Б. Е. Гельфат*, *Бюлл. ин-та теор. астр.*, 7, 354, 1959.
11. *Г. Ватсон*, *Теория бесселевых функций*, т. I, ИЛ., М., 1949.
12. *Г. Н. Дубошин*, *Небесная механика*, Наука, М., 1968.





**ВИКТОР АЛЕКСЕЕВИЧ ДОМБРОВСКИЙ**

1 февраля 1972 г. скоропостижно скончался член редакционной коллегии журнала „Астрофизика“, директор Астрономической обсерватории Ленинградского университета, профессор Виктор Алексеевич Домбровский.

В его лице советская астрофизика потеряла одного из своих выдающихся деятелей, энергичного наблюдателя и талантливого воспитателя молодых научных кадров.

В. А. Домбровский родился 30 сентября 1913 г. в древнем русском городе Ростове Ярославской губернии. Здесь он окончил среднюю школу, в которой занимался математикой под руководством замечательного педагога — своего отца. Отец же привил ему интерес и любовь к астрономии. В 1931 г., желая специализироваться по астрономии, В. А. Домбровский поступил на физико-математический факультет Ленинградского университета. По окончании университета он остался на кафедре астрофизики, связав с ней всю свою дальнейшую деятельность.

Виктор Алексеевич начал научную работу еще в студенческие годы. Его первым увлечением были переменные звезды. Затем им были выполнены ценные исследования по фотометрии туманностей. Особенно же значительных результатов он достиг, когда приступил к изучению небесных тел поляриметрическим методом. Для выполнения поляриметрических наблюдений В. А. Домбровский создал весьма совершенную методику, которая использовалась как им самим, так и его учениками. Этим было положено начало в разработке нового направления астрофизических исследований в нашей стране.

Широко известны работы В. А. Домбровского, посвященные поляризации света звезд и туманностей. Ему (одновременно с М. А. Вашакадзе) принадлежит одно из виднейших астрономических открытий середины нашего века — обнаружение поляризации Крабовидной туманности.

Менее известно, что еще раньше, одновременно с американскими исследователями, на основании своих фотографических наблюдений, проведенных в Бюракане, В. А. Домбровский, пришел к выводу о наличии поляризации света у некоторых горячих гигантов. Эти результаты им были опубликованы. Однако его большая требовательность к точности наблюдений была причиной того, что он сам считал независимо произведенное другими астрономами фотозлектрическое открытие этого явления более убедительным.

Большой заслугой В. А. Домбровского, как директора Астрономической обсерватории ЛГУ, была постройка астрофизической станции вблизи Бюраканской обсерватории. Установленные здесь инструменты оригинальной конструкции дали возможность вести фотометрические и поляриметрические наблюдения различных объектов, из которых особый интерес представляют наблюдения квазаров и ядер галактик. В последние годы на этой станции были начаты работы по исследованию свечения звезд в недоступной ранее инфракрасной области спектра.

В. А. Домбровский был членом Астрономического совета АН СССР, руководителем рабочей группы по внегалактической астрофизике, членом Ученого совета Пулковской обсерватории.

Как человек, Виктор Алексеевич отличался большой широтой интересов. Он понимал и ценил музыку, литературу, искусство. Он много путешествовал по стране, относясь с особым вниманием к ее историческим памятникам. Любимыми спутниками его жизни были книги.

Безвременная смерть Виктора Алексеевича Домбровского — большая потеря для нашей науки и для всех тех, кто его знал и работал вместе с ним.

## CONTENTS

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. V. <span style="display: block; text-align: right; padding-right: 20px;"><i>B. Ye. Markarian, V. A. Litpovetsky</i></span>	155
ON THE NATURE OF GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. I. PRINCIPAL SPECTRAL AND COLOUR CHARACTERISTICS <span style="display: block; text-align: right; padding-right: 20px;"><i>B. Ye. Markarian</i></span>	165
THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. V. <span style="display: block; text-align: right; padding-right: 20px;"><i>M. A. Arakeltan, E. A. Dibay, V. F. Yestpov</i></span>	177
HYDROGEN LINES IN THE SPECTRUM OF MARKARIAN 6 GALAXY DURING ITS ACTIVITY . . . . .	187
LIGHT SCATTERING IN A HOMOGENEOUS SPHERE . . . . .	197
NONCOHERENT SCATTERING. III. . . . .	213
ON THE POSSIBILITY OF ACCELERATION OF MATTER IN HOT STARS BY ABSORPTION IN SPECTRAL LINES . . . . .	227
ON DIFFUSION OF RADIATION IN STELLAR SHELL EXPANDING WITH CONSTANT VELOCITY . . . . .	235
ON THE NATURE OF THE UV CETI-TYPE STARS FLARE RADIATION <span style="display: block; text-align: right; padding-right: 20px;"><i>A. A. Korovyakovskaya</i></span>	247
THE EVOLUTION OF WHITE DWARF WITH ACCRETION OF HYDROGEN RICH MATTER. I. . . . .	261
THE ATMOSPHERE OF NON-ROTATING BARYON STARS <span style="display: block; text-align: right; padding-right: 20px;"><i>G. S. Sahaktan, D. M. Sedraktan</i></span>	283
THE PHASE MIXING OF THE SECOND KIND IN STELLAR SYSTEMS. II. <span style="display: block; text-align: right; padding-right: 20px;"><i>L. P. Ostpkov</i></span>	295
THE VELOCITY VARIATION OF STAR AS A PURELY DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS. III. THE STARS OF DIFFERENT MASSES IN OPEN CLUSTER . . . . .	305
ON THE DYNAMICS OF GRAVITATING SYSTEMS AGAINST THE NEUTRINO BACKGROUND OF THE UNIVERSE . . . . .	315