

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

НОЯБРЬ, 1971

ВЫПУСК 4

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. IV. <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>	511
МОРФОЛОГИЯ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА <i>А. Т. Каллолян</i>	521
ОБНАРУЖЕНИЕ ПЕРЕМЕННОЙ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЗВЕЗДЫ SCO X-1 <i>Ю. Н. Гнедин, О. С. Шулов</i>	529
МЕДЛЕННАЯ ВСПЫШКА В ПЛЕЯДАХ <i>Э. С. Парсамян</i>	547
ФУОРЫ <i>В. А. Амбарцумян</i>	557
НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. I. ИЗОТРОПНОЕ РАССЕЯНИЕ <i>Н. Б. Екибарян</i>	573
ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. III. ОБРАЗОВАНИЕ ЗЕЕМАНОВСКОГО ТРИПЛЕТА С НЕРАСПЕЛЕННЫМ ВЕРХНИМ УРОВНЕМ. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ <i>Х. Домкв</i>	587
КОНВЕКЦИЯ В ОБОЛОЧКАХ А—F ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ <i>Э. Эрима</i>	605
О ПРИРОДЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ <i>А. К. Юхимук</i>	611
К ВОПРОСУ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД <i>Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, Н. И. Шакура</i>	617
УСТОЙЧИВОСТЬ И РАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД <i>Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, Г. С. Аджян</i>	625
КВАЗИРАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. В НЬЮТОНОВСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ <i>В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян</i>	643
РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ОБОЛОЧКИ ВО ВРЕМЯ КОЛЛАПСА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ <i>П. Р. Амгуэль, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов</i>	651
ЧИСЛО СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕГО ПЛОТНОСТИ <i>А. М. Резикян</i>	655
ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВЕЗДЫ КАК ЧИСТО РАЗРЫВНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС. II. МАССИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ В СКОПЛЕНИЯХ <i>В. С. Калиберда, И. В. Петровская</i>	663
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НОВЫЕ ИЛИ ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ ВОКРУГ γ ЛЕБЕДЯ <i>М. А. Казарян, Э. С. Парсамян</i>	671

Խ Մ Բ Ա Ղ Ր Ա Կ Ա Ն Կ Ո Ւ Ե Ղ Ի Պ

Ա. Ա. Բոյաշչուկ, Վ. Ա. Դոմբրովսկի, Յա. Բ. Ջիրովիչ, Հ. Մ. Քովմասյան,
Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոլև

Редакционная коллегия

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

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

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

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

«Աստրոֆիզիկա»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինֆենատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, սիզամածությունների ու սիշատաղային սիշավայրի ֆիզիկայի, աստղային և տատազակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սանմանակից քննազավանների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ապդիտանների և բարձր կուսների ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արծեֆն է 1 ուրլի, բաժանողագինը 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանողողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմաններում, իսկ արտաստանմանում «Մեյդուոնարողնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

НОЯБРЬ, 1971

ВЫПУСК 4

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. IV.

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

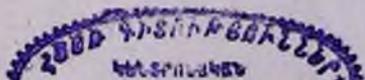
Поступила 23 сентября 1971

Приводится четвертый список галактик с ультрафиолетовым континуумом, содержащий данные для 99 объектов. При наблюдениях и изучении спектров слабых галактик применялась методика, описанная в предыдущих статьях этой серии [1—3]. Остались без изменения и обозначения в списках. У 65 объектов из приводимых в списке 99 галактик было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий. 52 объекта из 99 отнесены к типу $z-sd$, среди них можно ожидать присутствия не менее десяти объектов сейфертовского типа. Но наличие сейфертовских особенностей более или менее уверенно предсказывается у четырех объектов. Их порядковые номера в списке отмечены одной звездочкой. Двумя звездочками отмечены порядковые номера десяти звездообразных объектов, которые считаются кандидатами в QSO, исходя из того, что они имеют сходное с квазарами распределение энергии в спектре.

Составлен четвертый список галактик, обладающих избыточным ультрафиолетовым излучением, обуславливающим интенсивный континуум в ультрафиолетовой части спектра. Приводимый список является продолжением аналогичных списков, опубликованных ранее [1—3]. Все объекты были обнаружены путем изучения спектров слабых галактик на снимках проводимого в Бюраканской обсерватории обзора неба со светосильным телескопом системы Шмидта (40—52") в сочетании с объективной призмой. Наблюдения области этого списка проводились в 1968—1969 гг.

Методика наблюдений, изучения спектров и отбора галактик с интенсивным ультрафиолетовым континуумом подробно описана в предыдущих статьях этой серии [1—3].

Настоящий список, в котором сохранились обозначения предыдущих списков без изменения, содержит 99 объектов, обладающих



ультрафиолетовым континуумом, сравнимым по интенсивности с континуумом, наблюдаемым у звезд спектральных классов О и В.

Площадь области, в которой были обнаружены эти объекты, составляет, примерно, 1700 кв. градусов. Таким образом, плотность распределения галактик в области этого списка оказалась значительно ниже, чем в областях предыдущих списков. Это объясняется, во-первых, тем, что область этого списка, в основном, расположена в южном галактическом полушарии, где плотность распределения галактик несколько ниже, чем в северном. А во-вторых, условия наблюдения области этого списка оказались менее благоприятными, чем в случае ранее опубликованных списков. Это обусловлено низкой чувствительностью фотопластинок и галактической широтой области, а также сравнительно большими зенитными расстояниями при наблюдениях. По этой причине часть галактик с умеренным ультрафиолетовым избытком могла остаться не выявленной.

У 41 из 99 объектов списка были обнаружены эмиссионные линии, а у 24 заподозрено их присутствие. Таким образом, у 2/3 приведенных в настоящем списке объектов было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий.

Изучение щелевых спектров галактик с ультрафиолетовым континуумом предыдущих списков показывает, что примерно у четверти объектов, отнесенных к типу $s-sd$, наблюдаются широкие эмиссионные линии, т. е. основная спектральная особенность галактик Сейферта. Этого, как отмечалось в [1—3], следовало ожидать, так как к типу $s-sd$ относятся сильно конденсированные объекты, с распределением энергии, довольно сходным с распределением в ядрах галактик Сейферта. В настоящем списке имеются 52 объекта, отнесенные к типу $s-sd$, поэтому среди них следует ожидать около десятка объектов сейфертовского типа. Но более или менее уверенно можно предсказать присутствие сейфертовских особенностей у четырех объектов, порядковые номера которых в списке отмечены звездочкой. Это объекты № 309, 335, 352 и 374. В списке порядковые номера десяти других объектов — 320, 362, 371, 377, 380, 381, 388, 392, 393, 396 отмечены двумя звездочками. Изображения этих объектов как на прямых, так и на спектральных снимках, полученных с объективной призмой, практически не отличаются от звезд. Но по характеру распределения энергии в спектре они сходны с квазарами. Поэтому мы их считаем кандидатами в квазизвездные объекты (QSO). Хотя среди них и могут быть белые карлики и звезды типа U Блинецов, но можно надеяться, что значительная часть их все же является QSO.

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КONTИHYУМОМ

№	Галактика	Координаты		Размеры	m_{pg}	Спектр-тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
303	7244	22 ^h 13. ^m 9	+16°13'	30" × 24"	15 ^m	d2
304	—	14.7	13 59	9	15.5	sd1e:
305	—	29.35	19 25	8	17	ds2e:
306	3--57--15	29.4	19 25	24 × 12	15	d2
307	7316	33.5	20 04	36 × 30	15.5	d2e
308	3--57--31	39.5	20 00	18 × 12	15.5	sd2e
309*	—	50.1	24 27	8	16	sd1e
310	—	55.3	16 30	20 × 15	15.5	d3
311	—	56.0	14 53	14	15	ds2e
312	—	58.1	16 05	20 × 15	16	d3
313	7465	59.5	15 42	35 × 17	14	sd2
314	7468	23 00.5	16 20	30 × 20	14.5	d2e:
315	—	01.5	22 21	15	15	d2e
316	7525	11.2	13 45	30 × 20	16	d2e:
317	—	11.3	23 32	10	16	s3e:
318	7580	15.1	13 44	35 × 30	16	d2
319	4--55--1	16.2	24 57	25 × 14	15.5	sd2e
320**	—	17.6	26 50	6	16.5	s1
321	7620	17.6	23 56	24	14.5	sd2e
322	—	17.6	25 57	16 × 12	15.5	sd2e
323	7624	17.9	27 03	40 × 24	15.5	sd2
324	—	24.1	17 59	14	15.5	d2
325	7673	25.2	23 19	25	13.5	d2e
325	7677	25.6	23 15	22 × 20	15	ds3e:
327	—	34.5	23 02	12 × 10	15.5	s2e
328	—	35.2	29 52	14 × 12	16	ds1e
329	—	36.3	23 04	12 × 8	17	d2e:
330	3--60--20	40.5	19 09	22 × 15	15.5	ds1e:
331	3--60--36	48.9	20 18	24 × 18	16	sd3e
332	7798	56.9	20 29	35	15.5	s2e
333	7805	58.8	31 09	20 × 18	16	d3e
334	4--1--13	00 00.6	21 42	18 × 12	15	sd2e
335*	—	03.8	19 55	15	14	s1e
336	—	05.4	32 48	25 × 18	16	d3e
337	—	09.1	20 42	20	15.5	s3e:

1	2	3	4	5	6	7
338	2—2—5	00 ^h 21. ^m 2	+14°24'	26" × 12"	15. ^m 5	d3
339	—	22.1	14 33	20	15	d3
340	—	25.9	30 53	14 × 10	16.5	sd2e:
341	169+1559*	34.2	23 42	20 × 12	15	sd2e:
342	—	35.7	13 15	10 × 8	16.5	ds3
343	2—2—25	35.8	14 46	12	16	d3e
344	—	35.9	23 20	20 × 12	16.5	d2e
345	—	37.8	24 45	12	15.5	sd3e:
346	—	42.2	27 12	18 × 12	16.5	d2
347	1586*	45.3	22 06	20 × 14	15	d2e
348	262	46.1	31 42	24	15.5	d2e
349	—	50.9	21 14	14 × 8	15.5	sd2e
350	4—3—23	54.6	23 37	20 × 14	15.5	d2
351	—	55.2	28 06	10	16	s3e:
352*	—	57.1	31 33	15 × 12	15	s1e
353	354	01 00.6	22 05	40 × 20	15.5	s3e
354	—	01.4	20 10	14 × 10	16.5	ds3e:
355	—	19.9	26 36	12	16.5	s3
356	—	19.95	26 36	12 × 8	16	ds2e
357	—	20.0	22 54	10 × 8	16	s2e
358	5—4—59	23.7	31 22	12	16	ds2e
359	3—4—41	24.8	18 54	20 × 16	15.5	sd2e
360	3—5—13	41.2	16 48	12	15.5	sd2e
361	—	42.1	16 52	8	16	sd2e
362**	—	45.1	23 24	7	14.5	s1e:
363	694	48.2	21 45	25 × 16	15.5	d2
364	—	54.9	27 37	18	15.5	d2e:
365	—	02 01.4	28 25	25 × 20	15	sd2e
366	—	08.9	13 40	12	15.5	sd3
367	—	10.9	16 51	20 × 12	16	d3
368	235*	30.0	20 25	22 × 18	15	d3e
369	—	34.7	20 56	12	16	sd1e
370	1036	37.6	19 05	30 × 24	14.5	ds2
371**	—	45.2	—01 07	6	16	s1
372	1854*	46.5	+19 05	20 × 14	15.5	s2e
373	—	06 50.7	50 25	7	16.5	ds2e:
374*	9—12—16	55.7	54 17	7+7	15.5+16.5	s1e+s3
375	—	07 01.8	67 48	10	16	d2
376	—	10.5	45 47	12 × 10	16	s2e

1	2	3	4	5	6	7
377**	—	07 ^h 10 ^m 9	74° 06'	7"	16 ^m	s1e:
378	—	13.2	49 47	7	17	d2
379	11—9—41	13.2	63 36	30 × 7	15.5	s2
380**	—	13.3	74 33	6	17	s1e:
381**	—	49.8	58 23	6	17.5	s1
382	7—17—1	52.0	39 19	12 × 7	15.5	s2
383	2495	57.1	39 59	12 × 8	15.5	d2
384	2512	08 00.1	23 32	24	16	s3e
385	—	00.5	25 14	14 × 12	15.5	sd3
386	2565	16.9	22 11	30 × 16	15.5	sd3e
387	—	21.4	17 29	18	16	d3e:
388**	—	25.6	25 30	8	16	s1e
389	2599	29.2	22 44	24	15	sd3e:
390	—	32.4	30 4 ^a	13 × 11	15.5	sd2e:
391	2691	51.5	39 44	24 × 18	14.5	d2e:
392**	—	56.2	33 08	7	15	s1
393**	—	09 05.7	60 30	6	17	s1
394	2824	16.1	26 29	20 × 15	16	s2e:
395	—	18.7	33 31	8 × 7	17	sd2e
396**	—	21.2	35 30	7	15.5	s1e:
397	—	21.4	18 02	18 × 14	16.5	d3
398	3—24—55	21.8	17 53	18 × 12	15.5	d3
399	—	23.1	35 07	18 × 10	16.5	d2e
400	3—24—58	23.2	19 36	24 × 20	15.5	d2
401	2893	27.3	29 46	30 × 20	14	sd3

Примечания к списку

- 303—Вытянута почти по δ . Имеет слабую корону.
- 304—Очень компактная, выглядит пушистой. II Zw 175.
- 305—Сферическая компактная галактика.
- 306—Неясная структура, форма иррегулярная. К NW на расстоянии 30" находится № 305.
- 307—Галактика с неясной структурой $m \sim 14^m$. Приведенные спектральные данные относятся к ядру.
- 308—Непрерывный спектр слабый и диффузный. H_α и $(N_1 + N_2 + H_3)$ наблюдаются четко.
- 309—Центральный и яркий компонент тройки, имеющей конфигурацию цепочки. В спектре заметна H_α . Не исключена возможность присутствия у нее признаков сейфертовских галактик. У восточного компонента тройки намечается небольшой хвостик. IV Zw 121.

- 310—Сфероидальная компактная.
- 311—Галактика со слаборазвитыми спиральными рукавами.
- 312—Вытянута по δ , имеет крайне необычную—треугольную форму.
- 313—По-видимому, спиральная галактика с большим сгущением в центре. Наблюдается с ребра. Возможно, образует группу с NGC 7463—64. В спектре хорошо заметна H_{α} . Holm № 802.
- 314—Вытянута, большая ось отклоняется от круга склонений на 30° . Спектр очень диффузный.
- 315—Вид компактный. II Zw 187, Sargent [4].
- 316—Сферическая, возможно с очень слабой короной. С NW накладывается галактика эллиптической формы.
- 317—Сферический объект с оболочкой.
- 318—Сфероидальная с небольшой оболочкой.
- 319—Галактика с перемычкой. В спектре выделяется ядро. Хорошо заметна H_{α} .
- 320—На прямых снимках объект чисто звездный. Распределение энергии типа QSO.
- 321—Спиральная галактика без определенного подтипа. Спектральные данные относятся к ядру.
- 322—Сфероидальный объект, слегка вытянут почти по δ . IV Zw 142.
- 323—Ядро галактики неопределенной структуры, возможно, она—спиральная.
- 324—Компактная, сфероидальная.
- 325—Галактика неопределенной структуры с интегральной яркостью $\sim 13^m$. IV Zw 149, Sargent [4].
- 326—Ядро спиральной галактики с ярким и большим центральным сгущением и слабыми аморфными рукавами.
- 327—Компактная, слегка вытянута по δ .
- 328—Компактная, слегка вытянута по диагонали NE—SW. Barbon [5].
- 329—Вытянута по диагонали NE—SW.
- 330—По-видимому, двойная, данные относятся к западному компоненту.
- 331—Сфероидальной формы, с небольшим выбросом на севере.
- 332—Ядро яркой Sbc галактики интегральной яркости $\sim 13^m$.
- 333—Сферическая галактика—западный компонент двойной системы NGC 7805—06.
- 334—Сфероидальное образование со слабыми, малоразвитыми спиральными рукавами аморфного вида. Присутствует H_{α} . IV Zw 1.
- 335—Вид звездообразный. Распределение энергии типа QSO. Хорошо заметна H_{α} , ($N_1 + N_2 + H_{\beta}$) как будто отсутствует. Возможно присутствие признаков галактик Сейфера.
- 336—Выглядит как эллиптическая галактика. Указанные спектральные признаки относятся к ядру.
- 337—Компактная, с размытыми границами.
- 338—Сильно вытянута.
- 339—Вид—компактная, но не исключена возможность присутствия слабых, сильно закрученных спиральных рукавов.
- 340—Вытянута по δ , имеет эллиптическую форму с размытыми краями. Наблюдается H_{α} .
- 341—Согласно МКГ это NGC 169a (4—2—34). Описан южный компонент. Эллиптической формы, с тупыми концами большой оси. Непрерывный спектр в синеволетовой части диффузный, в ультрафиолете становится ярче. Наблюдается H_{α} .
- 342—Вид компактный.

- 343—Объект компактный, погружен в туман значительных размеров. Спектр в красной части очень яркий.
- 344—Форма эллиптическая.
- 345—Компактная, с резкими границами в слабом тумане.
- 346—Вытянута почти по δ .
- 347—Слегка вытянутое по δ компактное образование. III Zw 12, Sargent [4].
- 348—Сферическая с короной. В целом красная, данные относятся к ядру. В спектре наблюдаются H_2 и $(N_1 + N_2 + H_3)$.
- 349—Вытянута по диагонали NW—SE, выглядит компактной.
- 350—Объект диффузный, вытянут почти по δ .
- 351—Компактная сферическая галактика.
- 352—Конденсированная сферическая галактика с размытыми краями. Похожа на № 9 [1]. Видна H_2 . Возможно присутствие признаков галактик Сейферта.
- 353—Ядро вытянутой галактики эллиптической формы $\sim 14''$.
- 354—Компактная.
- 355—Очень компактная.
- 356—Вытянута по диагонали NW—SE.
- 357—Галактика с выбросом, заканчивающимся голубым узлом $\sim 19''$. Наблюдаются H_2 и $(N_1 + N_2 + H_3)$.
- 358—Ядро спиральной галактики.
- 359—Почти сферическая галактика с короной, у которой, судя по спектру, должно быть слабое звездообразное ядро.
- 360—Спектр несколько диффузный. Галактика имеет выброс, похожий на № 231 [3] III Zw 33, Sargent [4].
- 361—Компактная сферическая галактика. Varbon [5].
- 362—На прямых снимках совершенно звездообразна, в синей части спектра видны два узла. Возможно, что QSO.
- 363—Вытянута почти по δ , границы резкие, объект мало-конденсированный. VZw 122.
- 364—Сферическая галактика, имеет слабую оболочку. VZw 155.
- 365—По-видимому, взаимодействующая пара, на карте—два слившихся объекта. Приведенные спектральные характеристики относятся к восточному компоненту. В спектре наблюдается H_2 .
- 366—Компактная в тумане. III Zw 42.
- 367—Вытянута почти по δ . На $17'$ к северо-востоку от нее слабый объект типа $ds\ 3e^-$.
- 368—Сферическое образование.
- 369—Компактная сферическая галактика. Намечается очень слабый выброс к северу. В спектре присутствуют H_2 , $(N_1 + N_2 + H_3)$ и $\lambda\ 3727$. III Zw 50, Varbon [5].
- 370—Вытянута по δ и намечается слабая корона.
- 371—Красная часть спектра несколько ярче синей, но ультрафиолет распространяется очень далеко. Возможно, это QSO.
- 372—Эллиптической формы без резких границ. Судя по спектру, ядро должно быть звездообразным.
- 373—Либо спиральная галактика с двумя рукавами, либо двойная, каждый компонент которой имеет по одному рукаву.
- 374—Взаимодействующая система, восточный компонент sle . Заметна H_2 . Возможно присутствие признаков галактик Сейферта.
- 375—На вид компактный объект сферической формы, но мало-конденсированный.

- 376—Слегка вытянута по δ . В ультрафиолете спектр резко обрывается. Наблюдается H_{α} .
- 377—Ультрафиолетовый континуум очень большой. Распределение энергии типично для QSO. В спектре, как будто, намечаются узлы. При публикации настоящей работы выяснилось, что этот объект по координатам почти совпадает со звездой LP 34—185 (имеющей небольшое собственное движение), но имеются заметные различия в яркости и спектральных характеристиках.
- 378—Очень компактный объект.
- 379—Сильно вытянутое по диагонали NE—SW образование с неясной структурой.
- 380—Распределение типично для QSO. Ультрафиолетовый континуум очень большой. Спектр выглядит несколько раздробленным—намечаются узлы.
- 381—Конец ультрафиолетового конца спектра приходится на красную часть спектра яркой звезды, расположенной к югу от этого объекта на $2'$. В спектре как будто наблюдается H_{α} . Объект несомненно интересный.
- 382—Вытянута по δ , имеет оболочку.
- 383—Большая ось отклоняется от круга склонения к востоку на 20° . С юга соприкасается слабая звезда $\sim 18^m$.
- 384—Спиральная галактика $\sim 14^m$. Данные относятся к ядру.
- 385—Сферическая, компактная.
- 386—Ядро спиральной галактики раннего типа.
- 387—Компактная сферическая галактика.
- 388—На прямых снимках не отличается от звезд, но по яркости спектр уступает звездам таких же размеров на прямых снимках. По координатам совпадает с Top 323, но уступает ей по яркости, возможно, что объект переменный.
- 389—Ядро сферической галактики с заметной оболочкой, видимо, типа SO.
- 390—Сферический объект, слегка вытянут по α . С запада соприкасается с объектом $18-19^m$, который может быть спутником.
- 391—Большая ось отклоняется к западу на 15° .
- 392—Распределение энергии типа QSO.
- 393—Распределение энергии типа QSO. Признаков эмиссии нет.
- 394—Сферическое образование с размытыми границами.
- 395—На вид компактная, слегка вытянута по δ . На севере замечается слабый туман, по-видимому, это выброс. Намечаются H_{α} и $(N_1 + N_2 + N_3)$. Непрерывный спектр очень слабый.
- 396—Распределение энергии типа QSO. В спектре наблюдаются узлы и очень большой ультрафиолетовый континуум. По общему виду спектра похожа на 3C 273.
- 397—Компактная, слегка вытянута.
- 398—Вытянута, большая ось отклоняется к западу на $15-20^{\circ}$.
- 399—Вытянута по α .
- 400—Компактного вида образование.
- 401—Эллиптическая форма. Большая ось отклоняется к западу на $15-20^{\circ}$.

Такие объекты были включены и в предыдущие списки и часть их, как, например, № 106, 132, 205, 231 и др., в самом деле оказались квазизвездными объектами, причем с весьма интересными особенностями.

В заключение отметим, что для полноты статистики в список были включены семь компактных галактик, находящихся в изученной области,

для которых Саргент [4] и Барбон [5] получили щелевые спектры. Соответствующие замечания об этих галактиках приведены в примечаниях к списку, а также дается номенклатура других объектов, имевшаяся в литературе. Как и ранее, приводятся карты отождествления объектов списка, отпечатанные с красных карт Паломарского обозрения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. IV.

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY

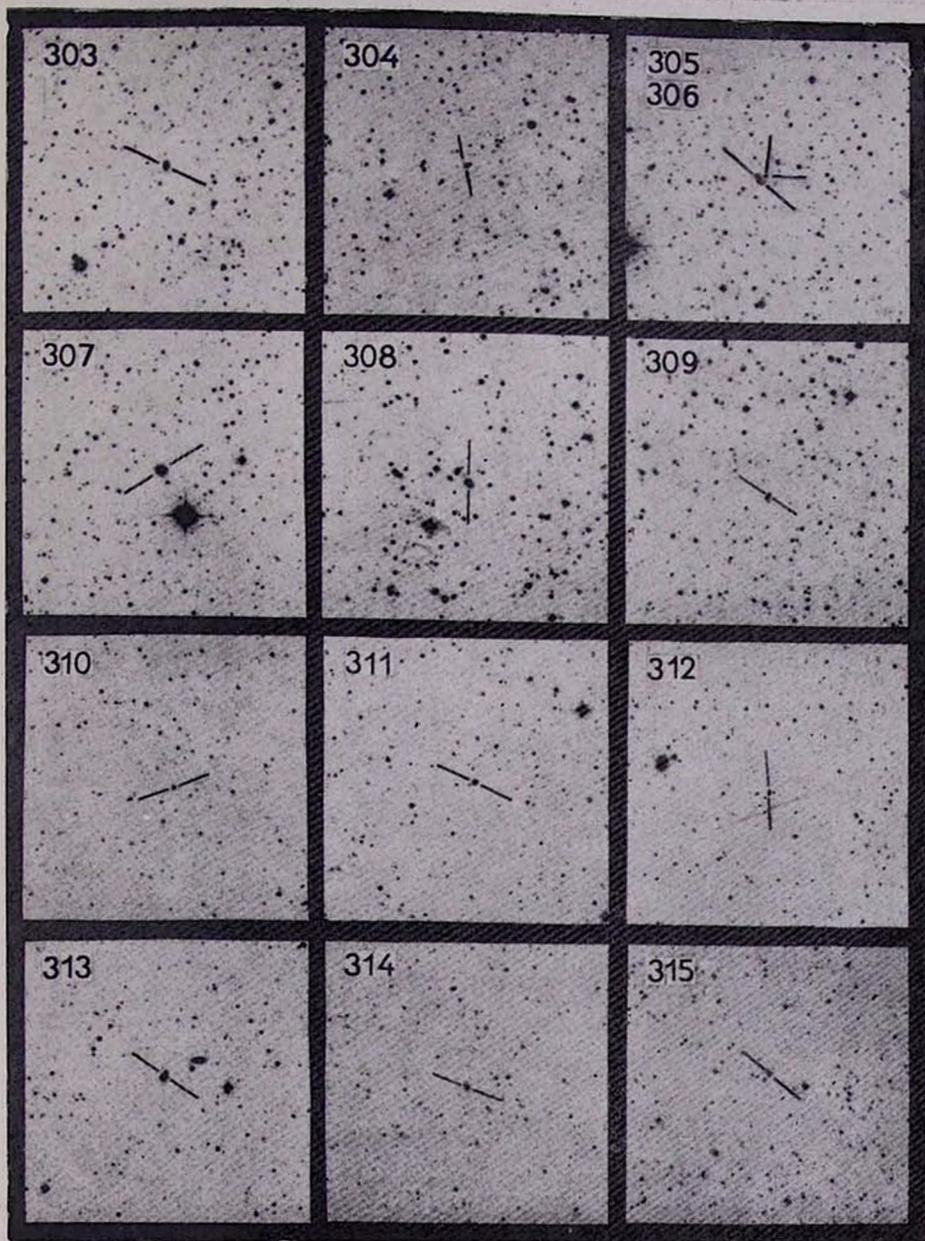
The fourth list of galaxies with ultraviolet continuum containing 99 objects is given. The applied methods of observation and investigation of spectra of faint galaxies have been described in the previous papers of these series [1—3]. The designations in this list remained unchanged. In 65 out of 99 objects of this list the presence of emission lines is either established or suspected. 52 list objects are classified as s-sd type, among which one can expect to find about ten objects of Seyfert type. But the presence of Seyfert characteristics can be predicted more or less certainly for four of them. The numbers of ten starlike objects are marked with two asterisks. They are candidates of QSO-s, as the energy distribution in their spectra is similar to the one in quasars.

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. W. L. W. Sargent; *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
5. R. Barbon, *Contr. Asiago Obs.* No. 218, 1969.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

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



316



317



318



319



320



321



322



323



324



325

326



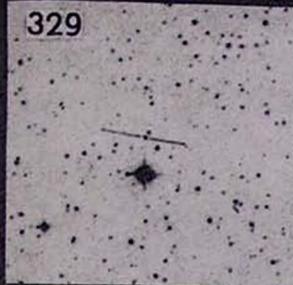
327



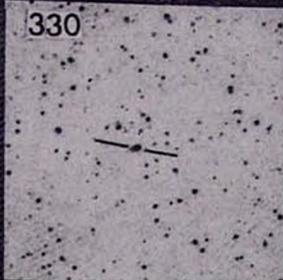
328



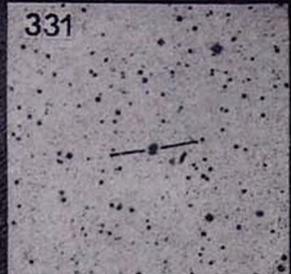
329



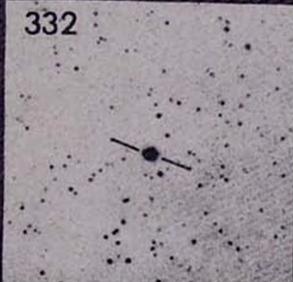
330



331



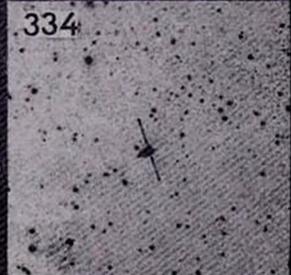
332



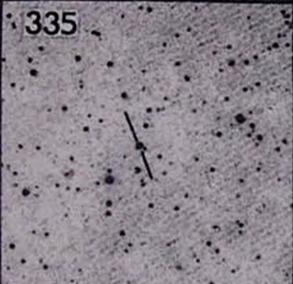
333



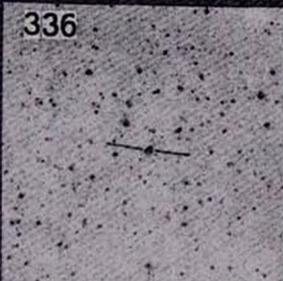
334



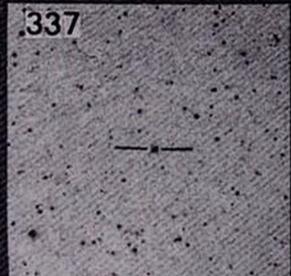
335



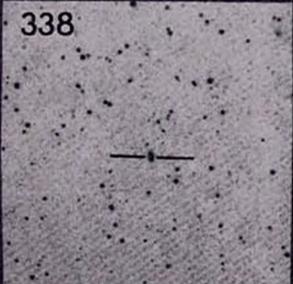
336



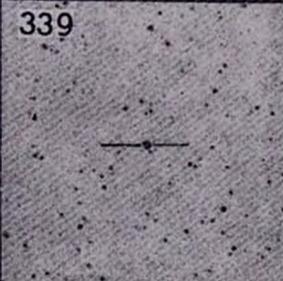
337



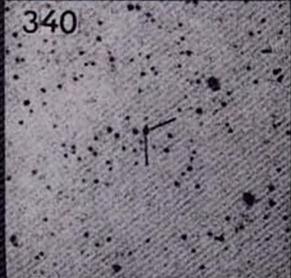
338



339



340



341



342



343



344



345



346



347



348



349



350



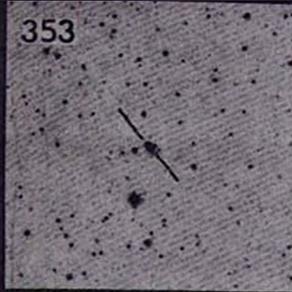
351



352



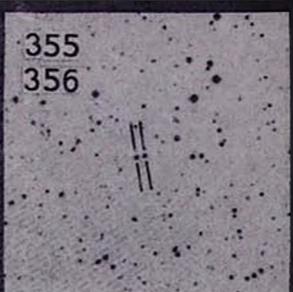
353



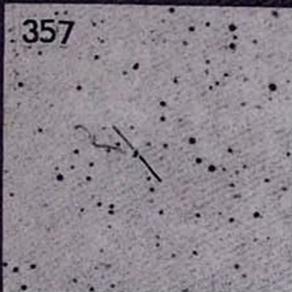
354



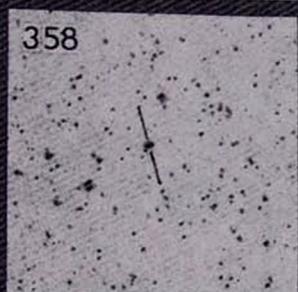
355
356



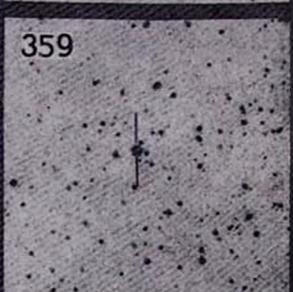
357



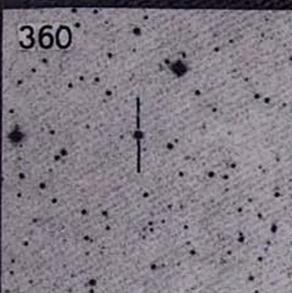
358



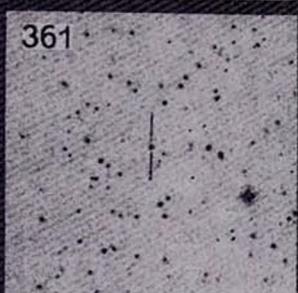
359



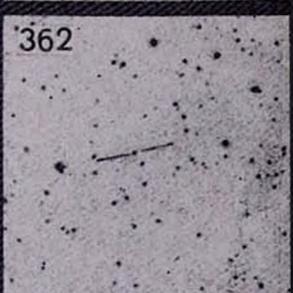
360



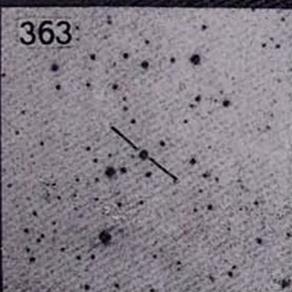
361



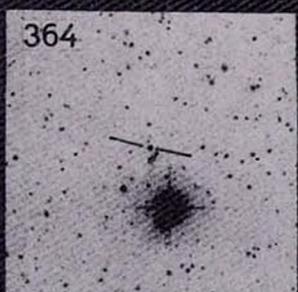
362



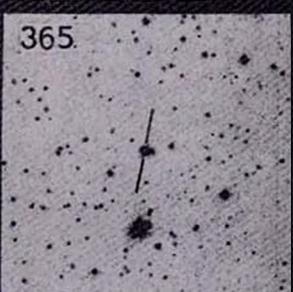
363



364



365



366

367

368

369

370

371

372

373

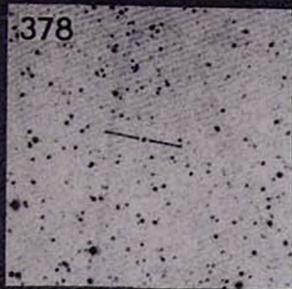
374

375

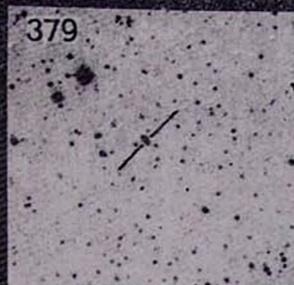
376

377

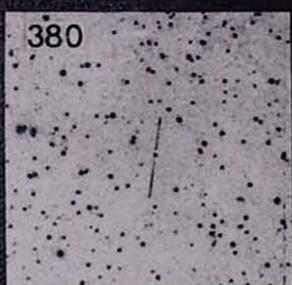
378



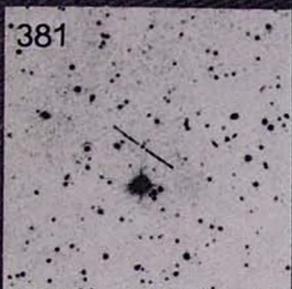
379



380



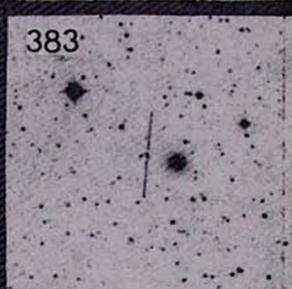
381



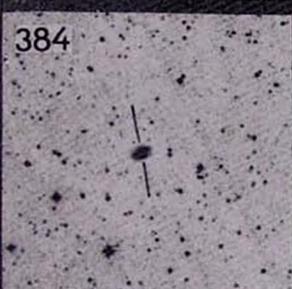
382



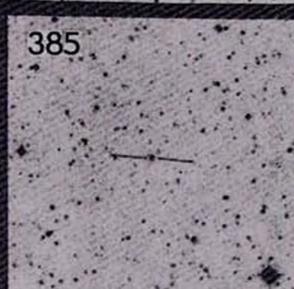
383



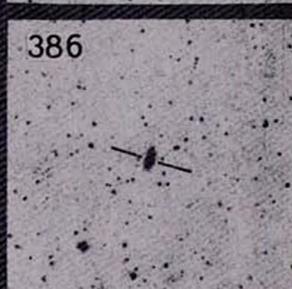
384



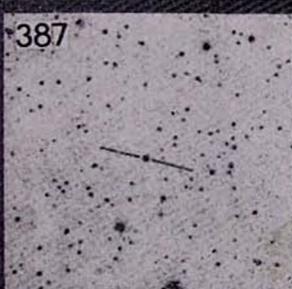
385



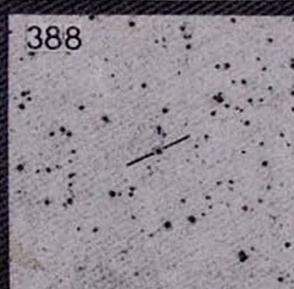
386



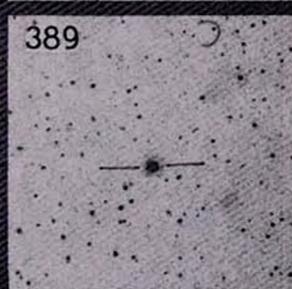
387



388



389



390

391

392

393

394

395

396

397

398

399

400

401

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

НОЯБРЬ, 1971

ВЫПУСК 4

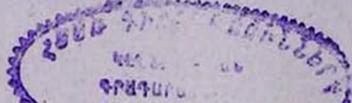
МОРФОЛОГИЯ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

А. Т. КАЛЛОГЛАН

Поступила 17 июня 1971

На снимках, полученных с двухметровым телескопом Таугенбургской обсерватории проведено морфологическое исследование ряда галактик Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом. По сравнению с другими хаббловскими типами наиболее часто встречаются галактики с перемычкой. Вид спектра по Б. Е. Маркаряну, зависит от морфологического типа галактики. В случае галактик с перемычкой и компактных объектов спектры чаще относятся к типу s (звездообразные), или к типу d (диффузные).

Спектральные особенности галактик Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом [1] уже достаточно хорошо известны. Из опубликованных до сих пор списков, содержащих примерно 300 объектов, для 75% получены и изучены щелевые спектрограммы [2—6], причем спектры подавляющего большинства исследованных объектов содержат эмиссионные линии. Примечательно, что среди галактик Маркаряна уже обнаружено около 30 новых объектов сейфертовского типа. По имеющимся данным некоторые из этих галактик, в отличие от галактик из оригинального списка Сейферта, не являются спиральными. Вместе с этим, разделение Б. Е. Маркаряном обнаруженных им галактик по виду спектра на звездообразные (тип s) и диффузные (тип d) показывает необходимость морфологического исследования этих галактик на снимках с соответствующим этой цели масштабом. Морфология большинства галактик Маркаряна пока основана на изучении их изображений на картах Паломарского атласа. Однако малый масштаб этих карт и, в основном, передержанные изображения многих галактик Маркаряна затрудняют их достаточно уверенное морфологическое исследование. До настоящего времени только для некоторых галактик снимки с большим масштабом получены Д. В. Видманом и Э. Е. Хачикяном



на крупных телескопах США [2] и автором этой статьи на двухметровом телескопе Шемахинской обсерватории [7]. Настоящее исследование основано на снимках, полученных нами в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории Центрального института астрофизики Германской АН в Берлине. Масштаб телескопа — 51.3 на мм.

1. *Наблюдения и результаты.* Для наблюдений были выбраны в основном галактики, в которых просматриваются структурные детали. Всего наблюдалось 30 галактик. Для 7 из них, а именно, для № 7, 8, 10, 11, 12, 13 и 82 снимки получены в цветах U, B, R и I с целью последующего фотометрического исследования. В лучах U и B использовались пластинки ZU-2 со светофильтрами UG-2 и GG-13 соответственно. Снимки в красных лучах ($\lambda_{эфф} = 6380 \text{ \AA}$) получены на пластинках Кодак 103а-Е через светофильтр RG1. Инфракрасные снимки сделаны на пластинках Кодак IN через светофильтр RG2 ($\lambda_{эфф} = 7800\text{-}7900 \text{ \AA}$). Остальные галактики наблюдались в системе В.

Ниже мы приводим описание наблюдаемых галактик, часть которых иллюстрируется на рисунке.

Маркарян 7. Состоит из двух расходящихся полос, причем каждая из них в свою очередь состоит из отдельных сгущений. В ультрафиолете сгущения более звездоподобные, чем в других лучах. В красных лучах ярким является южное сгущение в w-полоске. В инфракрасных лучах слабо видно только это сгущение, а весь остальной комплекс представляет собой объект приблизительно равномерной поверхностной яркости. Ультрафиолетовый избыток и эмиссия должны быть обусловлены двумя северными сгущениями. Маркарян 7 может быть отнесена к иррегулярным галактикам I типа.

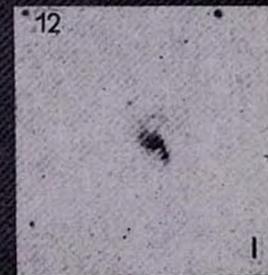
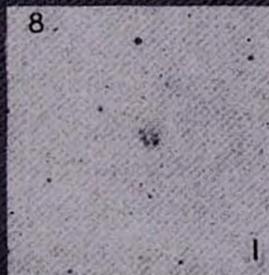
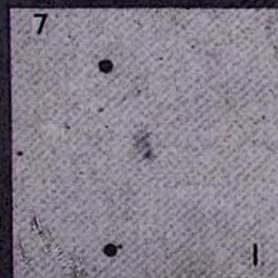
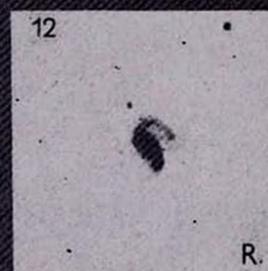
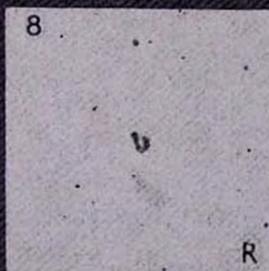
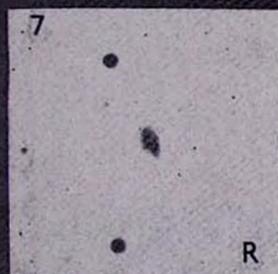
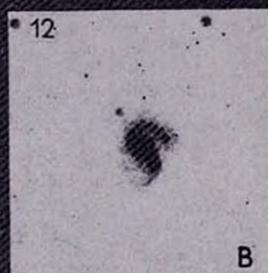
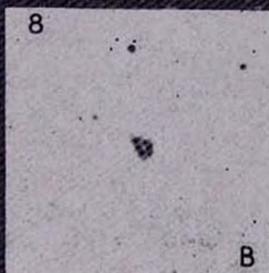
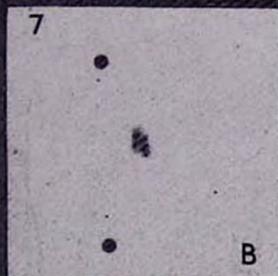
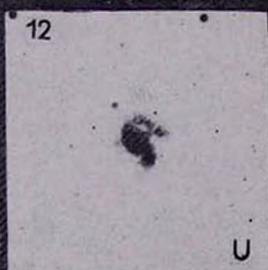
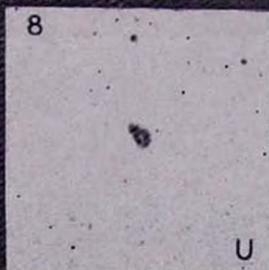
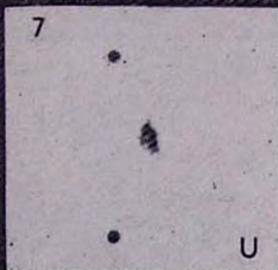
Маркарян 8. По структуре очень похожа на Маркарян 7. Однако, в отличие от последней, сгущения более или менее четко видны во всех лучах, вплоть до инфракрасных. Ультрафиолетовый избыток и эмиссия галактики должны быть в основном обусловлены северо-восточным сгущением, которое заметно ослаблено в инфракрасных лучах. Согласно [2], обе полосы показывают практически совпадающие красные смещения. Этот объект скорее представляет собой единую галактику и может быть классифицирован как иррегулярная галактика I типа.

Маркарян 10. В работе [2] авторы относят эту сейфертовскую галактику к типу Sb. По нашим снимкам она скорее принадлежит к

СНИМКИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

(В левом верхнем углу отмечены номера галактик, в правом нижнем углу — цветовые системы)

N



N

13

U

26

B

98

B

13

B

39 38

B

104

B

13

R

73

B

107

B

13

I

90

B

10

V

S

типу SBb. Перемычка особенно хорошо видна в желтых и красных лучах, что обычно имеет место для классических галактик с перемычкой. Широкую перемычку, имеющую структуру, можно видеть также на снимке, полученном с 5-метровым телескопом [2]. Во всех пяти лучах ядро галактики строго звездобразное (в визуальных лучах снимки галактики ранее были получены Ф. Бёрнгеном).

Маркарян 11. Галактика типа S0. В ультрафиолетовых лучах наблюдается маленькое звездобразное ядро. Внешняя оболочка красного цвета. В инфракрасных лучах ядро все еще яркое, но несколько продолговатое.

Маркарян 12. Спиральная галактика типа Sc. Имеет звездоподобное ядро и яркое сгущение в южной спиральной ветви. Последнее ярче ядра в U-лучах и слабее него в R-лучах. В инфракрасных лучах сгущения почти не видно, а ядро маленькое, звездобразное. Указанное сгущение является классическим примером сверхассоциации. Интересно, что за сверхассоциацией спиральная ветвь заметно слабеет. Другой, заслуживающей внимания деталью галактики является перемычка, связывающая ядро галактики со слабым, но опять-таки голубым сгущением, находящимся в конце северной ветви. Как видим, хотя Маркарян 12 принадлежит к типу Sc, но обладает структурными пекулярностями.

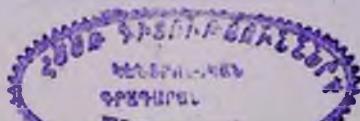
Маркарян 13. Пекулярная галактика с перемычкой типа SBb. К типу пересеченных галактик отнес ее и Ж. де Вокулёр [8]. Имеет звездоподобное ядро, которое особенно ярко в лучах U и B. В красных лучах поверхностная яркость ядерной области невелика. В инфракрасном излучении она заметно ослаблена, но намечается сложная структура. Для правильного описания последней необходимо получить снимок более крупного масштаба.

Маркарян 26. Спиральная галактика типа Sc с маленьким звездобразным ядром.

Маркарян 28. Сфероидальная конденсированная галактика.

Маркарян 30. Галактика низкой поверхностной яркости без какой-либо структуры. Ядро очень слабое.

Маркарян 31. Пекулярная галактика с перемычкой типа SBb и ярким звездобразным ядром.



Маркарян 38. Пекулярная галактика, составляющая физическую пару с № 39.

Маркарян 39. Спиральная галактика с перемычкой, по-видимому, типа SBb.

Маркарян 40. Очень компактный, почти не отличающийся от звезд объект, расположенный на краю галактики-полоски. Ядро или центральное сгущение последней звездopodobное, но немного слабее самого объекта, который, по всей вероятности, связан с галактикой-полоской, поскольку на Паломарских картах, симметрично с ним и на том же расстоянии от центрального сгущения, на другом конце галактики-полоски находится другое, правда, значительно более слабое сгущение.

Маркарян 41. Пекулярная галактика с ярким ядром и широким веерообразным хвостом.

Маркарян 73. Конденсированная сфероидальная галактика с яркими отростками на севере и на юге.

Маркарян 76. Галактика со звездообразным ядром, окруженным слабой оболочкой.

Маркарян 78. Спиральная галактика. По довольно удлиненной центральной части она может быть классифицирована как спираль с перемычкой. Согласно [4], принадлежит к числу сейфертовских, а по данным [6] она не показывает признаков этого типа галактик.

Маркарян 80. Изображение объекта совершенно не отличается от звезд. По У. Сардженту, возможно, галактическая звезда [9].

Маркарян 82. В синих и красных лучах сильно конденсированный объект. В ультрафиолетовых и инфракрасных лучах поверхностная яркость несколько меньше.

Маркарян 89. Галактика высокой поверхностной яркости с отдельными сгущениями. По-видимому, иррегулярная галактика I типа.

Маркарян 90. Пекулярная спираль с перемычкой типа SBb, имеет яркое звездopodobное ядро и кольцеобразную структуру.

Маркарян 91. Галактика со звездообразным, сильно конденсированным ядром. Имеет оболочку.

Маркарян 94. Слабоконденсированное сгущение на периферии галактики типа SBc без ядра. Находится на продолжении направления перемычки. По-видимому, сверхассоциация.

Маркарян 95. Слабоконденсированная сферическая галактика.

Маркарян 98. Пекулярная галактика высокой поверхностной яркости. Имеет исходящую из ядра тонкую струю, направленную по большой оси к северу. Западная от большой оси половина галактики имеет более низкую поверхностную яркость, чем восточная.

Маркарян 104. Тесно-двойная галактика. Главная компонента довольно конденсированная, вторая компонента значительно слабее.

Маркарян 105. Спиральная галактика типа Sc. Согласно [3, 4] принадлежит к типу сейфертовских.

Маркарян 106. Совершенно не отличается от звезд. Согласно [3] принадлежит к типу сейфертовских, а по виду спектра напоминает квазизвездный объект Тонантцинтла 256.

Маркарян 107. Галактика с перемычкой типа SBa и большой центральной частью.

Маркарян 114. Спиральная галактика с перемычкой типа SB(r)b с ярким звездообразным ядром.

2. *Обсуждение.* Из описания галактик в предыдущем разделе видно, что галактики Маркаряна часто показывают структурные особенности. Даже в тех случаях, когда галактики принадлежат тому или другому хаббловскому типу, почти всегда наблюдается некоторая пекулярность. Эта особенность галактик с ультрафиолетовым континуумом еще более подчеркивается, если включить в рассмотрение и те объекты, снимки которых получены с более крупным масштабом [2, 7]. Получается как бы своеобразная корреляция между наличием ультрафиолетового избытка и морфологией галактик, хотя сами галактики принадлежат к разным морфологическим типам.

Как было отмечено выше, для наблюдений нами были выбраны в основном галактики, в которых можно было бы выявить структурные детали. По этой причине, наша выборка не позволяет оценивать относительное число компактных объектов среди галактик Маркаряна. Однако оценка относительного числа галактик, имеющих ту или иную морфологическую структуру (хаббловского типа или пекулярную), может оказаться более реальной. Для этого мы исключили из рассмотрения объекты, являющиеся на наших снимках компактными.

и включили в нашу выборку галактики из [2, 7], типы которых определены на снимках с большим масштабом. В результате общее число галактик, имеющих хаббловский тип или пекулярную структуру, оказалось равным 26. Распределение их по морфологическим типам дается во втором столбце табл. 1. В третьем столбце приведено процентное содержание галактик разных типов.

Таблица 1

Морфологический тип	По 26 галактикам				По 65 галактикам			
	n	%	n_{s+sd}	n_{d+ds}	N	%	N_{s+sd}	N_{d+ds}
Irr	4	15.4	1	3	7	10.8	2	5
SO	1	4.0	1	0	6	9.2	4	2
S	4	15.4	2	2	9	13.8	5	4
SB	10	38.4	6	4	24	37.0	16	8
Пекулярные	7	26.8	3	4	19	29.2	7	12
Компактные							6	3

Как видно из данных табл. 1, почти 40% рассматриваемых объектов являются галактиками с перемычкой. Следующий по распространенности тип — пекулярный. Интересно, что нормальные спиральные галактики встречаются значительно реже, чем галактики с перемычкой. Для проверки полученных результатов мы произвели совместное рассмотрение галактик, классифицированных на наших снимках, и галактик, типы которых уверенно определены другими авторами и приведены в списках Б. Е. Маркаряна [1]. При этом опять были исключены компактные объекты, а также те галактики, которые, согласно Б. Е. Маркаряну, имеют эллиптическую форму. Последний тип галактик был исключен потому, что среди них могут быть не только эллиптические галактики, но и галактики других типов, определение которых затруднительно из-за передержанных изображений на Паломарских картах. После такого отбора число галактик с уверенно определенными типами оказалось равным 65. Их распределение по типам приведено в шестом столбце табл. 1. В седьмом столбце дается процентное содержание галактик разных типов. Сравнение данных, приведенных в третьем и седьмом столбцах, показывает хорошее согласие. Преобладание галактик с перемычкой среди галактик Маркаряна, имеющих хаббловские типы, по-видимому, не является неожиданным. Как известно, пекулярные ядра, в том числе ядра, состоящие из горячих пятен, чаще всего встречаются именно в галактиках с перемычкой. С другой стороны, ультрафио-

летний избыток галактик Маркаряна обычно обусловлен излучением их ядер. Сопоставление этих двух признаков делает вполне естественным относительное преобладание галактик с перемычкой, относительно других хаббловских типов. Ранее, на основании других аргументов, мы отмечали более активное состояние ядер галактик с перемычкой по сравнению с ядрами нормальных спиральных галактик [11]. Это различие, по-видимому, является следствием крупномасштабных нестационарных процессов, приведших, как полагает В. А. Амбарцумян, к выбросу вещества перемычек из первоначальных ядер галактик [12].

Сравним вид спектров по Б. Е. Маркаряну с морфологическими типами галактик. Для этого объединим *s*- и *sd*-спектры в одну группу, а *d*- и *ds*-спектры — в другую. При этом имеет смысл рассмотрение и тех объектов, которые являются компактными на снимках с крупным масштабом. Их всего 9. Сравнение вида спектров с морфологическими типами галактик произведено для обеих указанных выше выборок. Результаты соответственно приведены в 4-м, 5-м, 8-м и 9-м столбцах табл. 1. Как мы видим, имеется определенное превышение звездopodobных спектров над диффузными в случае компактных галактик и галактик с перемычкой. Для неправильных и пекулярных галактик имеет место обратное, а в нормальных спиралах оба типа спектров встречаются, по-видимому, одинаково часто. О галактиках типа *S0* трудно сказать что-нибудь определенное. Таким образом, мы приходим к выводу, что вид спектров зависит от морфологического типа галактик. Согласно Б. Е. Маркаряну, ширина спектров обоих типов целиком обуславливается размерами ядра или объекта, если последний является компактным. При этом, по характеру распределения энергии в спектрах и по соотношению показателей цвета $U-B$ и $B-V$ делается допущение, что у ядер со звездopodobными спектрами имеется дополнительное коротковолновое излучение незвездного происхождения. Заслуживает внимания то обстоятельство, что подобные ядра довольно часто встречаются в галактиках с перемычкой.

В заключение отметим, что относительное количество компактных объектов среди галактик Маркаряна, по-видимому, очень высоко. В самом деле, несмотря на произведенный при наблюдениях отбор галактик, около четверти всех наблюдаемых в крупном масштабе объектов является компактными или сфероидальными. В действительности их количество должно быть значительно больше.

Автор выражает глубокую благодарность руководству Центрального института астрофизики Германской АН в Берлине за предоставление возможности наблюдать на двухметровом универсальном теле-

скопе. В настоящей статье использован ряд снимков, полученных с целью дальнейшего фотометрического исследования совместно с д-ром Ф. Бёрнгеном, которому автор признателен за содействие в наблюдениях. Автор выразит благодарность академику В. А. Амбарцумяну и академику АН АрмССР Б. Е. Маркарян за критические замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

MORPHOLOGY OF SOME MARKARIAN GALAXIES

A. T. KALLOGHLIAN

A morphological study of 30 Markarian galaxies on the plates obtained with the 2-meter telescope of the Tautenburg observatory has been carried out. Among Hubble types (besides ellipticals) the barred spirals are relatively frequent. The relative frequency of „starlike“ and diffuse spectra (according to Markarian) depends on the morphological types of galaxies. For barred spirals and compact objects the percentage of s-type (starlike) spectra is relatively higher.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969; 5.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968; 5, 113, 1969.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970.
5. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970.
6. M.-H. J. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
7. А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 4, 475, 1968.
8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1964.
9. W. L. W. Sargent, in press.
10. А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 7, 227, 1971.
11. V. A. Ambartsumian, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, 1965, p. 1.

ОБНАРУЖЕНИЕ ПЕРЕМЕННОЙ ЦИРКУЛЯРНОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
РЕНТГЕНОВСКОЙ ЗВЕЗДЫ SCO-X-1

Ю. Н. ГНЕДИН, О. С. ШУЛОВ

Поступила 31 октября 1971

В течение 14 ночей, с 23 июня 1971 г. по 28 июля 1971 г., проводились поляриметрические наблюдения ScoX-1. Была обнаружена циркулярная поляризация оптического излучения ScoX-1 в желто-красной области спектра. Величина поляризации колеблется вокруг нулевого значения и в ее изменениях присутствуют два колебательных процесса с периодами P_1 и $P_2 = P_1/2$. Средняя величина амплитуд p_1 и p_2 порядка 1%, причем $p_2 = \sqrt{p_1}$. Как периоды, так и амплитуды зависят от яркости ScoX-1.

Можно думать, что оптическое излучение ScoX-1 состоит из двух компонент: излучения звездообразного объекта (видимый блеск $15^m < m_B < 17^m.7$) и излучения оптически толстой магнитоактивной плазменной оболочки, окружающей этот объект. Циркулярная поляризация возникает в результате рассеяния излучения звездообразного объекта в оболочке. Оценивается величина магнитного поля в оболочке: $H \gtrsim 2 \cdot 10^7$ гаусс.

1. *Введение.* Обнаружение циркулярной поляризации у нескольких белых карликов [1, 6—8], своеобразная зависимость их циркулярной и линейной поляризации от длины волны [2, 3, 8] и, наконец, обнаружение периодических изменений циркулярной поляризации у белого карлика G 195-19 [9], явно связанных с вращением звезды, ставят множество задач как перед наблюдателями, так и перед теоретиками. Прежде всего, остается во многом неясным механизм обнаруженного явления, так как предложенное Дж. Кемпом [4, 5] объяснение, по-видимому, нельзя признать достаточно удовлетворительным [9]. Однако несомненно, что циркулярная поляризация возникает вследствие существования больших магнитных полей у этих звезд.

Большие магнитные поля могут существовать и у рентгеновских звезд, следовательно, и у них можно ожидать наличия циркулярной поляризации оптического излучения. В работе [10] была оценена величина ожидаемой циркулярной поляризации излучения рентгеновской звезды ScoX-1 в предположении, что областью непрерывного оптического излучения является магнитоактивная плазменная оболочка. Было найдено, что поляризация должна возрастать с длиной волны и в красной части спектра достигать вполне обнаружимой величины.

В связи с этими обстоятельствами нами была начата программа наблюдений циркулярной поляризации у рентгеновских звезд, белых карликов и ядер планетарных туманностей. В данной работе приводятся описание методики наблюдений и результаты исследования рентгеновской звезды ScoX-1.

2. Аппаратура и метод наблюдений. Наблюдения выполнялись с помощью одноканального фотозлектрического поляриметра, установленного в кассегреневском фокусе 20" рефлектора АЗТ-14 [11] Бюраканской станции АО ЛГУ. Светоприемником служил отобранный из большой партии фотоумножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом, охлаждаемый твердой углекислотой. Поскольку в нашу программу входило много слабых для нашего телескопа объектов, наблюдения делались в двух сравнительно широких цветовых полосах — коротковолновой КВ ($\lambda_{эфф} = 0.44 \text{ мк}$) и длинноволновой ДВ ($\lambda_{эфф} = 0.64 \text{ мк}$). Относительные кривые реакции аппаратуры в этих полосах показаны на рис. 1.

Анализаторами циркулярной поляризации служили две фазовые 90° -пластинки из слюды (светопропускание 81%) в комбинации с поляридом, хорошо пропускающим и поляризующим во всей области чувствительности мультищелочного фотокатода.

Метод измерения основан на том известном факте, что 90° -пластинка, ориентированная своей осью наибольшей скорости под углом 0° в принятой системе отсчета углов, преобразует падающий на нее свет с относительными параметрами Стокса [$1, p_x, p_y, p_v$] в свет с параметрами [$1, p_x, p_y, -p_v$]. Иначе говоря, измерение параметра p_v падающего на пластинку света сводится к измерению численно ему равного параметра линейной поляризации p_y прошедшего через 90° пластинку света, что легко делается обычными методами звездной поляриметрии. Необходимое ориентирование фазовых пластинок достаточно сделать относительно инструментальной системы отсчета углов.

Поляризационное наблюдение складывается из некоторого числа (обычно не менее 4—5) единичных измерений степени циркулярной по-

ляризации p_V . Единичное измерение p_V состоит в том, что при введенной 90° -пластинке берутся 4 отсчета на звезду вместе с фоном при углах поворота поляроида 45° , 135° , 45° и 135° и столько же отсчетов на фон неба при тех же положениях поляроида. Продолжительность одного отсчета составляет 40 сек для звезд ярче 10^m и увели-

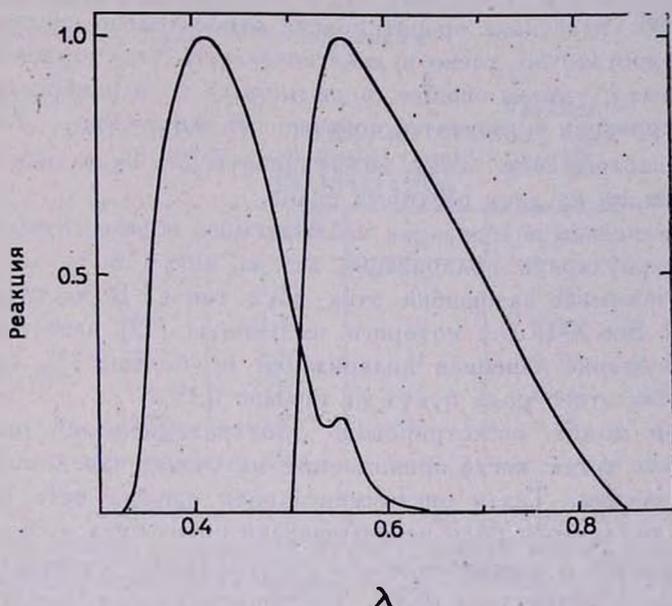


Рис. 1. Кривые реакции аппаратуры в цветовых полосах КВ и ДВ. Длины волн выражены в микронах, реакции—в относительных единицах.

чивается до 100 сек для звезд слабее 12^m . Разрешающее время измерений определяется продолжительностью единичного измерения p_V ; для звезд слабее 12^m оно равняется 15 мин.

3. *Ошибки наблюдений.* При измерениях циркулярной поляризации возможны несколько видов систематических погрешностей. Если фазовая пластинка несовершенна и создаваемый ею сдвиг фаз в действительности равен $\pi/4 + f$, где f —малый угол, и если анализируемое излучение имеет линейную поляризацию с параметрами p_X , p_Y , то возникает погрешность $\Delta p_V = -fp_Y$. Используемые нами 90° -пластинки были подобраны с тем расчетом, чтобы они давали усредненные по цветовым полосам (в предположении равноэнергетического спектрального распределения анализируемого излучения) фазовые сдвиги в пределах $90^\circ \pm 1^\circ$.

Так как такой допуск довольно жесткий, то можно было ожидать, что не очень большие отклонения от равновозергетического распределения у реальных объектов не приведут к большим ошибкам. И, действительно, измеренные по наблюдениям звезд через дополнительный поляроид коэффициенты f оказались равными -0.06 для КВ и $+0.11$ для ДВ.

Если 90° -пластинка ориентирована относительно системы отчета углов недостаточно точно и действительный угол ориентации равен $0 + \gamma$, где γ —малая ошибка (в радианах), то в измеренной циркулярной поляризации p_V появится погрешность $\Delta p_V = 2\gamma p_x$. Также найденные по наблюдениям звезд коэффициенты 2γ оказались равными $+0.02$ в каждой из двух цветных полос.

Если линейная поляризация наблюдаемого объекта известна, в наблюдениях циркулярной поляризации всегда могут быть введены необходимые поправки за ошибки этих двух типов. В частном случае наблюдений Sco X-1, для которого из работы [12] известно, что в видимом диапазоне линейная поляризация не больше 1% , систематические ошибки этого рода будут не больше 0.1% .

Прибор может регистрировать „поляризационные“ разности в отчетах даже тогда, когда принимаемое излучение заведомо является неполяризованным. Такая инструментальная ошибка есть результат проявления различного рода несовершенств оптических деталей телескопа и фотометра и неравномерности распределения чувствительности по поверхности фотокатода ФЭУ. Инструментальные ошибки нашей аппаратуры были определены из наблюдений звезд без поляризации и оказались равными $+0.14 \pm 0.02\%$ в КВ и $+0.09 \pm 0.02$ в ДВ. При обработке наблюдений за них вводились соответствующие поправки.

При ориентировании 90° -пластинок могут быть спутаны направления осей наибольшей и наименьшей скорости, то есть допущена ошибка в ориентировании на 90° . Если это произошло, знак p_V , характеризующий направление вращения электрического вектора, должен измениться на обратный.

Калибровка знака наблюдаемой поляризации и одновременно проверка правильности показаний нашей аппаратуры были сделаны по наблюдению белого карлика Gw 70°8247, для которого величина p_V как функция длины волны и направление вращения электрического вектора известны из работ [1, 2]. Наше наблюдение от 1—2 августа 1971 года дало $p_V = -3.42 \pm 0.36\%$ в КВ и $p_V = -3.14 \pm 0.65\%$ в ДВ в хорошем согласии с данными [2]. Знак „минус“ у p_V в наших наблюдениях соответствует вращению электрического вектора по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего на звезду.

Величины случайных ошибок можно оценивать по разбросу результатов единичных измерений p_V , составляющих данное наблюдение. Оцененные так ошибки будут включать в себя не только статистические флуктуации отсчетов, но и неучтенные быстрые вариации атмосферной прозрачности и яркости фона неба. Однако такие оценки, сделанные по одному наблюдению, содержащему 4—5 единичных измерений p_V , неизбежно будут неустойчивыми.

Таблица 1

СРЕДНЕКВАДРАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ ЕДИНИЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

m_B	σ_1 % (KB)	m_V	σ_1 % (ДВ)
9 ^m	0.30	9 ^m	0.25
10	0.40	10	0.31
11	0.50	11	0.38
12	0.63	12	0.48
13	0.81	13	0.59

Более устойчивы и надежны оценки ошибок, найденные путем усреднения оценок, полученных по наблюдениям многих звезд. В табл. 1 даются усредненные среднеквадратические ошибки σ_1 единичных измерений поляризации для звезд разного блеска; они получены из наблюдений белых карликов и ядер планетарных туманностей с известными звездами величинами, соответствуют средним условиям наблюдений и учитывают изменение продолжительности отсчетов в зависимости от блеска объекта.

Индивидуальная точность наблюдений в каждом конкретном случае, естественно, может колебаться в ту или иную сторону от указанной в табл. 1 средней меры точности в зависимости от конкретных условий видимости объекта и состояния атмосферы в момент наблюдения. В частном случае наблюдений ScoX-1 случайные ошибки (они приводятся в третьем столбце табл. 3) всегда были несколько больше средней в силу, во-первых, весьма неблагоприятных условий видимости этого объекта на широте Бюракана и, во-вторых, из-за того, что хорошо известные быстрые флуктуации блеска ScoX-1 с неизбежностью входят в случайные ошибки.

В тех случаях, когда поляризацию можно считать неизменной на протяжении наблюдения, состоящего из n единичных измерений p_V , ошибка среднего результата может быть вычислена как σ_1/\sqrt{n} .

4. *Наблюдения ScoX-1.* Наблюдения циркулярной поляризации ScoX-1 проводились в течение 14 ночей, в период с 23 июня по 28 июля 1971 года. Всего выполнено 5 измерений p_V в КВ и 122 в ДВ. Наблюдения в КВ, сделанные 23—24 июня, не показали заметной поляризации, тогда как выполненные в ту же ночь наблюдения в ДВ продемонстрировали синусоидоподобно меняющуюся p_V с амплитудой $\sim 3\%$ и периодом ~ 3 часов. Поэтому все дальнейшие наблюдения ScoX-1 проводились в цветовой полосе ДВ.

Сводка результатов наших поляризационных наблюдений ScoX-1 приводится в табл. 2, где даются гелиоцентрический момент середины наблюдения (в юлианских днях) и измеренная величина p_V (в процентах), которая фактически является результатом единичной оценки поляризации—имея дело с переменной поляризацией и желая сохранить имеющееся временное разрешение, мы избегали каких-либо преждевременных усреднений. Первые 5 измерений p_V , заключенные в общие скобки, относятся к цветовой полосе КВ.

Как правило, один—два раза в ночь делались оценки блеска ScoX-1 в полосе В. Звездой сравнения служила звезда с $V=11.^m38$, $B-V = - + 1.^m05$, расположенная на расстоянии 1.6 минут дуги к северо-западу от ScoX-1. Ее блеск и цвет были определены относительно BD — 15°4301—звезды, UBV-данные которой известны из [13]. Блеск m_B ScoX-1 в период наших наблюдений дан во втором столбце табл. 3.

5. *Анализ наблюдательных данных.* Графическое представление данных табл. 2 показывает, что во все те ночи, в которые удалось получить достаточно длинные ряды наблюдений, в излучении рентгеновской звезды ScoX-1 в полосе ДВ на фоне значительных случайных ошибок отчетливо прослеживаются регулярные изменения p_V , имеющие синусоидоподобную форму, причем наблюдаются колебания по крайней мере двух периодов: ~ 3 часов и ~ 1 часа. Эти колебания появляются то по отдельности, то оба вместе. Постоянная составляющая в p_V отсутствует.

Остается неясным, имеется ли измеримая поляризация в КВ, поскольку сделанные в этой цветовой полосе наблюдения приходится как раз на те фазы, когда в ДВ поляризация должна быть близкой к нулю.

Была предпринята попытка представить найденные изменения циркулярной поляризации ScoX-1 в виде суммы конечного числа гармонических колебаний, для чего был использован метод, описанный

Таблица 2
НАБЛЮДЕНИЯ ЦИРКУЛЯРНОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ SCOX-1

JD _☉ 2441000+	p_V %	JD _☉ 2441000+	p_V %
1	2	1	2
126.284	+0.8	128.376	+0.4
126.293	-2.1	128.386	+3.2
126.301	+2.1	128.397	+1.5
126.310	-0.6	128.405	-0.6
126.319	+1.1	128.413	+0.9
126.333	-2.1	128.421	-3.0
126.341	-5.1	132.347	+2.0
126.354	-1.3	132.353	+1.8
126.363	-0.5	133.315	+0.3
126.372	-1.3	133.322	+0.3
126.381	+2.4	133.331	+2.2
126.390	+2.2	133.347	-0.8
127.277	-2.1	133.353	-1.1
127.286	+1.0	133.346	0.0
127.295	+2.0	133.380	+0.9
127.305	-1.5	133.388	-2.8
127.312	+0.5	133.395	-0.3
127.318	-3.0	133.402	0.0
127.327	-1.0	133.411	+1.6
127.336	+1.8	133.417	+0.6
127.345	+0.6	143.261	-0.5
127.354	+2.1	143.284	+0.7
127.367	-2.8	143.291	+1.0
127.384	-2.0	144.260	+2.0
127.393	-0.1	144.267	+4.2
127.401	+1.1	144.276	+1.0
127.411	-0.7	144.285	-1.3
127.418	-2.9	144.292	+1.5
127.424	-1.2	144.305	+1.9
128.336	-0.2	147.271	+1.4
128.343	-2.2	147.311	-0.5
128.352	+0.6	147.319	+0.6
128.359	+1.4	147.328	-1.5
128.369	-0.6	147.337	-1.4
		147.346	+0.6

Таблица 2 (продолжение)

1	2	1	2
148.256	-0.7	155.277	+0.5
148.266	-3.6	155.287	+1.1
148.273	0.0	155.294	+0.5
148.281	+0.4	155.301	-1.0
148.289	-0.2	155.310	-0.8
148.298	+0.4	155.317	+2.1
148.305	-1.5	155.325	+1.6
148.313	+0.5	155.332	+0.3
148.321	+1.0	155.345	0.0
148.328	+2.0	157.265	-1.7
148.362	+0.9	157.273	+0.3
151.272	+0.3	157.277	+0.1
151.278	-0.7	157.284	+0.8
151.286	-0.4	157.291	0.0
151.296	+1.6	157.297	0.0
151.306	-1.2	157.305	+0.4
151.314	+1.1	157.312	+0.6
154.254	-1.3	157.319	+0.9
154.263	-1.7	157.326	+0.9
154.270	+0.9	157.333	-1.7
154.280	+0.5	160.263	-1.6
154.287	-0.3	160.270	-0.6
154.294	+0.2	160.279	+0.4
154.303	-2.7	160.288	+0.5
154.309	-0.8	160.297	0.0
154.317	0.0	160.306	+1.2
154.325	+1.5	160.314	+1.0
154.332	-2.0	160.325	0.0
155.273	-0.2	160.334	0.0

в работе [14]. Вычисления, проделанные по этому методу, показали, что строгая периодичность в колебаниях поляризации отсутствует и что периоды колебаний меняются от ночи к ночи.

Тогда была проделана обработка наблюдений, сгруппированных по отдельным ночам. Результаты такой обработки суммируются в табл. 3, в которой последовательно приводятся дата наблюдений (в юлианских днях), блеск m_B в момент наблюдения, ошибка σ_1 и

полученные оценки амплитуд и периодов наблюдавшихся колебаний поляризации вместе с оценками их ошибок.

Данные этой таблицы позволяют (путем графического их сопоставления между собой) установить, что в изменениях циркулярной поляризации ScoX-1 присутствуют только два колебательных процесса, по крайней мере в том интервале возможных значений периодов, который может быть обследован с помощью наших наблюдений. Более того, величины амплитуд и периодов этих колебаний оказываются связанными с блеском объекта, причем эти связи удается представить в неожиданно простых аналитических выражениях.

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ SCO X-1 ЗА ОТДЕЛЬНЫЕ НОЧИ

Дата JD _☉ 2441000+	Блеск m_B	σ_1 (°/о)	Период колебаний поляризации (мин)	Амплитуда колебаний поляризации (°/о)
126	13. ^m 82	1.22	184±14	3.19±0.68
127	13.89	1.31	78± 5	1.82±0.46
128	13.17	1.35	148±25	1.59±0.61
133	~13.0	1.13	160±40	0.91±0.44
147	13.01	0.89	160±69	0.96±0.44
148	12.42	0.80	56± 7	1.23±0.48
			180±59	0.85±0.47
154	12.47	1.04	72±13	0.93±0.44
155	12.76	0.77	62± 8	0.99±0.34
157	12.21	0.45	54± 6	0.79±0.28
			128±27	0.60±0.30
160	12.53	0.46	145±16	1.01±0.23

а). Зависимость периодов от блеска. На рис. 2 показана зависимость периодов P_1 (более медленное колебание) и P_2 (более быстрое колебание) от блеска m_B . Несмотря на относительно большие ошибки в оценках периодов, хорошо видно, что P_1 и P_2 уменьшаются с уменьшением m_B (возрастанием блеска) по линейным законам. Наилучшие прямые, найденные по способу наименьших квадратов с учетом весов отдельных точек (они показаны на рисунке), оказались следующими: $P_1 = 30.9 m_B - 243.8$, $P_2 = 14.4 m_B - 121.2$. Правая часть первого уравнения почти точно равна удвоенной правой части второго уравнения и небольшие расхождения в коэффициентах целиком могут быть приписаны влиянию ошибок, поэтому естественно заключить, что

связь периодов с блеском и между собой может быть представлена выражением

$$2P_2 = P_1 = 30m_B - 243. \quad (1)$$

Таким образом оказывается, что второе (более быстрое) колебание поляризации с частотой $\omega_2 = 2\omega_1$ есть ни что иное, как первый оберток основного колебания с частотой ω_1 . Однако поскольку периоды зависят от блеска ScoX-1, который, как известно, подвержен

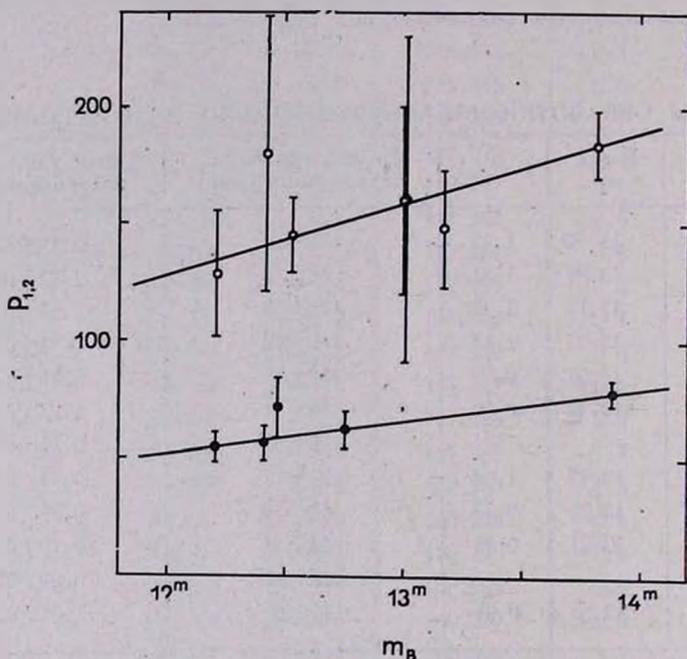


Рис. 2. Зависимость периодов колебаний циркулярной поляризации Sco X-1 от блеска. Кружки соответствуют колебаниям с периодами P_1 , точки — с периодами P_2 .

значительным изменениям, то они изменяются от ночи к ночи и даже в течение одной ночи. Именно поэтому гармонический анализ всех наблюдений поляризации, рассматриваемых как единый ансамбль однородных данных, не мог дать и не дал положительных результатов.

б) *Зависимость амплитуд от блеска.* Амплитуды колебаний поляризации уменьшаются с ростом блеска по примерно гиперболическим законам, поэтому было сделано предположение, что имеет место связь в форме $p_{1,2} = \text{const} \cdot I_B^{-n_{1,2}}$, где $p_{1,2}$ — амплитуды (в про-

центах) колебаний p_V с периодами, соответственно, P_1 и P_2 , а I_B — интенсивность излучения ScoX-1 в цветовой полосе В. Тогда в координатах $m_B \div 2.5 \lg p_{1,2}$ оценки амплитуд из табл. 3 должны ложиться на прямые вида $2.5 \lg p_{1,2} = \text{const} + n_{1,2} m_B$, что и подтверждается рис. 3. Вероятные значения показателей $n_1 = 1.0 \pm 0.2$ и $n_2 = 0.5 \pm 0.3$ подсказывают естественное заключение, что в действительности имеют место строгие равенства $n_1 = 1$ и $n_2 = 0.5$. Найденные с соответствующими этим величинам наклонами наилучшие прямые (показаны на рис. 3) оказались $2.5 \lg p_1 = m_B - 12.74$ и $2.5 \lg p_2 = 0.5 m_B - 6.31$.

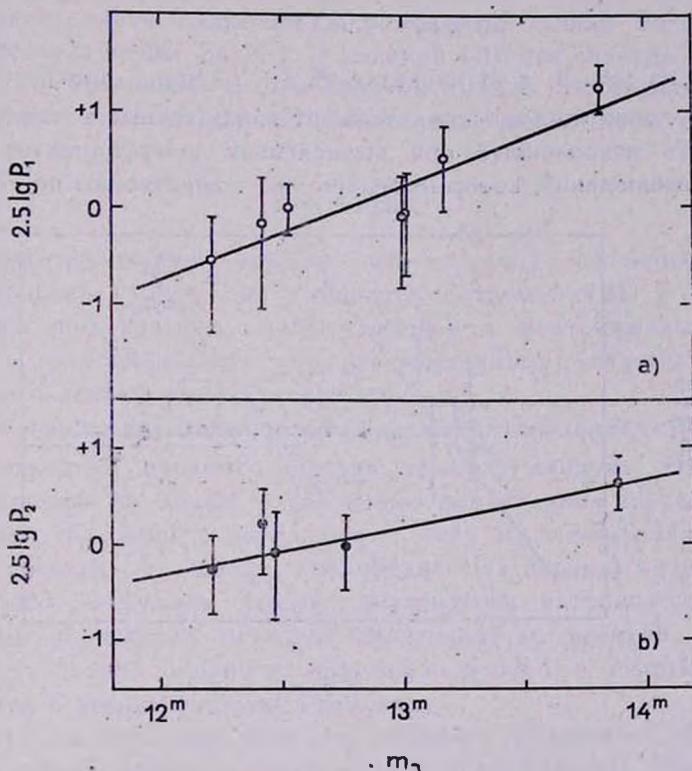


Рис. 3. Зависимость амплитуд колебаний циркулярной поляризации Sco X-1 от блеска. а) Колебания с периодами P_1 , б) Колебания с периодами P_2 . Амплитуды p_1 и p_2 выражены в процентах.

Опять видно, что первая часть первого уравнения почти точно равна удвоенной правой части второго, поэтому связь амплитуд с блеском и между собой может быть принята в виде

$$2.5 \lg p_1 = m_B - 12.7 \quad (2)$$

$$p_2 = \sqrt{p_1}$$

где p_1 и p_2 выражены в процентах.

в) *Зависимость между амплитудами и периодами.* Связь между амплитудами и периодами изменений поляризации теперь может быть найдена как следствие зависимостей (1) и (2). Если (1) и (2) справедливы, то $p_{1,2}$ должны быть связаны с $P_{1,2}$ соотношениями

$$2.5 \lg p_1 = 0.033 P_1 - 4.6 \quad (3)$$

$$2.5 \lg p_2 = 0.033 P_2 - 2.3$$

Как видно из рис. 4, в координатах $P_{1,2} + 2.5 \lg p_{1,2}$ соответствующие (3) прямые линии неплохо представляют наблюдаемые точки, особенно если учесть накопленные при вычислениях коэффициентов ошибки и ошибки наблюдений, которые теперь уже существенны по обоим ко-

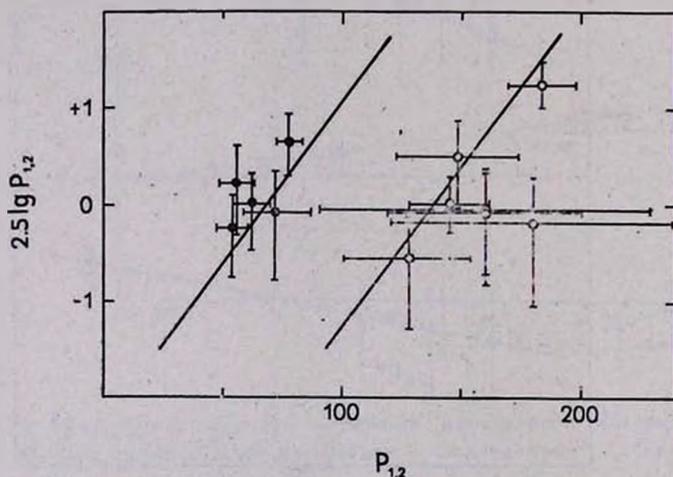


Рис. 4. Зависимость амплитуд колебаний циркулярной поляризации ScoX-1 от периодов этих колебаний. Кружки соответствуют колебаниям с периодами P_1 , точки — с периодами P_2 . Амплитуды p_1 и p_2 выражены в процентах.

ординатам. Положительный результат такой проверки довольно убедительно подтверждает правильность найденных соотношений (1) и (2).

6. *Обсуждение.* Подробное обсуждение механизма образования циркулярной поляризации в оптическом излучении ScoX-1 мы наде-

емя дать в другой статье, здесь же пока остановимся на некоторых следствиях, непосредственно вытекающих из описанных выше результатов наблюдений.

Из (2) можно получить, что

$$p_1 = \frac{6.00 \cdot 10^{-19}}{I_B} 100\%, \quad (4)$$

где постоянная вычислена для цветовой полосы В согласно калибровке UBVR-системы, данной в [15], и выражена в *ватт/см²/мк*. Так как наши оценки блеска делались в полосе В ($\lambda_{эфф} = 0.44$ мк), а поляризационные данные относятся к $\lambda_{эфф} = 0.64$ мк, то в (4), к сожалению, левая и правая части относятся к различным длинам волн. Но поскольку цвет излучения ScoX-1 в видимой области спектра меняется не сильно по сравнению с изменениями блеска, то можно считать, что на любой длине волны из этой области имеет место соотношение вида

$$p_1 = \text{const}/I, \quad (5)$$

где величина постоянной, конечно, изменяется с изменением длины волны. Тот факт, что удалось установить соотношения (1) и (2) между параметрами поляризации, наблюдавшейся в желто-красных лучах, с блеском в голубой области спектра, по-видимому, является сильным аргументом в пользу такого утверждения.

Поскольку по определению наблюдаемая поляризация есть $p_V = V/I$, где V — четвертый параметр Стокса, то из (5) следует, что в оптическом диапазоне на любой длине волны амплитудное значение параметра V для колебаний с периодами P_1 есть $V_1 = \text{const}$. Иными словами, мы приходим к выводу, что средняя (за период) мощность поляризованного излучения, степень поляризации которого колеблется с периодами P_1 , всегда остается постоянной во времени, несмотря на изменения полной мощности излучения ScoX-1 в видимом диапазоне спектра в весьма широких пределах.

Простое и, как нам кажется, наиболее вероятное объяснение этого заключения можно получить в рамках модели [10]. Будем предполагать, что излучение ScoX-1 в оптической области складывается из двух компонент: переменного и неполяризованного излучения I_* магнитоактивной плазменной оболочки с температурой kT порядка нескольких *кэв*, размерами $\sim 10^8 - 10^9$ см и концентрацией $10^{16} - 10^{17}$ см⁻¹³ [16, 17] и излучения интенсивности I_1 , которое приобретает круговую поляризацию при прохождении через плазменную оболочку, причем $I_1 \ll I_*$. Отметим, что плазменная оболочка с вышеприведенными па-

раметрами является оптически толстой по отношению к томсоновскому рассеянию ($\tau \sim 10$). В этом случае, согласно [10], степень круговой поляризации равна

$$p_1 = \frac{V_1}{I_1 + I_*} \cong 7.6 \cdot 10^{-5} \lambda H \cos \beta \frac{I_1}{I_*}. \quad (6)$$

Здесь λ — длина волны падающего излучения, β — угол между направлением на наблюдателя и осью магнитного дипольного поля, H — величина магнитного поля в плазменной оболочке.

Тогда наблюдаемая зависимость изменения амплитуд p_1 будет простым отражением вариаций блеска ScoX-1 ($I = I_* + I_1 \approx I_*$). Конечно, формула (6) справедлива и для мгновенного значения поляризации $p_V(t)$.

С помощью формулы (6) можно оценить величину проекции магнитного поля на луч зрения в плазменной оболочке. Мы будем предполагать, что соответствующий I_1 блеск, по крайней мере, на 1^m слабее минимального наблюдаемого полного блеска ScoX-1 ($m_B = 14^m$). Поскольку амплитуда $p_1 = 1\%$ наблюдается при $m_B = 12^m.7$, то по формуле (6) получаем оценку величины магнитного поля $H \geq 2 \cdot 10^7$ гс. Таким образом, наблюдаемые значения амплитуд p_1 не противоречат предположению, что внутри плазменной оболочки с магнитным полем $H \geq 2 \cdot 10^7$ гс находится звездообразный источник оптического излучения, видимый блеск которого заключен в пределах $15^m < m_B \leq 17^m.7$. Верхний предел следует из того, что $I_1 \geq V_1$, а согласно (2) $V_1 = 17^m.7$.

Изменение поляризации со временем может быть объяснено изменением магнитного поля H с характерными периодами P_1 и P_2 . Наличие гармонических колебаний в поляризации позволяет предполагать, что изменение структуры магнитного поля связано, например, с вращением горячих слоев плазмы с замороженным магнитным полем. Вполне возможно, что изменение поля с временами порядка часов могло бы возникать в результате вращения нейтронной звезды, окруженной толстой плазменной оболочкой [18, 19].

Однако в рамках общепринятой модели [16, 17], в которой считается, что оптическое и рентгеновское излучение ScoX-1 возникает в одной и той же области с размерами $\sim 10^8 - 10^9$ см, довольно трудно понять наблюдаемое уменьшение величины амплитуд $p_{1,2}$ и периодов $P_{1,2}$ с возрастанием блеска звезды. Наши результаты можно было бы объяснить, если, например, предположить, что с увеличением температуры оболочки T уменьшается ее радиус R так, что ве-

личина R^2T возрастает; тогда происходило бы возрастание частоты вращения оболочки и ее блеска. Однако, если оставаться в рамках модели [16], то из одновременных оптических и рентгеновских наблюдений ScoX-1 [17, 20] следует, что с возрастанием температуры T и уменьшением радиуса R величина R^2T также уменьшается, то есть блеск звезды падает. Правда, достоверность этого вывода невелика, так как ошибки в определении температуры по спектру рентгеновского излучения довольно большие [17]. Если этот вывод подтвердится, то результаты поляризационных, оптических и рентгеновских наблюдений трудно объяснить в предположении, что оптическое и рентгеновское излучение Sco X-1 возникают в одном и том же объеме радиуса R .

Кроме того, трудно объяснить зависимость между периодами $P_2 \sim P_1/2$. Качественно эту зависимость можно было бы интерпретировать в рамках работы [21], в которой показано, что в нелинейной среде (в том числе и в плазме) при наложении на нее периодического во времени магнитного поля с частотой ω (магнитная накачка) развивается неустойчивость, при которой будет возбуждаться волна с частотой $\omega/2$.

Появление второго периода P_1 можно также попытаться объяснить следующим образом. Пусть магнитное поле меняется по синусоидальному закону с периодом P_1 . Если компонента излучения I_1 наряду с постоянной составляющей имеет синусоидальную составляющую с периодом, строго равным P_1 , то согласно (6) в зависимости $p_v(t)$, наряду с колебанием с периодом P_1 появится еще одно колебание с периодом $P_2 = P_1/2$, которое является результатом сложения колебаний $H(t)$ и $I_1(t)$. При этом из установленного наблюдениями отсутствия постоянной составляющей в $p_v(t)$ следует требование строгой синхронизации фаз гармонических колебаний $H(t)$ и $I_1(t)$. Это означало бы строгую синхронизацию фаз вращения магнитного поля H и колебаний компоненты I_1 . Заметим, что синусоидальное изменение поля и есть магнитная накачка.

При магнитной накачке в плазме будут эффективно ускоряться электроны [22]. При этом спектр ускоренных электронов не противоречит результатам наблюдений жесткого рентгеновского и радиоизлучения ScoX-1, если предполагать, что они возникают в результате синхротронного излучения этих электронов во внешней области. Отметим также, что полученные нами характерные времена изменения поляризации по порядку величины сравнимы с временем медленной вариации рентгеновского излучения ScoX-1 [19].

В такой плазме может происходить также ускорение протонов и образование быстрых протонных пучков, которые, в свою очередь,

образуют возбужденные нейтральные атомы водорода в результате процессов перезарядки во внешней области рентгеновской звезды Sco X-1 с эффективными размерами 10^{11} см. Такие атомы действительно наблюдались во внешней области Sco X-1, причем характерные времена их лучевых скоростей [23] весьма близки к характерным временам изменения циркулярной поляризации.

Авторы благодарят профессора В. А. Домбровского за поддержку данной работы, профессора А. З. Долгинова за критические замечания, Е. Т. Белоконь, В. Н. Гуман и Н. А. Воробьеву за выполнение части вычислений.

Примечание при корректуре. Как нам стало известно, практически одновременно с нами наблюдения циркулярной поляризации в спектральной области 0.4—0.6 мк проводились Н. С. Никулиным, В. М. Кувшиновым и А. Б. Северным в Крымской обсерватории. Их результаты, очень хорошо согласующиеся с нашими, показывают, что найденная циркулярная поляризация существует и в более коротковолновой области спектра.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР

Ленинградский университет

THE DISCOVERY OF VARIABLE CIRCULAR POLARIZATION IN THE LIGHT OF X-RAY STAR SCO X-1

Yu. N. GNEDIN, O. S. SHULOV

The polarimetric observations of Sco X-1 have been carried out during 14 nights from 1971 June 23 to 1971 July 28. As a result the discovery was made of circular polarization in the yellow-red light of Sco X-1. The polarization oscillates around the zero mean level and shows two oscillating processes with periods P_1 and $P_2 = 1/2 P_1$ and the percentage amplitudes p_1 and $p_2 = \sqrt{p_1}$. Both periods and amplitudes depend on the brightness of Sco X-1.

It is assumed that the optical radiation of Sco X-1 is a sum of two components the first being the radiation of a star-like object (observed brightness $15^m < m_B \leq 17^m.7$) and the second being the radiation of optically thick magnetoactive plasma shell surrounding this object. The circular polarization is explained as a product of Thomson scattering of star-like object light in the shell. The magnetic field value in the shell is estimated as $H \geq 2 \cdot 10^7$ gauss.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *J. C. Kemp, J. B. Swedlund, J. D. Landstreet, J. R. P. Angel*, Ap. J. (Letters), 161, L77, 1970.
2. *J. R. P. Angel, J. D. Landstreet*, Ap. J. (Letters), 162, L61, 1970.
3. *J. C. Kemp, J. B. Swedlund*, Ap. J. (Letters), 162, L67, 1970.
4. *J. C. Kemp*, Ap. J., 162, 169, 1970.
5. *J. C. Kemp*, Ap. J. (Letters), 162, L69, 1970.
6. *J. R. P. Angel, J. D. Landstreet*, Ap. J. (Letters), 164, L15, 1971.
7. *J. C. Kemp, J. B. Swedlund, R. D. Wolstencroft*, Ap. J. (Letters), 164, L17, 1971.
8. *J. D. Landstreet, J. R. P. Angel*, Ap. J. (Letters), 165, L67, 1971.
9. *J. R. P. Angel, J. D. Landstreet*, Ap. J. (Letters), 165, L71, 1971.
10. *Ю. Н. Гнедин, А. Э. Долинов, Н. А. Силантьев*, Астрон. ж., (в печати); ЖЭТФ, 59, 865, 1970.
11. *В. А. Домбровский и др.*, Труды АО ЛГУ 22, 83, 1965.
12. *W. A. Hiltner, D. E. Moak, D. J. Ludden, D. Graham*, Ap. J. (Letters), 148, L47, 1967.
13. *A. R. Sandage et al.*, Ap. J., 146, 316, 1966.
14. *F. J. M. Barning*, BAN, 17, 22, 1963.
15. *H. L. Johnson*, Comm. LPL, 3, 73, 1965.
16. *G. Neugebauer, J. B. Oke, E. E. Becklin, G. Garmire*, Ap. J., 155, 1, 1969.
17. *T. Kitamura et al.*, Paper presented at 13-th COSPAR Meeting, Leningrad, 1970.
18. *B. Coppi, A. Treves*, Ap. J., 167, L9, 1971.
19. *K. Davidson, F. Pacini, E. E. Salpeter*, Preprint CRSR, 425, 1971.
20. *G. Chodil et al.* Ap. J., 154, 645, 1968.
21. *В. Е. Захаров, В. С. Львов*, ЖЭТФ, 60, 2066, 1971.
22. *М. Ф. Бахарова, В. Н. Ломоносов, Б. А. Тверской*, ЖЭТФ, 59, 2003, 1970.
23. *J. A. Westphal, A. Sandage, J. Kristian*, Ap. J., 154, 139, 1968.

МЕДЛЕННАЯ ВСПЫШКА В ПЛЕЯДАХ

Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 18 августа 1971

В течение наблюдений Плеяд на 40" телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории была обнаружена одна медленная и две быстрые вспышки у звезды № 103. Время подъема до максимума равнялось ~40 мин; а общая продолжительность была около 5 час.

Величины яркости приведены в табл. 1 и 2, а фотографии вспышки на рис. 1. Выполнен статистический анализ числа премаксимальных изображений вспыхивающих звезд разных экспозиций в Плеядах и в Орионе. Проведено сравнение между медленными вспыхивающими в Орионе и в Плеядах.

Подразделение звездных вспышек на быстрые и медленные было сделано Г. Аро [1] после того, как у вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона были обнаружены медленные вспышки, при которых в отличие от обыкновенных „быстрых“ вспышек подъем блеска происходит за время порядка 30—40 мин и больше. Согласно концепции В. А. Амбарцумяна [2], это соответствует случаям, когда освобождение энергии вспышки происходит в глубоких слоях фотосферы звезды. Малочисленность звезд, у которых наблюдались медленные вспышки (7 звезд в Орионе) [3], свидетельствует о том, что вероятность медленной вспышки намного меньше, чем быстрой.

Тот факт, что до сих пор не была обнаружена ни одна медленная вспышка в Плеядах, казалось, говорил о том, что кроме малой вероятности появления медленной вспышки здесь, по-видимому, играет роль и возраст звезд. Однако обнаружение нами на метровом телескопе системы Шмидта первой медленной вспышки у звезды № 103 (эта вспышка параллельно наблюдалась и на 21" телескопе Л. К. Ерастовой) показало, что, хотя и с гораздо меньшей вероятностью, в Плеядах могут встречаться медленные вспышки.

Вспыхивающая звезда № 103 была открыта нами совместно с Э. Чавирой в Тонанцинтла [4] как быстрая вспыхивающая. После того, как нами была обнаружена медленная вспышка, мы вновь просмотрели большую часть коллекции бюраканских снимков Плеяд и нашли на наших пластинках еще три быстрые вспышки этой звезды с небольшими амплитудами. В табл. 1 приведены данные о всех вспышках этой звезды, обнаруженных нами в Бюракане. Для полноты картины в табл. 1 включена и вспышка, обнаруженная в Тонанцинтла.

Таблица 1

№	m_{pg}	Дата	Телескоп	Обсерватория
1	0. ^m 8U	16.12.68	26"	Тонанцинтла
2	1.2	18.08.69	40	Бюракан
3	0.6	9.01.70	40	Бюракан
4	2.2	2.09.70	40	Бюракан
			20	Бюракан

Вспышка № 4 и есть упомянутая выше медленная вспышка. На рис. 1 приводятся ее фотографии. Ниже, в табл. 2, приводятся данные об этой вспышке.

Таблица 2

№ эксп.	У. Т.	m_{pg}	№ эксп.	У. Т.	m_{pg}
1	21 ^h 09 ^m	16. ^m 2	15	23 ^h 09 ^m	15.2
2	14	16.2	17	14	15.2
3	19	16.2	18	19	15.2
4	25	16.2	19	26	15.2
5	31	16.2	20	32	15.2
6	57	15.5	21	46	15.2
7	03	15.3	22	51	15.3
8	09	15.0	23	57	15.3
9	14	14.2	24	02	15.3
10	20	14.0	25	07	15.4
11	22 34	14.2	26	00 23	15.5
12	39	14.6	27	29	15.5
13	44	14.7	28	34	15.5
14	50	14.8	29	39	15.6
15	55	14.9			

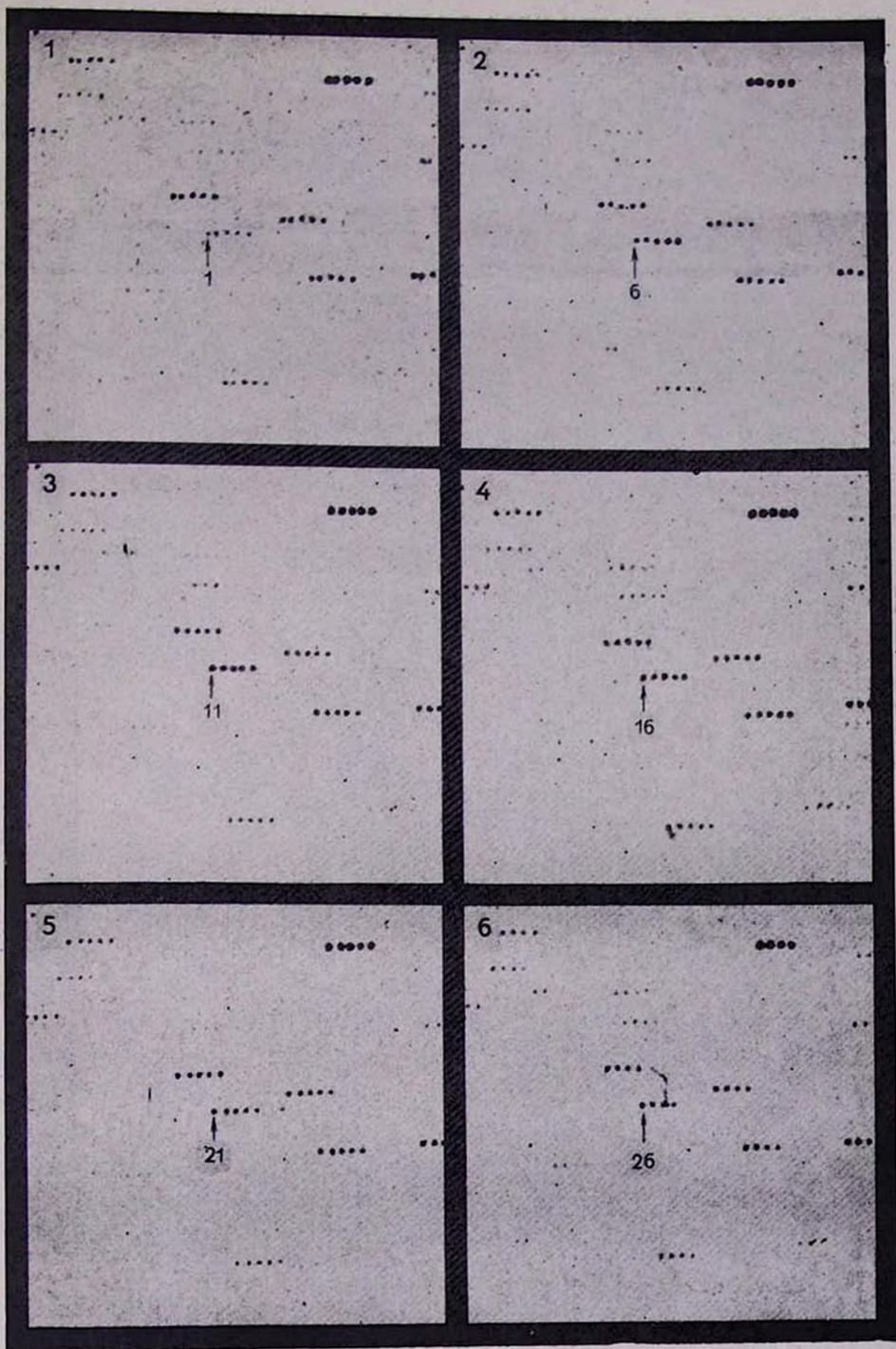


Рис. 1. На фотографиях 1—6 даны изображения звезды в нормальном состоянии (фото 1) и во время медленной вспышки (фото 2—6). Промежуток времени между фото 1 и 2 равен 21 мин. Наблюдения проведены в фотографических лучах.

Первые пять экспозиций относятся к пластинке, на которой звезда находится в минимуме. Приводимое в табл. 2 время относится к моменту начала экспозиции; каждая экспозиция продолжалась пять минут. Между первой и второй пластинками лежит промежуток времени в 21 мин (пятая и шестая экспозиции в табл. 2). Такой перерыв был вызван облачностью неба. Вспышка, по-видимому, началась между $21^{\text{h}}36^{\text{m}}$ и $21^{\text{h}}57^{\text{m}}$. Экстраполируя начало и конец вспышки, можно оценить продолжительность от минимума до максимума ~ 40 мин и общую продолжительность, равную ~ 5 час. Если бы вспышка наблюдалась в ультрафиолетовых лучах, то ее амплитуда, вероятно, была бы больше. Так как в случае медленной вспышки подъем до максимума происходит медленно и особого усреднения по времени не происходит, то можно более уверенно построить кривую блеска вспышки (рис. 2).

Вспыхивающая звезда № 103 спектрального типа M3e-M4e, $m_{\text{рк}} \sim 16^{\text{m}}2$. Если эта звезда является действительно членом скопления, то приходится считать, что она лежит выше главной последовательности. Как известно, вспыхивающие и слабые звезды Плеяд показывают, начиная с $B > 13^{\text{m}}$ и $B - V > 1^{\text{m}}0$, разброс на диаграмме цвет—светимость; как раз в этой части диаграммы находятся вспыхивающие [5]. Но все же пока трудно окончательно решить, является ли звезда № 103 членом скопления. Скорее всего, именно по характеристикам вспышек (быстрые и медленные) она не должна быть звездой поля. До сих пор ни у одной звезды типа UV Кита, из числа близких к Солнцу, не обнаружена медленная вспышка.

Как видно из табл. 1, звезда № 103 является среди других вспыхивающих звезд Плеяд относительно часто вспыхивающей звездой. Большая частота вспышек наблюдается и у медленных вспыхивающих ассоциации Ориона. Так, из семи медленных вспыхивающих звезда № 177 показала четыре вспышки, из которых три описаны в работе [6], а одна наблюдалась П. П. Паренаго с часовой экспозицией в фотографических лучах. На его пластинке звезда имела $m_{\text{рк}} = 16^{\text{m}}1$, а в нормальном минимуме ее фотографическая величина равна $18^{\text{m}}2 - 18^{\text{m}}5$. Таким образом, $\Delta m_{\text{рк}} > 2^{\text{m}}0$. Паренаго принял в то время это повышение блеска за проявление обыкновенной переменности [7]. Медленно вспыхивающие звезды № 66 и 92 вспыхивали по три раза, а № 146 и 153 — по два, причем звезды № 177 и 92 вспыхивали только как медленные [3]. Учитывая относительно низкую повторяемость вспышек у звезд в ассоциации Ориона, эти факты нельзя

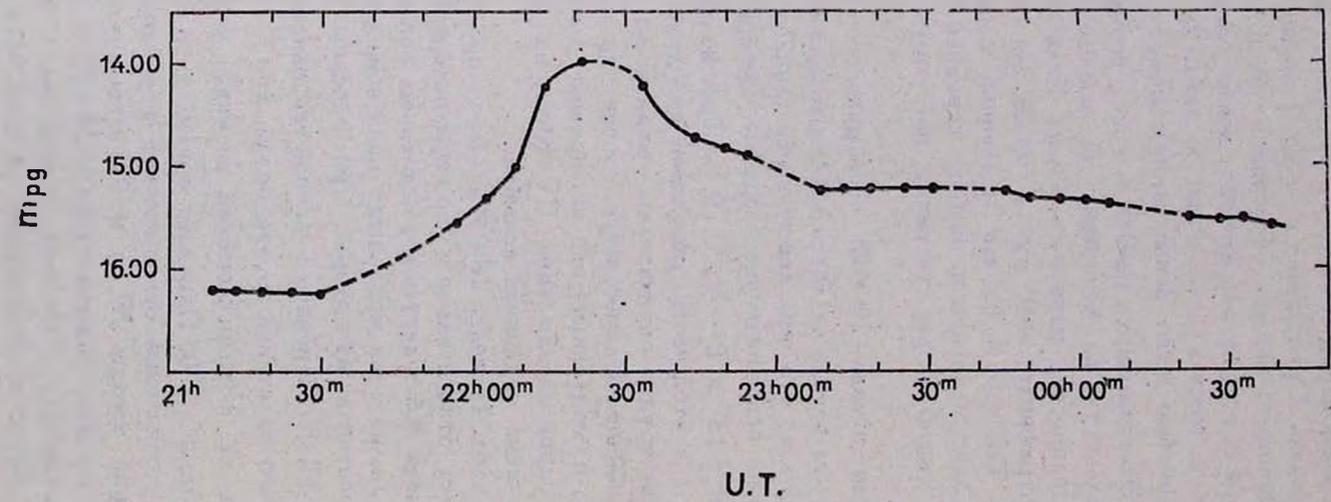


Рис. 2. Кривая блеска медленной вспышки.

считать случайными и следует допустить, что звезды, показывающие медленные вспышки, являются активными объектами.

О быстроте нарастания блеска звезды до максимума при обычных фотографических наблюдениях (метод цепочек) можно судить по количеству домаксимальных изображений, на которых звезда имеет большую, чем нормальная, яркость. При 5-минутных экспозициях, когда мы имеем лишь одно домаксимальное изображение, можно думать, что имеем дело с обычной быстрой вспышкой, причем вспышка началась и, возможно, даже достигла максимума уже в конце первой экспозиции, и наблюдаемый нами максимум — в действительности уже точка спада, иногда лишь включающая и максимум. В тех случаях, когда на пластинке два домаксимальных изображения, это соответствует либо промежуточной вспышке (максимум достигается за время $\sim 10-15$ мин), либо же медленной вспышке, зарегистрированной уже в окрестностях максимума.

Медленные и промежуточные вспышки характеризуются медленным затуханием, длящимся несколько часов. Так, например, характер затухания вспышки звезды № 48 [8] наталкивает на мысль, что здесь могла иметь место вспышка медленного или промежуточного типа. Примерами вспышек промежуточного типа являются наблюдаемые вспышки звезды № 22 [9] и вспышка № 1 звезды № 18 [10].

Представляет интерес провести статистику числа домаксимальных изображений с тем, чтобы выяснить действительное количество быстрых и медленных вспышек. Для того, чтобы иметь представление о влиянии селекции наблюдений из-за предела чувствительности пластинок и телескопа, вспыхивающие звезды были подразделены на интервалы в одну звездную величину. В табл. 3 приведены результаты просмотра 66 вспышек в фотографических лучах с 5-минутными экспозициями. Используются наблюдательные данные из работ [8, 9, 11, 12]. В первом столбце приводятся интервалы звездных величин, во втором — число вспыхивающих звезд, находящихся в этом интервале, в третьем — число вспышек, которые на пластинке до максимума не имеют ни одного изображения, в четвертом — имеющие одно изображение, в пятом — два и в шестом — средние амплитуды вспышек для них.

В табл. 4 приводятся аналогичные данные для 15-минутных экспозиций в ультрафиолетовых лучах. Используются данные из работ [1, 4, 13—15].

Данные табл. 3 и 4 показывают, что случаи, когда имеется одно изображение до максимума при 5 и 15-минутных экспозициях, не отличаются систематически от других ни по яркости вспыхивающей звезды, ни по амплитуде вспышки.

Так как медленную вспышку в Плеядах мы наблюдали с 5-минутными экспозициями, то естественно возникает вопрос, могли бы мы эту вспышку пронаблюдать с 15-минутными экспозициями как

Таблица 3

m_{PK}	N	—	1	2	Δm_{PK}
14. ^m 5—15. ^m 6	6	2	3	1	1. ^m 4
15.6—16.5	8	7	1	—	1.7
16.6—17.5	18	14	3	1	1.2
17.6—18.5	20	14	4	2	3.0
18.6—19.5	12	10	1	1	4.0
19.6—20.5	1	—	1	—	6.0
20.6—21.5	1	1	—	—	4.6
	66	48	13	5	
$\%_0$		73	20	7	

медленную? Если бы начали фотографировать с того момента, как это сделано в фотографических лучах, то до вспышки было бы одно изображение, а если бы с вероятного начала вспышки, то два и даже

Таблица 4

m_u	N	—	1	2	Δm_u
14. ^m 5—15. ^m 5	3	2	1	—	1. ^m 1
15.6—16.5	8	—	—	—	2.0
16.6—17.5	8	6	2	—	2.0
17.6—18.5	12	11	1	—	2.7
18.6—19.5	14	11	2	1?	4.5
19.6—20.5	5	4	1	—	5.0
20.6—21.5	1	—	1	—	6.6
21.6—22.6	2	1	1	—	7.5
	53	43	9	1?	
$\%_0$		81	17		

три. Таким образом, данная вспышка наблюдалась бы как медленная даже при экспозициях, применяемых в Тонанцинтла, если бы только она наблюдалась с самого начала.

Из табл. 4 видно, что из 53 вспышек 9 демонстрируют одно изображение до максимума. Из них вспышка звезды № 66 [13] может быть промежуточного типа. Два изображения лишь подозреваются у звезды № 106 [4], вспышку которой, во всяком случае, можно отнести к типу промежуточных.

Таким образом, среди рассмотренных 119 звезд Плеяд (не считая звезды № 103) у двух подозреваются медленные вспышки (№ 48 и № 106) и у шести наблюдались вспышки промежуточного типа. Тот факт, что процент звезд с одним домаксимальным изображением почти одинаков, как в случае 5-минутных экспозиций, так и 15-минутных, свидетельствует о том, что такие звезды в основном являются быстрыми вспыхивающими, где вспышка произошла в конце первой экспозиции. Для сравнения в табл. 5 приведены данные о 59 вспыхивающих звездах в Орионе, снятых с 5-минутными экспозициями, использованы данные из работы [9].

Таблица 5

m_{pk}	Σ	—	1	2	$\overline{\Delta m_{pg}}$
14. ^m 5—15. ^m 5	3	3	—	—	1. ^m 2
15.6—16.5	13	12	—	1	1.2
16.6—17.5	28	23	3	2	1.7
17.6—18.5	15	10	5	—	3.0
	59	48	8	3	
%		81	13	5	

Здесь процент вспышек с одним изображением до максимума несколько ниже, чем в случае Плеяд, и число вспышек промежуточного типа того же порядка. Следует учесть, что из-за разности расстояний приходится сравнивать результаты, относящиеся к звездам различных яркостей.

Считая, что имеющиеся наблюдательные данные довольно реально отражают действительное распределение быстрых и медленных вспышек, можно сделать вывод, что медленные вспышки — очень редкое явление у вспыхивающих звезд.

В заключение проведем некоторое сравнение медленных вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона и в скоплении Плеяд.

1. В обоих случаях максимум достигается за время ~ 40 мин и более. Падение блеска продолжается несколько часов в зависимости от амплитуды вспышки.

2. Медленные вспыхивающие в Орионе более раннего спектрального типа (K7-M0), чем в Плеядах (M3e-M4e).

3. И в ассоциации Ориона, и в Плеядах медленно вспыхивающие звезды вместе с тем — часто вспыхивающие. Частота медленных вспышек в Орионе больше. Действительно, на 312 известных вспыхивающих звезд в Орионе приходится 7 звезд, у которых наблюдались 11 медленных вспышек, а на 221 вспыхивающую в Плеядах — только одна медленная вспышка.

4. Средняя амплитуда медленных вспышек в Орионе больше, чем в Плеядах.

Из всего сказанного следует, что в Плеядах, как и в ассоциации Ориона, встречаются медленные вспышки, однако гораздо реже и с характеристиками, несколько отличающимися от таковых в Плеядах; что, по-видимому, связано с особенностями в развитии звезд в молодой ассоциации и в скоплении Плеяд.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить академика В. А. Амбарцумяна за советы при выполнении настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SLOW FLARE UP IN THE PLEIADES

E. S. PARSAMIAN

During the observations of Pleiades on the 40" Shmidt telescope of the Byurakan Observatory a slow flare up and two rapid flare ups of star No 103 were revealed. The duration from minimum to maximum of the slow flare up was equal to $\sim 40^m$ and the total duration was about 5 hours.

The magnitudes of the slow flare are given in Tables 1, 2 and photographs on Fig. 1. Statistical data on the number of premaximal images of flare stars of different exposures in the Pleiades and in Orion are given. A comparison between slow flare stars in Orion and Pleiades has been made.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro, *Stars and Stellar Systems*, vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
2. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюр. обс.*, 13, 1954.
3. G. Haro, E. Chavira, *Bol. obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 32, 59, 1969.
4. E. Parsamian, E. Chavira, *Bol. obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 31, 35, 1969.

5. *H. L. Johnson, R. I. Mitchell*, *Ap. J.* 128, 31, 1958.
6. *G. Haro, E. Parsamian*, *Bol. obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 31, 41, 1969.
7. *П. П. Паренко*, *Труды ГАИШ*, 25, 1954.
8. *L. Pigatto, L. Rosino* (private communication).
9. *L. Rosino, L. Pigatto*, *Contr. Asiago*, 231, 1969.
10. *Э. С. Парсмян*, *Астрофизика*, 7, 507, 1971.
11. *А. В. Мирзоян, О. С. Чавушян*, *Сообщ. Бюр. обс.*, 42, 17, 1970.
12. *Э. С. Парсмян*, *Сообщ. Бюр. обс.* (в печати).
13. *G. Haro, E. Chavira*, *Bol. obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 31, 23, 1969.
14. *G. Haro, E. Chavira*, *Bol. obs. Tonantzintla Tacubaya*, 34, 181, 1970.
15. *G. Haro, E. Chavira*, *Bol. obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 34, 191, 1970.

ФУОРЫ

В. А. АМБАРЦУМЯН

Поступила 3 августа 1971

Объекты типа FU Ориона (фуоры) характеризуются тем, что они вдруг за короткий промежуток времени повышают свою светимость в наблюдаемой части спектра более чем в сто раз, после чего долгие годы сохраняют повышенную светимость. Дается объяснение этому явлению на основе предположения, что до подъема блеска в области, непосредственно окружающей звезду, имеются источники энергии, большая часть которой выделяется в виде энергии корпускулярного излучения. Во время подъема блеска образуется, как показывают наблюдения, оболочка, внутри которой оказываются эти внешние источники. Поэтому после подъема блеска почти вся энергия источников испускается в виде потока теплового излучения.

Проведена параллель между различиями в излучении префуора и постфуора, с одной стороны, и различиями между излучением быстрых и медленных вспышек, с другой стороны. В случае верности построенной картины медленные вспышки, возникающие в результате освобождения энергии под фотосферой, должны излучать в фотографических лучах в сто раз больше энергии, чем эквивалентные им (по энергии взрыва) быстрые вспышки.

Хорошо известно, что проблемам звездной эволюции посвящено огромное число работ, носящих главным образом теоретический характер. Авторы этих работ обычно исходят из существующей теории внутреннего строения звезд. Они рассматривают эволюцию звезды как последовательный переход от одних равновесных моделей к другим. Принимается, что эволюция звезды обусловлена ходом термоядерных реакций и постепенным расходом вступавших в эти реакции ядер.

Мы здесь не будем критиковать такой теоретический и несколько схематический подход. Отметим лишь, что, на наш взгляд, он не оказался достаточно плодотворным. Поэтому целесообразно вновь обратить большее внимание на другой путь изучения эволюции звезд,

основанный на анализе наблюдательных данных. Как известно, этот второй путь в свое время позволил получить значительную информацию о ранних стадиях развития звезд различных масс, о групповом звездообразовании и т. д.

При анализе наблюдательных данных не следует пренебрегать изучением и таких явлений, которые кажутся настолько редкими и так легко могут потонуть среди моря внешне подобных им фактов, что при поверхностном рассмотрении кажутся не столь существенными. Более того, их большая редкость может заставить ошибочно считать объекты, в которых наблюдаются эти явления, какими-то исключениями, как бы уродами, не могущими повлиять на выявление общих закономерностей звездной эволюции. Между тем, если какое-либо быстро протекающее явление происходит, скажем, лишь один раз за время жизни звезды, оно будет наблюдаться среди окружающих нас звезд крайне редко, несмотря на то, что оно может быть закономерной и даже очень важной ступенью эволюции всех звезд или, скажем, звезд, имеющих массы, заключенные в определенных пределах.

Здесь мы хотим обратить внимание на одну весьма редко наблюдаемую группу явлений, которая при тщательном изучении, как нам кажется, может пролить некоторый свет на вопросы звездной эволюции.

1. *Звезды типа FU Ориона.* В конце прошлого года от шведского астронома Гуннара Веллина нами был получен препринт его краткого сообщения касающийся следующего: звезда Lk H₂ 190 находящаяся в туманности Северной Америки (NGC 7000) среди группы звезд с яркими линиями (типа Т Тельца и др.) и имевшая по Хербигу в 1957 г. величину $m_{pg} = 16.0$ и мало менявшая в те годы свою яркость, оказалась в 1970 г. имеющей блеск [1] $m_{pg} = 10.0$. Сравнение различных негативов указывает на то, что резкое возрастание блеска имело место в конце 1969 г. С тех пор блеск этой звезды изменился немного. Согласно фотовольтрическим измерениям Григоряна (Бюракан), в середине июня 1971 г. ее блеск равнялся $m_v = 10.8$. Нет сомнения, что в этом случае мы имеем дело с таким же резким подъемом блеска, какой имел место в 1936 г. в случае FU Ориона. Как известно, до подъема блеска звезда FU Ориона была 16-й величины, но после вспышки в 1936 году она стала ярче 10-й величины, а затем, медленно слабея, дошла, примерно, до $m_{pg} = 10.5$, причем теперь блеск почти не меняется. Таким образом, в обоих случаях звезда перешла из одного состояния, где ее блеск немного колебался

около некоторого низкого уровня, в другое состояние, где он примерно в 100 раз больше.

Мы нарочно не употребляем слово „вспышка“, а говорим о резком подъеме блеска, ибо речь идет об установлении нового, примерно в 100 раз более высокого уровня на длительный срок, измеряемый, по меньшей мере, сотнями лет. Чтобы избежать в таких случаях употребления термина „вспыхивающие звезды“, назовем такие объекты *фуорами*.

Заметим, что Р Лебеда является примером подобного же явления. Разница, с точки зрения состояния наших знаний об этих объектах, заключается в следующем.

В случае Р Лебеда единственная информация о состоянии звезды до подъема блеска заключается в том, что она не была видна невооруженным глазом. Теперь же у нее $m_{pk} = 4.8$.

В случае FU Ориона мы знаем блеск и до подъема светимости ($m = 16.0$). Но только в случае Lk H₂ 190 мы знаем также спектр до подъема блеска, который соответствовал позднему карлику типа Т Тельца [2]. К сожалению, вследствие малости дисперсии Хербиг не дал определения спектрального типа по линиям поглощения. Имеются и другие объекты, у которых наблюдалось значительное повышение блеска за короткий период с дальнейшим установлением более или менее стационарного состояния. Поэтому не следует исключать возможность после анализа соответствующих наблюдений включения их также в группу звезд-фуоров.

Существенно, что как FU Ориона, так и особенно Lk H₂ 190, показывают после подъема блеска спектральные особенности, характерные для звезд относительно высокой светимости. В частности, у звезды Lk H₂ 190 наблюдаемая эмиссионная линия H₂ имеет с коротковолновой стороны абсорбционный компонент, смещенный на 420 км/сек. Иными словами, у этой звезды ныне имеет место непрерывное истечение вещества, подобное тому, которое установлено у Р Лебеда. Как известно, в результате такого истечения вокруг звезды должна возникнуть протяженная оболочка. Кроме того, оказывается, что атмосферы Lk H₂ 190 и FU Ориона богаты литием, что является характерным для молодых звезд. Наконец, все три упомянутых звезды находятся в звездных ассоциациях.

Если придерживаться обычных представлений о звездном излучении, то переход звезды с одного уровня более или менее стационарной светимости к другому, во много раз более высокому, должен быть объяснен изменением суммарной мощности источников энергии в звезде. Однако трудно представить себе, что за несколько месяцев

внутреннее строение звезды могло бы настолько измениться, чтобы суммарная мощность источников возросла бы более, чем в 100 раз. Поэтому следует найти другое объяснение.

Сущность предлагаемого нами объяснения заключается в том, что в пространстве над фотосферой некоторых или всех звезд типа Т Тельца, где-нибудь в области короны или даже выше, имеются интенсивные и постоянно действующие источники энергии. Часть этой энергии выделяется в виде нетеплового непрерывного излучения в голубых, фиолетовых и ультрафиолетовых лучах. У некоторых звезд типа Т Тельца это излучение настолько сильно, что непосредственно наблюдается в виде „ультрафиолетового эксцесса“ в спектре соответствующей звезды (например, XX Ориона, NS Ориона, NX Единорога). Максимум этого нетеплового излучения находится, однако, в более далеком ультрафиолете и не наблюдается с поверхности Земли. Во многих случаях простирающийся до наблюдаемого с Земли близкого ультрафиолета „хвост“ этого эксцесса может быть настолько слаб, что незаметен на фоне теплового излучения самой звезды в тех же длинах волн. Тем не менее, наличие эксцесса в далеком ультрафиолете можно довольно уверенно устанавливать, исходя из наличия в спектрах этих звезд эмиссионных линий. Мы не останавливаемся здесь на вопросе о том, какая часть энергии, отдаваемой нетепловыми источниками, превращается в электромагнитное излучение и какая часть выделяется в виде кинетической энергии корпускул, выбрасываемых в окружающее пространство. Однако, если принять, что выделяемая энергия есть результат неизвестных нам первичных процессов типа ядерного распада, то коэффициент конверсии этой энергии в *наблюдаемые с поверхности Земли фотографические лучи* в тех случаях, когда освобождение энергии происходит в разреженном околозвездном пространстве, должен быть очень мал. Вероятно, он меньше, чем 0.01. Вся остальная энергия предполагаемого процесса распада должна выделяться либо в виде кинетической энергии испускаемых при этом и уходящих в мировое пространство частиц, либо же в виде более коротковолнового электромагнитного излучения, не пропускаемого нашей атмосферой.

С другой стороны, когда вокруг подобной звезды по каким-либо причинам (например, вследствие начавшегося процесса истечения) образована оболочка, непрозрачная не только для коротковолнового излучения, но и для частиц высоких энергий, то *вся энергия*, выделяемая источниками, *оказавшимися внутри оболочки*, будет испускаться в виде теплового излучения последней, и при температурах оболочки порядка $10\,000^\circ$ коэффициент конверсии в *фотографические лучи* будет близок к единице.

Иными словами, образование оболочки должно в этих условиях повести к усилению превращения в фотографические лучи энергии, выделяемой предполагаемыми источниками, более чем в сто раз.

Таким образом, мы предполагаем, что дело не в увеличении мощности источников энергии, а в *увеличении, благодаря появлению оболочки, коэффициента конверсии в фотографические лучи энергии*, выделяемой предполагаемыми источниками.

Ультрафиолетовый эксцесс, наблюдаемый у некоторых звезд типа Т Тельца, имеет примерно такое же распределение энергии, что и излучение вспышек звезд типа UV Кита. Поэтому ряд исследователей высказывал предположение, что в обоих случаях мы имеем дело, по-существу, с одним и тем же физическим процессом, но только у вспыхивающих звезд он носит строго дискретный характер.

Тем более интересно, что в случае вспыхивающих звезд мы имеем дело с такими же различиями в коэффициенте конверсии, какие мы вынуждены были допустить у фуоров до и после процесса подъема блеска. В третьем разделе рассматриваются причины этих различий.

2. *Понятие о калориметрических звездных величинах.* Известно, что при обсуждении вопросов, касающихся светимости звезд, оказалось очень полезным ввести понятие о видимых и абсолютных болометрических величинах и болометрических поправках к визуальным или фотографическим величинам. В отношении тел, которые испускают в окружающее пространство значительное по количеству уносимой кинетической энергии корпускулярное излучение, желательно наряду с болометрическими величинами, характеризующими полную мощность электромагнитного излучения, ввести систему звездных величин, характеризующих всю испускаемую за единицу времени энергию, включая как полную энергию электромагнитного излучения, так и кинетическую энергию всех испускаемых корпускул. Эту систему целесообразно назвать *калориметрической* системой звездных величин. Естественным определением таких звездных величин может служить формула

$$m_{\text{kal}} = m_{\text{bol}} - 2.5 \lg \frac{L_k + L}{L}, \quad (1)$$

где L есть светимость в электромагнитных волнах, а L_k — полная кинетическая энергия, уносимая в единицу времени испускаемыми частицами. Соответственно можно дать определение калориметрических поправок.

Сделаем попытку определить „калориметрическую поправку“

$$\delta' = m_{\text{kal}}^* - m_{\text{pg}}^* \quad (2)$$

для фуора до подъема его яркости. В дальнейшем все звездные величины, относящиеся к стадии, предшествующей подъему блеска, будем обозначать одним штрихом, а относящиеся к стадии после подъема блеска и успокоения звезды — двумя штрихами. В таком случае сущность нашей гипотезы можно выразить уравнением

$$m_{\text{kal}}^* = m_{\text{bol}}^* \quad (3)$$

Сравнивая (3) и (2), можем написать

$$\delta' = (m_{\text{bol}}^* - m_{\text{pg}}^*) + (m_{\text{pg}}^* - m_{\text{pg}}^{**}). \quad (4)$$

Первый член правой части (4) представляет собой *болометрическую поправку к фотографической величине* (а не к визуальной, как обычно определяется болометрическая поправка) *после вспышки*. Поскольку предполагается, что после подъема блеска фуор дает нормальное тепловое излучение, эта поправка может быть вычислена по эффективной температуре. Для $T = 10\,000$ она равна -0.4 . Вероятно, такая поправка хорошо соответствует как FU Ориона, так и Lk H_a 190. Что касается второго члена формулы (4), то он представляет собой непосредственно наблюдаемую величину подъема блеска, которая в обоих случаях равна 5. Таким образом, имеем

$$\delta' = -5.4.$$

Однако полученная таким образом калориметрическая поправка для фуора, которому еще предстоит подъем блеска (префуор), не имеет простого физического смысла, так как электромагнитное излучение префуора состоит из двух частей: теплового излучения (t) звезды и нетеплового излучения (nt), исходящего от источника (или источников), расположенного над фотосферой. Очевидно, что коэффициент конверсии освобождаемой этими источниками энергии в излучение фотографической части спектра определяется прежде всего второй частью. Поэтому мы должны искать калориметрическую поправку взятого в отдельности нетеплового излучения префуора. Обозначим эту поправку через δ . Имеем

$$\delta = m_{\text{kal}}^{*,nt} - m_{\text{pg}}^{*,nt} \quad (5)$$

Используем также равенство

$$10^{-0.4 m_{\text{kal}}^{*,nt}} = 10^{-0.4 m_{\text{kal}}^*} - 10^{-0.4 m_{\text{bol}}^{*,t}},$$

где m_{bol}^t означает болометрическую величину теплового излучения префуора. Это равенство означает, что калориметрическая светимость префуора в целом является суммой мощности теплового излучения звезды и калориметрической светимости нетепловых источников (производящих как корпускулярное, так и электромагнитное излучения). Учитывая также равенства (3) и (5), легко получить, что

$$\delta = m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt} = (m_{bol}^t - m_{pg}^t) + (m_{pg}^t - m_{pg}^{nt}) - 2.5 \lg \left[1 - 10^{-0.4 (m_{bol}^t - m_{bol}^t)} \right]. \quad (6)$$

По-существу, однако, последний член очень мал (порядка нескольких сотых), и поэтому можем пользоваться формулой

$$m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt} = (m_{bol}^t - m_{pg}^t) + (m_{pg}^t - m_{pg}^{nt}). \quad (7)$$

К сожалению, из спектральных наблюдений префуора Lk H₂ 190, произведенных Хербигом, нельзя определить величину нетеплового слагаемого в фотографических лучах. Поскольку, однако, это слагаемое не было особенно отмечено, то можно думать, что оно составляло не более 15% в фотографических лучах. Это означает, что $m_{pg}^{nt} > 18.0$. С другой стороны, большая интенсивность эмиссионных линий серии Бальмера у префуора говорит в пользу довольно большого эксцесса в далеком ультрафиолете. Исходя из этого, можно полагать, что в ближнем ультрафиолете эксцесс не мог быть намного меньше указанных 15%. Поэтому можно грубо принять $m_{pg}^{nt} \approx 18.0$. Таким образом, из (7) для Lk H₂ 190 следует

$$\delta = m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt} \approx -7.4.$$

Отсюда можно сделать заключение о степени эффективности преобразования выделяемой над фотосферами префуоров нетепловой энергии в фотографические лучи.

Как легко увидеть из таблиц болометрических поправок и показателей цвета планковского излучения, наибольшее значение разностей $m_{bol} - m_{pg}$ достигается при $T = 8000^\circ$ и равно -0.2 [3]. Поэтому полученное нами значение означает, что у префуора коэффициент конверсии освобождаемой энергии в фотографические лучи по меньшей мере в 700 раз меньше, чем при нормальном тепловом излучении звезд типа F, где он максимален. Все это означает, что подъем яр-

кости фуора связан с увеличением указанного коэффициента конверсии по крайней мере в несколько сот раз. В дальнейшем такая же разность δ будет, правда, очень грубо, определена нами для энергии, освобождающейся при быстрых вспышках у молодых звезд, входящих в звездные агрегаты.

3. Медленные и быстрые вспышки у вспыхивающих звезд.

В настоящем разделе мы хотим несколько подробнее, чем это было сделано в 1954 году [8], остановиться на вспышках, происходящих у некоторых поздних карликов типа UV Кита в окрестности Солнца и у более широких групп карликов в ассоциациях (Орион, NGC 2264, NGC 7023) и в молодых скоплениях (Плеяды).

Суть выдвинутого нами тогда представления заключалась в том, что каждая вспышка является результатом освобождения некоторого количества энергии, которое до вспышки было сильно сконцентрировано и заключено в некоторой порции „дозвездного вещества“. Мы намеренно избегали строить гипотезы о природе этого дозвездного вещества, подчеркивая лишь, что это не разреженное вещество, а скорее сверхплотное вещество. Таким образом, речь шла об определенных массах этого вещества, способных относительно долгое время находиться в стабильном состоянии, могущих быть вынесенными в пространство, окружающее звезду (может быть, в корональные слои и даже дальше, на расстояния, превосходящие несколько радиусов звезды), и могущих там подвергнуться почти мгновенному распаду.

То, что наблюдаемое явление происходит, как правило, над поверхностью звезды, вытекает из своеобразного распределения энергии в непрерывном спектре вспышки (большой ультрафиолетовый эксцесс). Здесь нет значительных количеств поглощающего вещества, а тем самым и условий для термализации спектра излучения. То, что здесь мы имеем дело со взрывом, а не спокойным расширением выброшенной из звезды массы горячего газа, что предполагалось рядом авторов, подтверждается фотоэлектрическими наблюдениями с большим временным разрешением, согласно которым время возрастания блеска часто измеряется, буквально, секундами.

Нами было указано, что наряду со случаями, когда освобождение энергии происходит над фотосферическими слоями, можно представить себе случаи освобождения энергии под фотосферическими слоями. Эти последние случаи можно в свою очередь разделить на две группы:

1) Освобождение энергии имеет место глубоко во внутренних слоях звезды, откуда энергия добирается до поверхности за многие годы или месяцы. В таком случае сам процесс выделения энергии

будет продолжаться только немногим более короткими сроками, т. е. затянется, по крайней мере, на месяцы или недели. Это значит, что мы не будем наблюдать никаких отдельных вспышек, а лишь общий усредненный их результат, сводящийся к некоторому увеличению яркости звезды.

2) Освобождение энергии имеет место непосредственно под фотосферическими слоями, на такой глубине, откуда энергия добирается (путем диффузии излучения или ионизационной волны) до поверхности в течение нескольких часов. Тогда и сам наблюдаемый процесс вспышки должен продолжаться несколько часов. При этом процесс повышения блеска звезды должен протекать гораздо медленнее, чем в тех случаях, когда освобожденная энергия проходит над поверхностью звезды, а цвет дополнительного излучения должен зависеть от амплитуды яркости. Чем меньше эта амплитуда, тем ниже должна быть цветовая температура дополнительного излучения.

Профессор Аро своими первыми наблюдениями „медленных вспышек“, резко отличающихся по своей природе от „быстрых вспышек“, целиком подтвердил существование двух классов вспышек у вспыхивающих звезд в Орионе, а недавнее открытие со стороны Парсамян [7] медленной вспышки в Плеядах показало, что медленные вспышки встречаются и у членов более старых агрегатов, чем ассоциация Ориона.

Теперь мы хотим обратить внимание на некоторые количественные данные, вытекающие из наблюдений, которые оказались в хорошем соответствии с нашей гипотезой о природе медленных и быстрых вспышек.

Дело в том, что если вспышки представляют собой результат распада сверхплотного вещества, т. е. какого-то тела ядерной плотности на совокупность частиц, то в пустоте конверсия энергии распада в оптическое излучение наблюдаемых нами частот будет очень мала. Большая часть энергии распада превратится либо в кинетическую энергию образовавшихся частиц (как это имеет место, например, при β -распаде), либо же в электромагнитное излучение типа γ -квантов, рентгеновских квантов или далекого ультрафиолета.

Совершенно другое положение будет иметь место, когда распад происходит под фотосферическими слоями. В этом случае *вся энергия распада*, кроме разве энергии нейтрино, будет превращена в тепловую энергию излучения звезды. Иными словами, в оптических лучах энергия вспышки должна в этих случаях быть во много раз больше, чем при быстрых вспышках. Отношение это трудно определить, не представляя более конкретного механизма процесса вспышки. Одной

из возможных конкретизаций является механизм, предложенный Гурзadyаном, когда на выделенных при распаде электронах (или позитронах) происходит антикомptonовское рассеяние квантов теплового излучения звезды. При таком механизме коэффициент конверсии должен быть меньше 0.01. Тогда энергия в оптических лучах при медленной вспышке должна более чем в сто раз превосходить энергию в оптических лучах, выделяемую при быстрых вспышках.

Наблюдения показывают, что 1) медленные вспышки наблюдаются во много раз реже, чем быстрые вспышки; 2) при медленных вспышках встречаются амплитуды не меньшие, чем при быстрых вспышках. Если в фотографических лучах наибольшие амплитуды быстрых вспышек в ассоциации Ориона достигают 5 величин, то одна из наблюдаемых Аро в Орионе (у звезды В30 177) медленных вспышек имела в тех же лучах амплитуду 8.4; 3) цвет излучения медленных вспышек более красный, чем у быстрых вспышек.

Первое из названных здесь обстоятельств связано, по-видимому, с тем, что для наблюдения медленной вспышки со сколько-нибудь заметной амплитудой необходимо, чтобы освобождение энергии имело место в слое относительно небольшой линейной толщины (может быть, порядка всего сотни километров) под фотосферой (случай 2). Для быстрых же вспышек освобождение энергии возможно на протяжении десятков и сотен тысяч километров над фотосферой. Если, например, считать, что распад дозвездных масс, выбрасываемых наружу, происходит более или менее спонтанно, то вероятность распада в каком-либо слое должна быть пропорциональна времени пребывания в этом слое, т. е. толщине слоя. Поэтому редкость медленных вспышек вполне понятна.

Второе из приведенных обстоятельств непосредственно указывает на то, что *при медленных вспышках наблюдаемая полная энергия выделившегося оптического излучения иногда в несколько десятков раз превосходит полную энергию, которая наблюдается в оптических лучах при быстрых вспышках*, поскольку при мощности излучения того же порядка длительность медленной вспышки в десятки раз больше. Таким образом, наблюдаемое соотношение полных энергий медленных и быстрых оптических вспышек находится в полном соответствии с развитым выше представлением о различных значениях коэффициента конверсии в этих двух случаях.

Наконец, третье из упомянутых обстоятельств тоже вполне соответствует нашему представлению о природе медленных вспышек.

Итак, имеющиеся пока данные о различиях между медленными и быстрыми вспышками подтверждают гипотезу, согласно которой вспышки связаны с высокоэнергетическими процессами распада.

4. *О коэффициенте конверсии энергии распада во время звездных вспышек.* Исходя из того, что префуоры и вспыхивающие звезды являются членами одних и тех же звездных ассоциаций, можно думать, что процессы распада и освобождения энергии имеют в обоих случаях одну и ту же физическую природу. Тогда можно было бы ожидать, что коэффициент конверсии в пустоте освобождаемой энергии в фотографические лучи при этих процессах должен быть одинакового порядка. Выше мы видели, что во время медленных вспышек мы измеряем звездную величину, которая с учетом некоторых поправок соответствует полной энергии взрыва, в то время как при быстрой вспышке только небольшая часть освобождающейся энергии выделяется в виде фотографических лучей. Однако в отличие от фуоров в данном случае трудно определить значение калориметрической поправки δ , так как сравнивая данные о какой-либо медленной вспышке с данными о какой-либо быстрой вспышке, мы никогда не можем быть уверены, что два соответствующих взрыва были идентичными по своему масштабу. Поэтому результаты таких сравнений при всей нашей осторожности могут дать лишь качественные результаты.

Однако проблему можно решить, если бы в нашем распоряжении был богатый статистический материал. Например, мы могли бы взять для сравнения такую быструю вспышку, что ровно 10% всех быстрых вспышек обладали бы в фотографических лучах большей энергией, чем выбранная вспышка. Точно так же мы могли бы среди медленных вспышек выбрать такую, что только 10% всех медленных вспышек обладают энергиями, большими, чем энергия данной вспышки. Такие две вспышки можно было бы считать результатом взрыва одинакового масштаба, с той разницей, что одна произошла *над* фотосферой, а другая — *под* фотосферой.

Помимо отсутствия достаточного материала для подобных тестов, следует сказать, что результаты могут быть сильно искажены влиянием различий в вероятности обнаружения вспышек разного типа. Поэтому пришлось бы придумывать более тонкие статистические тесты, которые требуют, в свою очередь, еще большего количества наблюдательных данных. Между тем, как упоминалось, они пока отличаются крайней скудностью. Поэтому мы вынуждены произвести более грубые сравнения, чем даже упомянутый статистический тест.

Мы можем констатировать, что подавляющее большинство быстрых вспышек, наблюдаемых в Орионе, имеет ультрафиолетовую амплитуду ΔU менее шести звездных величин, хотя в редких случаях такая амплитуда была достигнута и даже превзойдена. Медленная вспышка звезды ВЗО 177 27.XII.1965 [4] является самой мощной

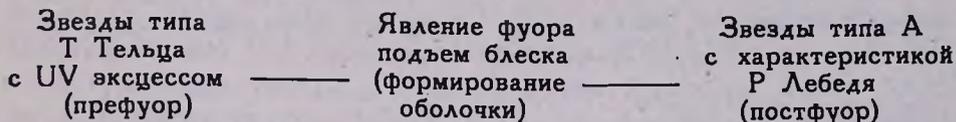
из всех наблюдаемых в ассоциации Ориона вспышек. Поэтому можно считать, что если мы примем ее эквивалентной быстрой вспышке с амплитудой $\Delta U = 6.0$, то не допустим большой ошибки. Но амплитуда медленной вспышки ВЗО 177, о которой идет речь, в ультрафиолете была $\Delta U = 8.4$. Таким образом, разность звездных величин в максимуме двух таких вспышек равна 2.4. Однако нужно учесть, что продолжительность пребывания в максимуме при медленной вспышке была порядка трех часов, в то время как при быстрых вспышках она не превосходит 15 минут. На самом деле время пребывания вблизи максимума при быстрой вспышке много меньше пятнадцати минут. Однако мы не должны забывать, что нас интересует энергия вспышки. Поэтому следующие две ошибки, возникающие при применяемом методе фотографических наблюдений вспышек почти точно друг друга компенсируют. Во-первых, в несколько раз переоценивается продолжительность пребывания вблизи максимума, а во-вторых, примерно в столько же раз уменьшается оцененная яркость звезды в максимуме из-за эффекта усреднения. Исходя из сказанного, можно утверждать, что при медленной вспышке, о которой идет речь, выделилось в U примерно в 200 раз больше энергии, чем при эквивалентной быстрой вспышке. Считая, что в случае медленной вспышки болометрическая ее величина соответствует калориметрической величине быстрой вспышки, мы можем написать

$$\begin{aligned} \delta &= m_{\text{ка}}^{\text{г}} - m_{\text{рг}}^{\text{г}} = (m_{\text{bol}}^{\text{с}} - m_{\text{рг}}^{\text{с}}) + (m_{\text{рг}}^{\text{с}} - m_{\text{рг}}^{\text{г}}) = \\ &= (m_{\text{bol}}^{\text{с}} - m_{\text{рг}}^{\text{с}}) + (U^{\text{с}} - U^{\text{г}}) + (m_{\text{рг}}^{\text{с}} - U^{\text{с}}) - (m_{\text{рг}}^{\text{г}} - U^{\text{г}}). \end{aligned} \quad (8)$$

Значки г и с обозначают здесь соответствующие величины для быстрых и медленных вспышек, однако нужно иметь в виду, что в отличие от п. 2 звездные величины, введенные здесь, характеризуют не мощность излучений, а интегралы от нее, взятые по продолжительности соответствующей вспышки. Иными словами, речь идет о сравнении излучаемых энергий. В таком случае, согласно приведенной оценке, второй член правой части равен -5.7 величины. Сумма двух последних членов выражения (8) представляет собой разность цветов $\Delta(U - m_{\text{рг}})$ для быстрой и медленной вспышек. Настоящего цвета медленной вспышки мы не знаем. Однако имеются указания, что они имеют более красный цвет. Считая, что эта разность заключена между -0.5 и -1.0 , примем ее равной -0.7 . Что касается первого члена правой части (8), то он представляет болометрическую поправку медленной вспышки, и было бы разумным считать его малым. Положив ее равной -0.3 , мы получим для калориметрической по-

правки быстрой вспышки $\delta = -6.7$. Сравнение этой цифры со значением δ для нетеплового излучения префуора показывает, что коэффициент конверсии в фотографические лучи в обоих случаях имеет один и тот же порядок величины.

5. *О продолжительности постфуорной стадии.* Итак, имеющиеся данные о фуорах позволяют думать, что процесс подъема их блеска связан со следующим переходом,



Хотя постфуоры представляют, вероятно, довольно однородную по многим физическим свойствам группу объектов, все же следует отметить, что в двух рассмотренных случаях (FU Ori и Lk H_a 190) абсолютные величины близки к нулю, в то время как у самой Р Лебеда, как и у других объектов типа Р Лебеда в О-ассоциациях, абсолютные фотографические величины порядка -7.0 . Следует признать, что мы пока не можем сказать, из каких объектов возникают *сверхгиганты* типа Р Лебеда, однако их частое присутствие в О-ассоциациях заставляет предполагать, что и здесь начальной фазой была звезда типа Т Тельца с источниками энергии огромной мощности.

Зная частоту явления фуоров, а также число объектов со спектральной характеристикой Р Лебеда, мы могли бы сделать оценку продолжительности постфуорной стадии, точнее, той ее части, в которой непрерывное истечение вещества продолжается с достаточной интенсивностью.

За последние пятьдесят лет (с 1920 года) наблюдалось всего два типичных фуора, которые после стабилизации их блеска остались звездами ярче $11^m 0$. Конечно, могли бы быть и случаи, когда на явление фуора не обратили внимания. Однако нужно считать, что если для данной области неба когда-либо производилось сравнение двух пластинок, разделенных длительным промежутком времени (порядка двух десятков лет или больше), то обнаружение вспыхнувшего за промежуток времени, протекший между двумя снимками в этой области неба, фуора, ставшего ярче $11^m 0$, должно быть произведено с вероятностью, близкой к единице. Хотя подобные сравнения производятся на обсерваториях настолько часто, что ими, несомненно, была уже охвачена большая часть северного полушария, все же обычно

промежутки времени между двумя снимками не очень велики. Если даже примем, что усредненное по всему небу значение максимального промежутка времени Δt , для которого производилось сравнение, равно 20 годам (считая при этом усреднении $\Delta t = 0$, если такие сравнения вовсе не производились), то получится, что мы могли бы обнаружить в лучшем случае лишь 40% фуорировавших за последние 50 лет и ставших ярче 11^m звезд. Тогда полное число звезд, фуорировавших за полстолетие в северном полушарии, окажется порядка 5; иными словами, за десятилетие фуорирует одна звезда. С другой стороны, если T есть средняя продолжительность той постфуорной фазы, когда характеристика P Лебеда в спектре еще может быть обнаружена, а вместе с тем блеск существенно не уменьшился, то для полного числа N_P звезд ярче 11.0 с P -характеристикой мы должны иметь

$$N_P = 0.1 \cdot T.$$

К сожалению, имеющиеся данные недостаточны для оценки числа N_P . Однако среди звезд каталога HD северного неба известно не более одного десятка звезд с P -характеристикой [5]. Хербиг [6] подробно исследовал спектры звезд, связанных с кометарными туманностями, но и там ему удалось обнаружить только 4 звезды с P -характеристикой, одна из которых, однако, 13^m . Тем не менее, можно считать, что более подробное изучение спектров основной массы звезд HD, в особенности в области линии H_α , позволит удвоить или даже утроить число выявленных объектов с P -характеристикой. Кроме того, HD содержит лишь небольшую часть (около одной трети) звезд ярче 11^m . Поэтому, очень грубо, можно считать, что на северном небе $N_P \approx 60$. Отсюда следует, что продолжительность интересующей нас постфуорной стадии должна быть порядка 600 лет. Впрочем, мы должны быть осторожны в наших выводах, так как истинной частоты появления фуоров, превращающихся в сверхгиганты типа P Лебеда, даже грубо мы не знаем. Продолжительность жизни этих сверхгигантов может быть намного большей, чем у постфуоров более низкой светимости.

Несомненно, однако, что фаза спектра типа P Лебеда у постфуоров низкой светимости непродолжительна. Наши расчеты были очень грубыми, но все же можно утверждать, что постфуорная стадия в этих случаях продолжается не более, чем срок порядка одной тысячи лет. Но тогда возникает вопрос, что происходит после завершения этой стадии, т. е. что представляют из себя постпостфуоры, воз-

вращается ли звезда к своему первоначальному блеску, т. е. к блеску префуора, или же сохраняет повышенную яркость? На этот вопрос пока трудно ответить. Несомненно лишь, что случая резкого падения блеска (антифуор) до сих пор не было открыто. Поэтому остаются две возможности: сохранение достигнутого уровня блеска или постепенная ликвидация оболочки с падением блеска в течение десятилетий или столетий. Если была бы справедлива первая возможность, то в течение, скажем, сотни миллионов лет должно было бы накопиться до десяти миллионов постфуоров, имеющих видимый блеск ярче 11 величины. Однако такого количества звезд ярче 11 величины вообще нет. Поэтому приходится сделать заключение, что через короткое время блеск звезды должен вновь падать.

6. *О природе источника нетеплового и корпускулярного излучения префуора.* В настоящее время трудно сказать что-либо определенное о природе источника нетеплового и корпускулярного излучения префуора. Мы сознательно не касались этого вопроса, так как знание природы источника может быть существенно лишь при более детальном исследовании фуоров. Отметим лишь, что нельзя сразу исключить предположение, что таким источником является сверхплотный спутник той звезды (красного карлика), который дает тепловое излучение префуора. Нельзя, далее, исключить того, что оболочка выбрасывается сверхплотным компонентом. В этом случае обязательно, чтобы красный карлик в постфуорной стадии находился внутри оболочки. Его излучение будет просто незаметно в присутствии излучения оболочки. В этом случае расстояние между компонентами может быть велико. Если даже оно будет равно десяткам астрономических единиц, это не будет противоречить наблюдениям.

Наоборот, если оболочка выбрасывается красным карликом, то сверхплотный спутник должен затем оказаться внутри оболочки, а это означает, что расстояние между компонентами не должно превосходить нескольких миллионов километров, что, вероятно, может привести к некоторым трудностям в объяснении деталей явления.

Возможны и другие предположения о природе источника. На данном этапе мы воздерживаемся от их подробного обсуждения.

Автор выражает глубокую благодарность д-ру Г. Веллину за присылку извещения о фуоре в Лебеде, проф. Г. Аро за письменное сообщение, в котором он независимо от автора пришел к представлению о новом классе объектов и подчеркнул возможную связь со звездными вспышками, а также Э. Парсамян за дополнительное освещение вопросов, относящихся к медленным вспышкам. Автор обязан

покойному К. Григоряну за устное сообщение о произведенных им оценках блеска фуора в Лебеде в июне 1971 года.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FUORS

V. A. AMBARTSUMIAN

The FU Orionis stars (fuors) have the peculiarity that during comparatively a short time they strongly increase their luminosity in the observable part of the spectrum. An explanation of this phenomenon is given, which is based on the assumption that before the increase of brightness directly around the star some energy sources exist which mostly radiate the high energy particles. During the increase of brightness a shell of large radius is formed which envelops the sources as well. Therefore, after the formation of the shell the whole energy liberated by sources is transformed into thermal radiation.

A definite parallel exists between the differences of radiation of prefuor and that of postfuor on the one hand and the radiation of rapid and slow flares in flare stars on the other. If the picture we have built is valid the total energy of radiation in the photographic region of a slow flare, which occurs under the photosphere of the flare star, must be about one hundred times larger than the photographic radiation of the corresponding rapid flare (having the same energy of explosion).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. H. Herbig, IBVS, No. 543, 1971.
2. G. H. Herbig, Ap. J., 128, 259, 1958.
3. C. W. Allen, Astrophysical Quantities, Athlone Press, 1955.
4. G. Haro, E. Parsamian, Bol. Obs. Tonantzintia, 5, No. 31, 45, 1969.
5. P. Merrill, C. Borwell, Ap. J., 78, 87, 1933.
6. G. H. Harbig, Contr. Lick. Obs. Ser. II, No. 99, 1960.
7. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 7, 500, 1971.
8. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюр. обс., № 13, 1954.

НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ.
I. ИЗОТРОПНОЕ РАССЕЯНИЕ

Н. Б. ЕНГИВАРЯН

Поступила 26 января 1971

Пересмотрена 9 июня 1971

Рассматривается линейная задача переноса излучения в спектральной линии в плоскопараллельном слое конечной толщины, при общих предположениях о функции перераспределения по частотам, не зависящей от угла рассеяния. Решение полученной системы интегральных уравнений сводится к решению некоторых функциональных уравнений вольтерровского типа. Некоторые вычисления проведены в случае доплеровского уширения линии.

Как известно, при рассмотрении задач переноса излучения в спектральных линиях необходимо учесть перераспределение по частотам при элементарном акте рассеяния. Вопрос о перераспределении по частотам при учете различных физических причин, приводящих к некогерентности рассеяния, являлся предметом многочисленных исследований. Однако математические трудности, возникающие при рассмотрении задач переноса при некогерентном рассеянии, заставляли прибегать к тем или иным упрощающим предположениям о функции перераспределения по частотам. В данное время общепринятым является предположение о полностью некогерентном рассеянии* (B), дающее относительно хорошее приближение к истинному закону перераспределения при достаточно большой плотности атомов [1]. Однако часто оно становится неудовлетворительным. Предположение же о когерентности акта рассеяния (A) при решении задач переноса в спектральных линиях в настоящее время делается редко, в основном при рассмотрении нелинейных задач полихроматического рассеяния.

* Мы будем пользоваться обозначениями и терминологией, приведенными в [1], гл. VIII.

Предположения *A* и *B* являются противоположными в том отношении, что коэффициент линейной корреляции между частотами поглощенного и переизлученного квантов равен 1 и 0 соответственно.

Целью настоящей работы, состоящей из серии статей, является рассмотрение задачи переноса резонансного излучения в плоскопараллельном слое, при более общих предположениях о виде функции перераспределения по частотам при элементарном акте рассеяния.

В основе исследований, проведенных в данной статье, лежит следующее представление функции перераспределения по частотам $\beta(x', x)$:

$$\beta(x', x) \approx \beta_n(x', x) = \sum_{k=1}^n a_k(x') a_k(x), \quad D$$

функции $a_k(x)$ предполагаются линейно-независимыми на любом интервале.

При *A* и *B* соответственно имеем

$$\beta(x', x) = \alpha(x') \delta(x' - x) \quad A$$

$$\delta(x', x) = A \alpha(x') \alpha(x), \quad B$$

где $\alpha(x)$ — контур коэффициента поглощения, $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu$ — безразмерная частота.

При предположении *D*, как и при *A* и *B*, распределение по частотам переизлученных квантов считается не зависящим от угла рассеяния.

Метод, примененный для решения задачи, опирается на математическую реализацию применения принципа инвариантности Амбарцумяна и позволяет свести решение задачи к некоторым функциональным уравнениям, легко решаемым численно.

Последующие статьи данной серии, выполненные совместно с А. Г. Никогосяном, посвящены рассмотрению задачи некогерентного рассеяния, с учетом зависимости функции перераспределения от угла рассеяния и несферичности индикатрисы рассеяния, в конечной и полубесконечной средах. Рассмотрен также случай оптически толстой среды. Приведены результаты численного решения функциональных уравнений, полученных в настоящей и последующих статьях с указанием методики решения. Намечается рассмотреть задачу Шустера об образовании спектральных линий, а также задачу диффузного отражения и прохождения. В качестве применения решений в случае полубесконечной среды будет рассмотрена задача об образовании линий в изотермической атмосфере (задача Эддингтона).

1. *Перенос резонансного излучения в плоскопараллельном слое конечной толщины.* Пусть плоскопараллельный слой состоит из двухуровневых атомов. Оптические свойства среды описываются набором величин τ_0 ; λ ; $\alpha(x)$; $\beta(x', x)$; причем $\tau_0 < \infty$ представляет собой оптическую толщину слоя в центре спектральной линии, λ — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния. Индикатриса рассеяния предполагается сферической.

Следуя вероятностному методу В. В. Соболева, введем форму $P(\tau, \eta, x', x) dx d\eta$, представляющую собой вероятность того, что квант, имеющий при поглощении на оптической глубине τ (в центре линии) частоту x' , после ряда рассеяний выйдет из границы $\tau = \tau_0$ слоя в виде кванта с частотой, заключенной между x и $x + dx$, под некоторым углом к нормали, косинус которого лежит между η и $\eta + d\eta$.

Функция $P(\tau, \eta, x', x)$ удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$P(\tau, \eta, x', x) = \frac{\lambda}{2} e^{-\frac{\tau-\tau_0}{\eta} \alpha(x)} g(x', x) + \quad (1)$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g(x', x'') \alpha(x'') dx'' \int_0^{\tau_0} E_t[\alpha(x'') |\tau - \tau'|] P(\tau', \eta, x'', x) d\tau';$$

где $g(x', x) = \frac{1}{\alpha(x')} \beta(x', x)$.

При предположении, что перераспределение происходит по закону D , вместо (1) будем иметь

$$\alpha(x') P(\tau, \eta, x', x) e^{-\frac{\tau-\tau_0}{\eta} \alpha(x)} = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \alpha_k(x') Q_k(\tau, \eta, x), \quad (2)$$

где введено обозначение

$$Q_m(\tau, \eta, x) = \alpha_m(x) e^{-\frac{\tau-\tau_0}{\eta} \alpha(x)} + \quad (3)$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_m(x'') dx'' \int_0^{\tau_0} E_t[\alpha(x'') |\tau - \tau'|] [\alpha(x'') e^{-\frac{\tau_0-\tau'}{\eta} \alpha(x'')} P(\tau', \eta, x'', x)] d\tau'.$$

Из (2) и (3) получается следующая система интегральных уравнений для определения функций $Q_m(\tau, \eta, x)$:

$$Q_m(\tau, \eta, x) = a_m(x) e^{\frac{\tau - a(x)}{\eta}} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) Q_k(\tau', \eta, x) d\tau'; \quad (4)$$

$$m = 1, \dots, n.$$

Элементы матрицы $\|K_{mk}\|$ имеют вид

$$K_{mk}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} a_k(x) a_m(x) E_t[a(x)\tau] dx = \int_0^{\infty} G_{mk}(s) e^{-s\tau} ds, \quad (5)$$

где

$$G_{mk}(s) = \frac{1}{s} \int_{x(s)}^{\infty} [x_m(x) a_k(x) + a_m(-x) a_k(-x)] dx \quad (6)$$

$x(s) = 0$ при $s > 1$; $a[x(s)] = s$ при $s < 1$; $x(s) > 0$.

Отметим, что достаточно полное исследование систем вида

$$\dot{y}_p(x) - \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} K_{pq}(x-t) \dot{y}_q(t) dt = f_p(x)$$

проведено в работе И. Ц. Гохберга и М. Г. Крейна [2].

Наряду с системой (4) рассмотрим следующие системы интегральных уравнений: j -я система имеет вид

$$U_{mj}(\tau, \tau_0, s) = \delta_{mj} e^{-s\tau} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) U_{kj}(\tau', \tau_0, s) d\tau' \quad (7)$$

$$m = 1, \dots, n; \quad j = 1, \dots, n;$$

δ_{mj} — символ Кронеккера.

В системах (7) явно указана зависимость решений U_{mj} от параметра s и от верхнего предела интегрирования τ_0 .

Функции $Q_m(\tau, \eta, x)$ легко выражаются через функции $U_{mj}(\tau, \tau_0, s)$:

$$Q_m(\tau, \eta, x) = \sum_{j=1}^n a_j(x) U_{mj} \left[\tau, \tau_0, \frac{[a(x)]}{\eta} \right]. \quad (8)$$

Дифференцируя обе части (7) по τ_0 , получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{mj}}{\partial \tau_0} = & \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n K_{mp}(\tau_0 - \tau) \varphi_{pj}(\tau_0, s) + \\ & + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) \frac{\partial U_{kj}(\tau', \tau_0, s)}{\partial \tau_0} d\tau', \end{aligned} \quad (9)$$

где обозначено

$$\varphi_{pj}(\tau_0, s) = U_{pj}(\tau_0, \tau_0, s). \quad (10)$$

Введем вспомогательные функции $V_{mj}^{pq}(\tau, \tau_0, s)$, удовлетворяющие системам

$$\begin{aligned} V_{mj}^{pq}(\tau, \tau_0, s) = & K_{mp}(\tau_0 - \tau) \varphi_{pj}(\tau_0, s) \delta_{mq} + \\ & + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(|\tau - \tau'|) V_{kj}^{pq}(\tau', \tau_0, s) d\tau'. \end{aligned} \quad (11)$$

Очевидно, что

$$\frac{\partial U_{mj}}{\partial \tau_0} = \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n \sum_{q=1}^n V_{mj}^{pq}(\tau, \tau_0, s). \quad (12)$$

С другой стороны, функции V_{mj}^{pq} выражаются через функции U_{mj} следующим образом:

$$V_{mj}^{pq}(\tau, \tau_0, s) = \varphi_{pj}(\tau_0, s) \int_0^{\infty} G_{qp}(s') e^{-\tau_0 s'} U_{mq}(\tau, \tau_0, s') ds'. \quad (13)$$

Следовательно

$$\frac{\partial U_{mj}(\tau, \tau_0, s)}{\partial \tau_0} = \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n \sum_{q=1}^n \varphi_{pj}(\tau_0, s) \int_0^{\infty} G_{qp}(s') e^{-\tau_0 s'} U_{mq}(\tau, \tau_0, s') ds'. \quad (14)$$

Умножая обе части (14) на $e^{z\tau}$ (z — новый параметр) и интегрируя по τ от 0 до τ_0 , с учетом тождества

$$\int_a^x \frac{\partial f(t, x)}{\partial x} dt = \frac{d}{dx} \int_a^x f(t, x) dt - f(x, x),$$

олучаем

$$\frac{\partial W_{mj}(z, s, \tau_0)}{\partial \tau_0} = \sum_{p=1}^n \varphi_{pj}(\tau_0, s) \left[\delta_{mp} e^{-\tau_0 s} + \right. \\ \left. + \frac{\lambda}{2} \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} G_{qp}(s') e^{-\tau_0 s'} W_{mq}(z, s', \tau_0) ds' \right], \quad (15)$$

где введено обозначение

$$W_{mj}(z, s, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} U_{mj}(\tau, \tau_0, s) e^{-\tau s} d\tau. \quad (16)$$

Из (7), (10) и (5) получается следующее выражение для $\varphi_{pj}(\tau_0, s)$:

$$\varphi_{pj}(\tau_0, s) = \delta_{pj} e^{-\tau_0 s} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\infty} G_{pk}(s') e^{-\tau_0 s'} W_{kj}(s', s, \tau_0) ds', \quad (17)$$

подставляя которое в (15), получаем систему интегро-дифференциальных уравнений относительно функций W_{mj}

$$\frac{\partial W_{mj}(z, s, \tau_0)}{\partial \tau_0} = \sum_{p=1}^n \left[\delta_{pj} e^{-\tau_0 s} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\infty} G_{pk}(s') e^{-\tau_0 s'} W_{kj}(s', s, \tau_0) ds' \right] \times \\ \times \left[\delta_{mp} e^{-\tau_0 s} + \frac{\lambda}{2} \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} G_{pq}(s') e^{-\tau_0 s'} W_{mq}(z, s', \tau_0) ds' \right], \quad (18)$$

с начальными условиями

$$W_{mj}(z, s, 0) = 0. \quad (19)$$

Система (18) обладает следующим свойством симметричности: она не изменяется при одновременной перестановке индексов и первых двух аргументов. Исходя из единственности решения задачи (18)—(19) (что можно доказать), заключаем, что

$$W_{mj}(z, s, \tau_0) = W_{jm}(s, z, \tau_0). \quad (20)$$

Из (12), (14), (17) получаем

$$\frac{\partial W_{mj}(z, s, \tau_0)}{\partial \tau_0} = \sum_{p=1}^n \varphi_{pm}(\tau_0, z) \varphi_{pj}(\tau_0, s), \quad (21)$$

откуда (с учетом (19))

$$W_{mj}(z, s, \tau_0) = \sum_{p=1}^n \int_0^{\tau_0} \varphi_{pm}(r, z) \varphi_{pj}(r, s) dr. \quad (22)$$

Подставляя выражение (22) в (17), получаем

$$\tau_{pj}(\tau_0, s) = \delta_{pj} e^{-\tau_0 s} + \frac{\lambda}{2} \sum_{l=1}^n \int_0^{\tau_0} \varphi_{lj}(r, s) \psi_{lp}(r, \tau_0) dr, \quad (23)$$

где введено обозначение

$$\psi_{lp}(r, \tau_0) = \int_0^{\infty} \left| \sum_{m=1}^n G_{mp}(s') \varphi_{lm}(r, s') \right| e^{-\tau_0 s'} ds'. \quad (24)$$

Умножая обе части уравнения (23) на $G_{j\mu}(s) e^{-us}$, где μ — некоторый индекс, а $u > \tau_0$ — новый параметр, интегрируя по s и суммируя по j , для определения функций $\{\psi_{lp}\}$ получаем следующую систему функциональных уравнений:

$$\psi_{p\mu}(\tau_0, u) = K_{p\mu}(u - \tau_0) + \frac{\lambda}{2} \sum_{l=1}^n \int_0^{\tau_0} \psi_{lp}(r, \tau_0) \psi_{lp}(r, u) dr. \quad (25)$$

Система (25) принадлежит вольтерровскому типу, ее решение можно осуществить постепенно, переходя от меньших значений τ_0 к большим (при произвольном $u > \tau_0$), начиная с $\tau_0 = 0$. При известных функциях $\psi_{p\mu}$ функции φ_{pj} можно определить из систем (23), представляющих собой линейные системы уравнений Вольтерра с матрицей-ядром $\|\psi_{lp}\|$ (j и s — параметры). Функции φ_{pj} можно определить также из соотношений (24): обращением преобразования Лапласа можно найти функции

$$\omega_{lp}(r, s) = \sum_{m=1}^n G_{mp}(s) \varphi_{lm}(r, s), \quad (26)$$

после чего функции $\varphi_{lm}(r, s)$ определяются решением системы линейных алгебраических уравнений. При любом s определитель $|G_{mp}(s)|$ отличен от нуля, так как является определителем Грама для системы линейно независимых функций $\{a_k(x)\}$.

Знание функций φ_{pj} позволяет решить задачу диффузного отражения при произвольном распределении внешних источников.

В самом деле, пусть $\rho(\tau_0, x', x, \eta, \zeta) dx b \eta$ представляет собой вероятность того, что квант частотой x' , падающий на границу $\tau = \tau_0$ среды под углом $\arccos \zeta$ к нормали, диффузно отразится из среды в виде кванта с частотой между x и $x + dx$, под некоторым углом к нормали, косинус которого лежит между η и $\eta + d\eta$. Функция ρ выражается через функцию $P(\tau, \eta, x', x)$ следующим образом:

$$\rho(\tau_0, x', x, \eta, \zeta) = \int_0^{\tau_0} e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\zeta} \alpha(x)} P(\tau, \eta, x', x) \frac{\alpha(x')}{\zeta} d\tau, \quad (27)$$

откуда

$$\rho(\tau_0, x', x, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2\kappa} \exp\left\{-\left[\frac{\alpha(x)}{\eta} + \frac{\alpha(x')}{\zeta}\right]\tau_0\right\} \times \\ \times \int_0^{\tau_0} \sum_{m=1}^n A_m \alpha_m(x') Q_m(\tau, \eta, x) e^{-\frac{\tau}{\zeta} \alpha(x')} d\tau = \quad (28)$$

$$= \frac{\lambda}{2\kappa} \exp\left\{-\left[\frac{\alpha(x)}{\eta} + \frac{\alpha(x')}{\zeta}\right]\tau_0\right\} \sum_{m=1}^n \sum_{j=1}^n \alpha_m(x') \alpha_j(x) W_{mj} \left[\frac{\alpha(x')}{\zeta}, \frac{\alpha(x)}{\eta}, \tau_0\right].$$

Функции W_{mj} выражаются через φ_{pj} по формуле (22).

Для определения внутреннего светового режима необходимо решить еще одну систему линейных уравнений Вольтерра. Интегрируя обе части соотношений (14) по τ_0 с учетом условий (10), получаем

$$U_{mj}(\tau, \tau_0, s) = \varphi_{mj}(\tau_0, s) + \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n \int_{\tau_0}^{\tau} \varphi_{pj}(r, s) E_{mp}(\tau, r) dr, \quad (29)$$

где

$$E_{mp}(\tau, r) = \int_0^{\infty} \left[\sum_{q=1}^n G_{pq}(s') U_{mq}(\tau, r, s') \right] e^{-rs'} ds'. \quad (30)$$

Умножая обе части (29) на $G_{ij}(s) e^{-s\tau}$, суммируя по j и интегрируя по s от 0 до ∞ , для определения функций $\{E_{pq}\}$ получаем упомянутую систему линейных уравнений Вольтерра

$$E_{mi}(\tau, \tau_0) = \psi_{mi}(\tau, \tau_0) + \frac{\lambda}{2} \sum_{p=1}^n \int_{\tau_0}^{\tau} \psi_{pi}(r, \tau_0) E_{mp}(\tau, r) dr, \quad (31)$$

в которой m и τ играют роль параметра.

Важно отметить, что как в системе (23), так и в (31) матрицей-ядром служит $|\varphi_{ml}|$, фундаментальным образом связанная с $|K_{ml}|$ по соотношениям (25).

Знание функций $\{E_{mp}\}$ позволяет определить функции $|U_{mq}|$ двумя различными способами. Первый способ: можно воспользоваться соотношениями (30) — обращение преобразований Лапласа и решение системы линейных алгебраических уравнений, определитель которой совпадает с определителем системы (26). Второй способ: по формуле (29) функции U_{mj} выражаются через $\{\varphi_{mj}\}$ и $\{E_{mp}\}$.

Случай $\tau_0 = \infty$ нуждается в отдельном исследовании.

2. *О представлении D.* Естественно осуществить представление D заменой функции $\beta(x', x)$ конечной частичной суммой ее разложения по своим собственным функциям на $(-\infty, \infty)$

$$\beta(x', x) \approx \bar{\beta}_n(x', x) \equiv \sum_{k=1}^n \frac{\bar{a}_k(x') \bar{a}_k(x)}{\lambda_k} = \sum_{k=1}^n a_k(x') a_k(x). \quad (32)$$

Функции $\bar{a}_k(x)$ являются нормированными решениями уравнения

$$\bar{a}_k(x) = \lambda_k \int_{-\infty}^{\infty} \beta(x', x) \bar{a}_k(x') dx'; \quad (33)$$

$$a_k(x) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_k}} \bar{a}_k(x) \quad (\text{все } \lambda_k \text{ положительные})$$

Эта частичная сумма при фиксированном n дает наилучшее среднеквадратичное приближение на плоскости (x', x) к функции $\beta(x', x)$ среди всевозможных представлений D . Можно было бы сумму $\bar{\beta}_n(x', x)$ подчинить дополнительному требованию, обеспечивающему выполнение соотношения

$$\int_{-\infty}^{\infty} \beta_n(x', x) dx = a(x'), \quad (34)$$

имея в виду, что аналогичным свойством обладает функция $\beta(x', x)$ (что следует из вероятностного смысла функции $g(x', x)$). Однако точное выполнение условия (32) нам представляется необязательным. В случае представления (32) точность выполнения соотношения (33) согласуется с точностью аппроксимации функции $\beta(x', x)$ частичной

суммой $\bar{\beta}_n(x', x)$. Сказанное мы относим также к приближению о полном перераспределении по частотам B . Без какого-нибудь ущерба в отношении математической сложности и применимости разработанной теории к решению соответствующих уравнений можно было бы функцию $\beta(x', x)$ заменить не выражением $A_2(x') a(x)$, а функцией вида

$$\bar{\beta}_1(x', x) = \frac{1}{\lambda_1} a_1(x') a_1(x), \quad (32_1)$$

где λ_1 — наименьшее по модулю собственное число ядра $\beta(x', x)$ на $(-\infty, \infty)$, а $a_1(x)$ — соответствующая нормированная собственная функция. Вычисления, приведенные в конце данного раздела, указывают на целесообразность такого подхода.

Заметим, что при приближенном решении различных квантомеханических задач условие нормировки, как правило, не накладывается на приближенно построенные волновые функции.

Может быть, следовало бы потребовать близость функции $\beta_n(x', x)$ к функции $\beta(x', x)$ не по L_2 , а по другой метрике, возможно, по метрике C (с подходящим весом). Этот вопрос требует тщательного анализа.

Обратим внимание еще на одно обстоятельство. Из систем (25) видно, что если матрица $\|K_{mj}\|$ имеет диагональный вид, то матрица $\|\psi_{mj}\|$ также является диагональной, и система (25), как и (4) и (7), распадается на отдельные уравнения. Есть некоторые основания предполагать, что ортогональность системы $\{a_k(x)\}$ на $(-\infty, \infty)$ влечет за собой малость недиагональных элементов матрицы $\|G_{mj}\|$, следовательно и $\|K_{mj}\|$, тогда, как видно из (6), при $m \neq j$ функции $G_{mj}(s)$ являются финитными: $G_{mj}(s) = 0$ при $s \geq 1$, а при $s < 1$ имеем

$$G_{mj}(s) = -\frac{1}{s} \int_{-x(s)}^{x(s)} x_m(x) a_j(x) dx. \quad (35)$$

Малость недиагональных элементов матрицы-ядра $\|K_{mj}\|$ может быть использована следующим образом: матрицу $\|K_{mj}\|$ можно представить в виде суммы диагональной матрицы и (самосопряженного) возмущения и решение системы (25) искать в виде ряда по степеням возмущения.

Существуют различные методы приближенного построения собственных функций интегрального оператора — метод наименьших квадратов, метод моментов и т. д. (см., напр., [3]). Рассмотрим один частный случай, когда довольно эффективным является применение метода Рунца.

Пусть функция $\beta(x', x)$ имеет вид

$$\beta(x', x) = \int_{\max(|x'|, |x|)}^{\infty} e^{-z^2} dz. \quad C$$

Как хорошо известно [1], [4], такой вид функции $\beta(x', x)$ соответствует случаю, когда ширина линии обусловлена тепловым движением атомов (доплеровское уширение), при усреднении по направлениям. Очевидно, что в случае C собственные функции $a_k(x)$ $\beta(x', x)$ четные: $a_k(-x) = a_k(x)$, поэтому они удовлетворяют уравнению

$$a_k(x) = 2\lambda_k \int_0^{\infty} \beta(x', x) a_k(x') dx'. \quad (36)$$

С учетом C получаем

$$a_k(x) = 2\lambda_k \Phi(x) \int_0^x a_k(x') dx' + 2\lambda_k \int_x^{\infty} \Phi(x') a_k(x') dx', \quad (37)$$

где обозначено

$$\Phi(x) = \int_0^{\infty} e^{-z^2} dz. \quad (38)$$

Из (35) и (36) можно получить, что функция

$$y_k(x) = \int_0^x a_k(x') dx' \quad (39)$$

является решением следующей задачи Штурма—Лиувилля:

$$\frac{d^2 y_k}{dx^2} + 2\lambda_k e^{-x^2} y_k = 0 \quad (40)$$

$$y_k(0) = y_k(\infty) = 0. \quad (41)$$

К решению задачи (40)—(41) применяем метод Ритца.

Рассмотрим функционал

$$J(y) = \int_0^{\infty} [y'^2 - 2ie^{-x^2}y^2] dx. \quad (42)$$

Решения задачи (40)–(41) сообщают функционалу $J(y)$ локальный экстремум в классе функций, удовлетворяющих граничным условиям (41). Ищем экстремали функционала (42) в подпространстве линейных комбинаций координатных функций $\sigma_m(x)$ следующего вида:

$$\sigma_m(x) = \int_0^x e^{-mx^2} dx \quad (m = 1, \dots, n), \quad (43)$$

которые линейно независимы и удовлетворяют граничным условиям типа (41).

$$y = \sum_{m=1}^n c_m \sigma_m(x). \quad (44)$$

На этом подпространстве функционал $J(y)$ становится функцией от n переменных: $J(y) = \Phi_1(c_1, \dots, c_n)$.

При выполнении соответствующих вычислений для нахождения экстремальных точек, получаем линейную однородную систему алгебраических уравнений

$$\sum_{m=1}^n c_m [a_{km} - 2i\beta_{km}] = 0, \quad (45)$$

где обозначено

$$a_{km} = \int_0^{\infty} \sigma_k'(x) \sigma_m'(x) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k+m}}, \quad (46)$$

$$\beta_{km} = \int_0^{\infty} e^{-x^2} \sigma_k(x) \sigma_m(x) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{km}} \arcsin \sqrt{\frac{km}{(k+1)(m+1)}}. \quad (47)$$

Собственные числа λ , определяются из характеристического уравнения

$$\Delta(2\lambda) = 0, \quad (48)$$

где $\Delta(2\lambda)$ — определитель системы (45). Условие (48) является необходимым для того, чтобы система (45) имела нетривиальные решения.

Производя соответствующие вычисления, при $n = 3$, когда в качестве координатных функций взяты $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, получаем следующие значения для собственных чисел:

$$\lambda_1 \approx 1.342021; \quad \lambda_2 \approx 8.90545; \quad \lambda_3 \approx 23.59302; \quad (49)$$

а соответствующие собственные функции $\alpha_1(x), \alpha_2(x), \alpha_3(x)$ суть

$$\sqrt{\lambda_1} \alpha_1(x) = \frac{1}{\pi^{1/4}} [0.720058 e^{-x^2} + 0.638917 e^{-2x^2} - 0.089916 e^{-4x^2}],$$

$$\sqrt{\lambda_2} \alpha_2(x) = \frac{1}{\pi^{1/4}} [-2.938233 e^{-x^2} + 1.100864 e^{-2x^2} + 3.071861 e^{-4x^2}], \quad (50)$$

$$\sqrt{\lambda_3} \alpha_3(x) = \frac{1}{\pi^{1/4}} [8.821329 e^{-x^2} - 20.699990 e^{-2x^2} + 12.825419 e^{-4x^2}].$$

Небезынтересно сравнение среднеквадратичных отклонений некоторых функций от функции $\beta(x', x)$, даваемой формулой С, на плоскости (x', x) , причем $\|f(x, y)\| = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f^2(x, y) dx dy \right]^{1/2}$.

$$\left\| \beta(x', x) - \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-(x'^2 + x^2)} \right\| \approx 0.203 \|\beta\|,$$

$$\|\beta(x'', x) - \alpha_1(x') \alpha_1(x)\| \approx 0,165 \|\beta\|,$$

$$\left\| \beta(x', x) - \sum_{n=0}^2 \alpha_n(x') \alpha_n(x) \right\| \approx 0.072 \|\beta\|,$$

$$\left\| \beta(x', x) - \sum_{k=1}^3 \alpha_k(x') \alpha_k(x) \right\| \approx 0.053 \|\beta\|,$$

а

$$\|\beta\| = \sqrt{\frac{\pi}{2} - 1},$$

откуда видно, что относительная среднеквадратичная ошибка в случае (32₁) около 1.23 раза меньше, чем в случае при обычном предположении о полном перераспределении по частотам.

3. *Табулирование ядер.* В частном случае доплеровского уширения линии, когда профиль коэффициента поглощения $\alpha(x) = e^{-x^2}$, а собственные функции $\alpha_k(x)$ представляются в виде линейных комби-

наций функций e^{-mx^2} , элементы матрицы-ядра $|K_{mk}|$ представляются в виде линейных комбинаций функций $N_k(\tau)$:

$$N_k(\tau) \equiv N_{k1}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-kx^2} E_1(\tau e^{-x^2}) dx. \quad (51)$$

Для функций $N_{k1}(\tau)$ справедливы следующие разложения [5]:

$$N_{k1}(\tau) = -\frac{\gamma}{\sqrt{k}} + \frac{1}{2k\sqrt{k}} - \frac{\ln \tau}{\sqrt{k}} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1} \tau^m}{m \cdot m! \sqrt{k+m}}, \quad (52)$$

где $\gamma = 0.5772157\dots$ — постоянная Эйлера.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за важные указания, а также Р. С. Варданяну и А. Г. Никогосяну за полезное обсуждение.

Институт математики
АН АрмССР

NONCOHERENT SCATTERING. I. ISOTROPIC SCATTERING

N. B. YENGIBARIAN

The linear problem of noncoherent scattering in plane-parallel finite layer is considered. Systems of integral equation are obtained which, are reduced, to certain functional equations. Some concrete calculations in the case of Doppler broadening of line have been carried out.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
2. И. Ц. Гохберг, М. Г. Крейн, УМН, 13, вып. 2, 1958.
3. В. П. Демидович, И. А. Марон, Э. Э. Шувалова, Численные методы анализа, Госиздат, ФМН, М., 1963.
4. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
5. В. В. Иванов, В. Т. Щербаков, Астрофизика, 1, 31, 1955.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО
ПОЛЯ. III. ОБРАЗОВАНИЕ ЗЕЕМАНОВСКОГО ТРИПЛЕТА
С НЕРАСЩЕПЛЕННЫМ ВЕРХНИМ УРОВНЕМ.
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Х. ДОМКЕ

Поступила 9 июня 1971

Рассматривается точное решение задачи об образовании зеемановского триплета в изотермической атмосфере без учета поглощения в непрерывном спектре. Изучается изменение H -функций в зависимости от напряженности магнитного поля при доплеровском и лорендовском частотных профилях переходов. Показывается, что при любых профилях магнитное поле мало влияет на H -функции ($< 20-25\%$), причем зависимость от направления магнитного поля и от учета эффекта Фарадея гораздо слабее ($< 2-5\%$), чем от величины напряженности. Предлагаются два приближенных метода решения задач об образовании линий при наличии магнитного поля: а) приближение конечного поля, б) приближение нулевого поля.

1. *Введение.* В предыдущей работе настоящей серии [1] было дано общее рассмотрение переноса излучения в полубесконечной атмосфере при многократном рассеянии расщепленных под влиянием однородного магнитного поля спектральных линиях. При этом было показано, что задача об образовании спектральных линий сводится к нахождению скалярных функций источников, связанных непосредственно с населенностями энергетических уровней или зеемановских подуровней атомов. Было отмечено, что в частных случаях достаточно рассматривать одну такую функцию и можно получить решение в явном виде.

В настоящей заключительной статье этой серии подробно рассматриваются точные решения для изотермической атмосферы в случае, когда верхний уровень атомов в магнитном поле не расщепляется ($j_u = 0, j_l = 1$). Считается, что при рассеянии происходит полное перераспределение энергии по частотам. Основная цель этой статьи

состоит в том, чтобы на этом простом примере оценить влияние магнитного поля при образовании линий поглощения.

Отметим, что недавно Д. Е. Рис [2] изучал путем решения уравнения переноса методом дискретных ординат влияние магнитного поля на функции источников зеемановского триплета при учете непрерывного поглощения и доплеровском профиле отдельных переходов в атомах. Оказалось, что под действием магнитного поля возбуждение атомов изменяется сравнительно мало ($\leq 20-25\%$). Эффект Фарадея во внимание не принимался.

Мы будем рассматривать не функции источников, а H -функции, которые являются преобразованиями Лапласа от функций источников для изотермической атмосферы. Изучаются случаи доплеровского и лоренцовского частотных профилей переходов. Вначале эффект Фарадея не учитывается. При этом, в частности, подтверждаются выводы Риса независимо от профиля. Учет эффекта Фарадея довольно сильно усложняет картину переноса излучения, но мало меняет H -функции.

В заключении предлагаются различные приближенные методы решения задач об образовании линий при действии магнитного поля.

2. *Основные формулы.* Приведем основные формулы, полученные в [1] применительно к рассматриваемому нами сейчас случаю. При указанных условиях с учетом эффекта Фарадея вектор Стокса $\vec{I}(0, x, \mu, \varphi)$ излучения безразмерной частоты $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu$, выходящего из изотермической однородной атмосферы по направлению $s(\mu, \varphi)$ (рис. 1), имеет вид

$$\vec{I}(0, x, \mu, \varphi) = \frac{1}{2\mu} \sum_{i=1}^4 \lambda_i(x, \gamma) R(z_i) \vec{\Psi}_i^{+\tau}(x, \gamma) \vec{J} \vec{\Psi}_i(x, \gamma). \quad (1)$$

Здесь $\vec{\Psi}_i(x, \gamma)$, $\vec{\Psi}_i^+(x, \gamma)$ — биортонормальная система собственных векторов матрицы поглощения $\hat{\alpha}(x, \gamma)$ [1, 3] (см. приложение), $\lambda_i(x, \gamma)$ — ее собственные значения, а $z_i = \mu/\lambda_i$. Вектор — оператор \vec{J}^τ выделяет при применении к вектору Стокса \vec{I} полную интенсивность излучения. Через ν_0 обозначена центральная частота зеемановского мультиплета, а $\Delta\nu$ — характеристическая ширина линии. Далее

$$R(z) = \int_0^{\infty} d\tau e^{-\tau/z} S(\tau), \quad (2)$$

где $S(\tau)$ — функция источников и τ — оптическая глубина.

Если λ — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния, а B — функция Планка, не зависящая в нашем случае от оптической глубины, то скалярная функция источников $S(\tau)$ удовлетворяет уравнению [1]

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} dt K(|\tau - t|) S(t) + (1 - \lambda) B. \quad (3)$$

Здесь

$$K(\tau) = 2C \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \sum_{i=1}^4 \vec{J}^T \vec{\Psi}_i(x, \tau) \vec{\Psi}_i^{\dagger}(x, \tau) \vec{J}^i(x, \tau) e^{-\tau/x_i(x, \mu, \varphi)}, \quad (4)$$

а

$$C = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^{+1} d\mu \vec{J}^T \vec{a}(x, \tau) \vec{J} \right|^{-1}. \quad (5)$$

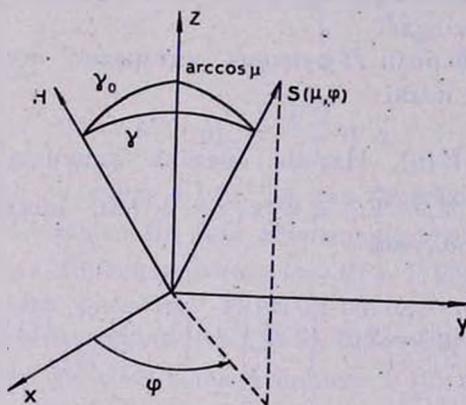


Рис. 1. Геометрические параметры.

Как показано в [1], выходящее излучение при довольно общих предположениях о распределении источников прямо выражается через H -функцию. В частности, для изотермической атмосферы

$$R(z) = \sqrt{1 - \lambda} B H(z) z, \quad (6)$$

т. е. $H(z)$ является преобразованием Лапласа функции источников $S(\tau)$ с точностью до постоянного множителя. Она удовлетворяет нелинейному интегральному уравнению

$$H(z) = 1 + \frac{\lambda}{2} H(z) 2C \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d\mu \sum_{i=1}^1 \vec{J}^T \vec{\Psi}_i(x, \gamma) \times \quad (7)$$

$$\times \vec{\Psi}_i^{+\top}(x, \gamma) \vec{J}_i^2(x, \gamma) \frac{H(z_i(x, \mu, \varphi))}{z^{-1} + z_i^{-1}(x, \mu, \varphi)}$$

и выражается через функцию

$$V(u) = \int_0^{\infty} d\tau \cos u\tau K(\tau) \quad (8)$$

в замкнутом виде [1, 4 гл. 5]

$$H(z) = \exp \left\{ -\frac{z}{\pi} \int_0^{\infty} du \frac{\ln [1 - \lambda V(u)]}{1 + z^2 u^2} \right\}. \quad (9)$$

Формулы (1), (6), (9) вместе с (4) и (8) дают точное решение задачи об образовании линий поглощения в изотермической полубесконечной атмосфере в явном виде.

Ввиду важной роли H -функции интересно исследовать влияние на нее магнитного поля.

3. *Функция $V(u)$.* Изучим сначала функцию $V(u)$. Без учета эффекта Фарадея $\vec{\Psi}_i = \vec{\Psi}_i^+$, а $\vec{\Psi}_{3,4}^T \cdot \vec{J} = 0$ (см. приложение А). Подставляя (4) в (8), получим

$$V(u; x_H, \gamma_0) = 2C \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d\mu \sum_{i=1}^2 \frac{\lambda_i^3(x, \gamma)}{\lambda_i^2(x, \gamma) + \mu^2 u^2}, \quad (10)$$

где явно указана зависимость этой функции от магнитного расщепления x_H и угла наклона магнитного поля к внешней нормали γ_0 .

Принимая во внимание формулу (5), легко найти, что $V(0; x_H, \gamma_0) = 1$, и (10) можно переписать в виде

$$V(0; x_H, \gamma_0) = 1 - u^2 2C \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d\mu \sum_{i=1}^2 \frac{\mu^2 \lambda_i(x, \gamma)}{\lambda_i^2(x, \gamma) + \mu^2 u^2}. \quad (11)$$

Формула (11) более удобна для вычислений $V(u; x_H, \gamma_0)$ при малых u .

Подынтегральные выражения в (10) и (11) — четные функции частоты x и угла γ , а поскольку (рис. 1)

$$\cos \gamma = \mu \cos \gamma_0 + \sqrt{1 - \mu^2} \sin \gamma_0 \cos \varphi,$$

они зависят только от $\cos \varphi$. При „продольном“ поле, т. е. при $\gamma_0 = 0$, эти выражения от φ не зависят, а при $\gamma_0 = \pi/2$ интегрирование по φ можно производить от 0 до $\pi/2$, умножая результат на 4.

В предельном случае нулевого магнитного поля функция V , т. е. $V(u; 0, 0) = V_0(u)$, подробно изучена [4]. Ее удается свести к однократному интегралу и получить асимптотические разложения для больших и малых u . Можно показать, что при наличии магнитного поля имеет место следующее асимптотическое соотношение: при $u \rightarrow 0$

$$[1 - V(u, x_H, \gamma_0)]_{\text{ас}} = v(x_H, \gamma_0) [1 - V_0(u)]_{\text{ас}}, \quad v(0, \gamma_0) = 1. \quad (12)$$

В частности, при доплеровском профиле [4, 5]

$$[1 - V_0^D(u)]_{\text{ас}} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{u}{\sqrt{\ln \frac{1}{u}}}, \quad (13)$$

а при лоренцовском

$$[1 - V_0^L(u)]_{\text{ас}} = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{u}. \quad (14)$$

Сравнительно легко получить $v(x_H, \gamma_0)$ для бесконечно сильного поля при $\gamma_0 = 0$ (см. приложение Б). Для доплеровского профиля величина $v(\infty, 0) = 3/2$, а для лоренцовского $v(\infty, 0) = 1, 200$.

Как показывают расчеты, $V_0(u)$ и $V(u; \infty, 0)$, являются пределами, в которых заключена $V(u; x_H, 0)$. В частности, $1 \leq v(x_H, 0) \leq v(\infty, 0)$. От угла наклона γ_0 зависимость $V(u; x_H, \gamma_0)$ очень слабая (см. ниже).

Асимптотики (12)—(14) выражают дальнедействующие характеристики процесса многократного рассеяния. Поэтому предыдущие формулы показывают, что магнитное поле лишь очень мало действует на них.

Вычисления функций V были произведены по формулам (10) и (11) при использовании для интегралов по μ и x квадратурных формул Гаусса порядка от 10 до 16. При доплеровском контуре интегралы по частоте были обрезаны при $x = 7$. Для лоренцовского профиля интеграл по x состоял из интегралов по интервалам $[0, 10]$, $[10, 100]$, $[100, \infty]$. Интегрирование по азимуту φ было произведено при помощи квадратурной формулы Гаусса-Чебышева порядка 3.

4. *H-функция.* *H-функция* при заданном частотном профиле переходов зависит от параметров λ , x_H , γ_0 . Желая подчеркнуть зависимость от x_H и γ_0 , будем обозначать ее и через $H(z; x_H, \gamma_0)$. Из формулы (9) следует, что значения *H-функций* находятся в пределах

$$H(0; x_H, \gamma_0) = 1, \quad H(\infty; x_H, \gamma_0) = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}},$$

при любых x_H и γ_0 .

Для последующей оценки влияния магнитного поля найдем асимптотики при $z \rightarrow \infty$. При помощи (9) и (13) из (14), точно так же, как в работе [5] (см. также [4], гл. 5), получим для больших z

$$H(z; x_H, \gamma_0) = \frac{h(q)}{\sqrt{1-\lambda}}, \quad (15)$$

где

$$\ln h(q) = -\frac{1}{\pi} \int_1^{\infty} dt \frac{\ln(1+qt^2)}{1+t^2}, \quad (16)$$

и

$$q = \frac{\lambda}{1-\lambda} \left[1 - V\left(\frac{1}{z}; x_H, \gamma_0\right) \right]_{as} = \frac{\lambda v(x_H, \gamma_0)}{1-\lambda} \left[1 - V_0\left(\frac{1}{z}\right) \right]_{as}, \quad (17)$$

$$x^D = 1, \quad x^L = \frac{1}{2}.$$

Функции $h^D(q) = h^L(q)$ изучены и табулированы [4]. При малых q справедливы разложения

$$\ln h^D(q) = \frac{1}{\pi} q \ln q - \frac{q}{\pi} - \frac{1}{4} q^2 + \dots, \quad (18)$$

$$\ln h^L(q) = -\frac{q}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\pi} q^2 \ln q - \frac{q^2}{4} + \dots \quad (19)$$

Кроме того

$$h\left(\frac{1}{q}\right) = \sqrt{q} h(q). \quad (20)$$

При помощи (17)–(20) и (13), (14) из (16) получаем асимптотики *H-функции* при $z \gg 1$ в двух предельных случаях

$$H^D(z; x_H, \gamma_0) = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} \left| 1 - v^D(x_H, \gamma_0) \frac{\lambda \sqrt{\ln z}}{(1-\lambda)4\sqrt{\pi z}} \right|,$$

если
$$\frac{v^D \lambda \sqrt{\pi}}{4z \sqrt{\ln z}} \ll 1 - \lambda,$$
 (21)

$$H^L(z; x_H, \gamma_0) = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} \left| 1 - v^L(x_H, \gamma_0) \frac{\lambda}{3(1-\lambda)\sqrt{z}} \right|,$$

если
$$\frac{v^L \lambda \sqrt{2}}{3\sqrt{z}} \ll 1 - \lambda$$

и

$$H(z; x_H, \gamma_0) \sim \frac{1}{\sqrt{v(x_H, \gamma_0)}} H(z; 0, 0) \sim \frac{1}{\sqrt{v(x_H, \gamma_0)}} \frac{1}{\sqrt{\left| 1 - V_0\left(\frac{1}{z}\right) \right|_{as}}},$$
 (22)

если
$$\frac{v\lambda}{1-\lambda} \left| 1 - V_0\left(\frac{1}{z}\right) \right|_{as} \gg 1 - \lambda.$$

Значения функций $H(z; x_H, \gamma_0)$ были получены по формуле (9), где промежуток интегрирования по z разбивался на две части (0, 1), (1, ∞) и применялась формула Гаусса порядка 20.

Сравнение вычисленных таким способом H -функций в частном случае нулевого поля с содержащимися в таблицах в [5] и [6] показало, что при $1 - \lambda = 10^{-2}$ различие не больше 0.1%. Ошибка растет, если λ ближе к единице.

В табл. 1 даются значения H -функций для доплеровского и лорендовского профилей при $\lambda = 0.9$ и $\gamma_0 = 0$ и нескольких x_H . Кроме того, на рис. 2 приведены графики H -функций при $\lambda = 0.99$.

5. *Влияние магнитного поля.* Используем теперь полученные асимптотики и таблицы H -функций для оценки влияния магнитного поля на них. Введем величины

$$\Delta(z; x_H, \gamma_0) = \frac{|H(z; 0, 0) - H(z; x_H, \gamma_0)|}{H(z; 0, 0)},$$
 (23)

характеризующие это влияние. В табл. 2 приведена величина Δ для $\lambda = 0.99$. Она возрастает с ростом x_H и λ . При $\lambda = 1$ и $x_H = \infty$ эта

Таблица 1

**H-ФУНКЦИИ ДЛЯ ДОППЛЕРОВСКОГО И ЛОРЕНЦОВСКОГО ПРОФИЛЕЙ
ПРИ $\lambda=0.9$, $\tau_0=0$ И ЗЕЕМАНОВСКИХ РАСЩЕПЛЕНИЯХ x_H**

x_H	H^D				H^L			
	0.0	1.0	2.5	∞	0.0	3.0	10.0	∞
0.0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.1	1.122	1.104	1.095	1.094	1.081	1.068	1.065	1.063
0.2	1.206	1.178	1.161	1.159	1.135	1.114	1.109	1.105
0.3	1.276	1.241	1.218	1.215	1.178	1.152	1.145	1.141
0.4	1.337	1.296	1.268	1.265	1.215	1.186	1.177	1.171
0.5	1.392	1.347	1.314	1.310	1.248	1.217	1.205	1.199
0.6	1.442	1.393	1.355	1.351	1.278	1.244	1.231	1.224
0.8	1.530	1.475	1.431	1.425	1.330	1.294	1.277	1.269
1.0	1.606	1.547	1.497	1.490	1.375	1.337	1.317	1.307
1.5	1.761	1.695	1.636	1.626	1.464	1.425	1.399	1.387
2.0	1.881	1.811	1.746	1.734	1.534	1.496	1.464	1.450
3.0	2.058	1.988	1.916	1.901	1.640	1.604	1.566	1.548
4.0	2.185	2.116	2.042	2.026	1.719	1.686	1.644	1.623
5.0	2.283	2.216	2.141	2.124	1.782	1.752	1.707	1.683
10	2.559	2.505	2.435	2.417	1.981	1.961	1.913	1.878
15	2.695	2.605	2.586	2.569	2.096	2.081	2.036	1.994
20	2.777	2.739	2.680	2.665	2.175	2.165	2.122	2.075
30	2.874	2.844	2.794	2.782	2.283	2.277	2.240	2.186
50	2.966	2.946	2.906	2.898	2.411	2.408	2.380	2.322
100	3.050	3.038	3.012	3.007	2.566	2.566	2.549	2.487
150	3.082	3.073	3.054	3.050	2.646	2.647	2.635	2.575
200	3.099	3.093	3.077	3.074	2.698	2.699	2.690	2.632
300	3.118	3.113	3.102	3.099	2.765	2.765	2.760	2.702
500	3.134	3.132	3.124	3.122	2.838	2.839	2.836	2.785
1000	3.147	3.146	3.142	3.141	2.919	2.920	2.919	2.877
∞	3.162	3.162	3.162	3.162	3.162	3.162	3.162	3.162

величина, по-видимому, наибольшая. Из формул (23) и (22) следует, что при $z \gg 1$, $\lambda = 1$

$$\Delta^D(z; \infty, 0) = 1 - \frac{1}{\sqrt{v^D(\infty, 0)}} = 0.1835, \quad (24)$$

$$\Delta^L(z; \infty, 0) = 1 - \frac{1}{\sqrt{v^L(\infty, 0)}} = 0.0873.$$

Как видно из табл. 3, влияние угла наклона магнитного поля τ_0 го-

раздо меньше. Оно достигает 2% при $1-\lambda = 10^{-2}$ и уменьшается при уменьшении λ .

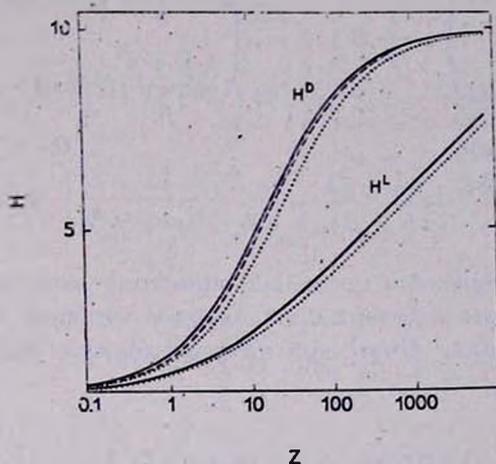


Рис. 2. H -функции при доплеровском и лоренцовском профилях, $\lambda=0.99$ и $\gamma_0=0$, — $x_H = 0$; - - - $x_H = 1$; ···· $x_H = \infty$.

Таким образом, магнитное поле сравнительно мало влияет на H -функции и, по-видимому, на функцию источников $S(z)$. Максимальное отклонение $H(z; x_H, \gamma_0)$ от $H(z; 0, 0)$ не больше 20—25% для доплеровского профиля и немного меньше для лоренцовского. Эта оценка хорошо согласуется с результатами Риса [2], о которых говорилось выше.

Таблица 2

ВЕЛИЧИНЫ		$\frac{H(z; 0, 0) - H(z; x_H, 0)}{H(z; 0, 0)}$ ДЛЯ $\lambda = 0.99$ (в %)				
$x_H \backslash z$		0.1	1	10	100	1000
D	1	1.93	5.31	4.79	1.57	0.21
	∞	3.16	10.68	13.51	6.29	1.36
L	3	1.46	3.30	1.26	0.15	0.12
	∞	1.98	6.17	8.09	7.24	5.56

Применим полученные таблицы H -функций для построения контуров линий поглощения, образующихся в изотермической атмосфере. При помощи (1), (6) и (A1) найдем параметры Стокса выходящего излучения в виде

$$\begin{array}{l}
 I(0, x, \mu, \varphi) \\
 \left(\begin{array}{l} Q(0, x, \mu, \varphi) \\ V(0, x, \mu, \varphi) \end{array} \right) = \frac{1}{2} B \sqrt{1-\lambda} \left(\begin{array}{l} \frac{(a-c)}{d} (H(z_1) - H(z_2)) \\ \frac{3\sqrt{2}b}{a} (H(z_1) - H(z_2)) \end{array} \right), \quad (25) \\
 U(0, x, \mu, \varphi) \qquad \qquad \qquad 0
 \end{array}$$

где

$$I = I_1 + I_2, \quad Q = I_1 - I_2.$$

На рис. 3 приведено несколько примеров контуров линий поглощения. Эти примеры подтверждают вывод о хорошей точности приближения нулевого поля. Учет континуума должен еще улучшить это приближение.

Таблица 3

ВЕЛИЧИНЫ		$\left \frac{H(z; x_H, 0) - H(z; x_H, \pi/2)}{H(z; x_H, 0)} \right $ ДЛЯ $\lambda = 0.99$ (в %)				
$\begin{array}{l} z \\ x_H \end{array}$		0.1	1	10	100	1000
D 2.5		0.00	0.80	1.95	0.33	0.05
L 3		0.50	0.00	0.55	0.06	0.02

6. Учет эффекта Фарадея. Эффект Фарадея, как уже говорилось выше, усложняет процесс многократного рассеяния, хотя, как мы увидим в дальнейшем, он незначительно меняет H -функции. Учет магнитного вращения приводит к тому, что некоторые из собственных значений полной матрицы поглощения становятся комплексными. При помощи (4) и приведенных в приложении В собственных значений λ_n и собственных векторов $\vec{\Psi}_n^-, \vec{\Psi}_n^+$ этой матрицы получаем для ядерной функции интегрального уравнения (3):

$$\begin{aligned}
 K(\tau; x_H, \gamma_0) = & 4C \int_0^\infty dx \int_0^{2\pi} d\tau \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \left\{ \frac{C_1^2(x, \gamma)}{N^2(x, \gamma)} \left[\sum_{s=1}^2 e^{-\lambda_s(x, \gamma)\tau/\mu} \lambda_s^2(x, \gamma) \right] + \right. \\
 & + 2 \left(1 - \frac{C_1^2(x, \gamma)}{N^2(x, \gamma)} \right) e^{-L_2(x, \gamma)\tau/\mu} \left[(L_3^2(x, \gamma) - L_4^2(x, \gamma)) \cos\left(\frac{L_4(x, \gamma)\tau}{\mu}\right) + \right. \\
 & \left. \left. + 2L_2(x, \gamma)L_4(x, \gamma) \sin\left(\frac{L_4(x, \gamma)\tau}{\mu}\right) \right] \right\}. \quad (26)
 \end{aligned}$$

Отсюда видно, что эффект Фарадея приводит к появлению осциллирующего члена в вероятности передачи возбуждения на расстояние z . Подставляя в (26) формулу (8), найдем

$$V(u; x_H, \gamma_0) = 4C \int_0^\infty dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d\mu \left\{ \frac{C_1^2}{N^2} \sum_{l=1}^2 \frac{\lambda_e^2}{\lambda_e^2 + \mu^2 u^2} + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{C_1^2}{N^2} \right) L_3 \left[\frac{L_3^2 + L_4^2 + 2L_4\mu u}{(L_4 + \mu u)^2 + L_3^2} + \frac{L_3^2 + L_4^2 - 2L_4\mu u}{(L_4 - \mu u)^2 + L_3^2} \right] \right\} \quad (27)$$

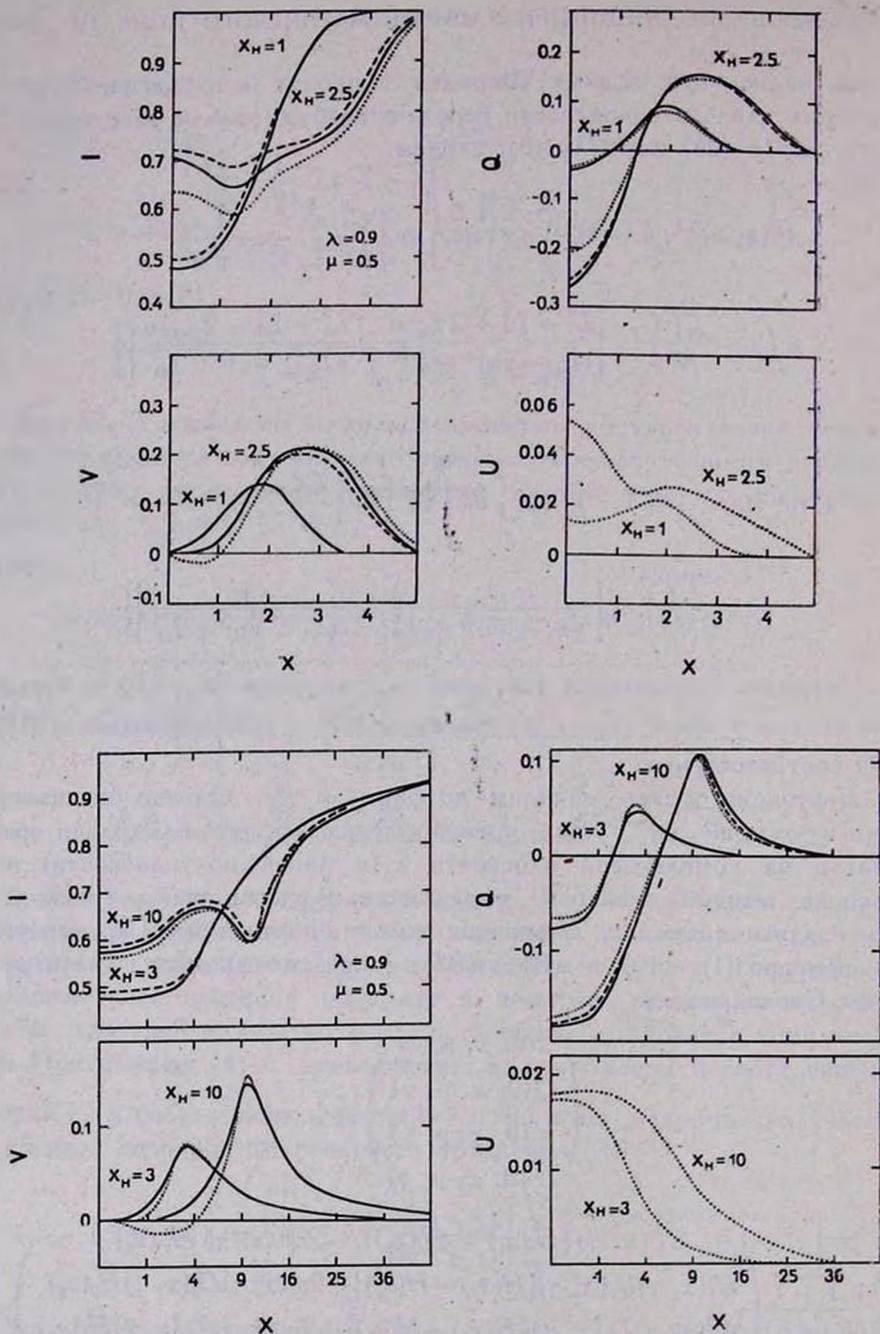
или

$$V(u; x_H, \gamma_0) = 1 - u^2 4C \int_0^\infty dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d\mu \left\{ \frac{C_1^2}{N^2} \sum_{l=1}^2 \frac{\lambda_e}{\lambda_e^2 + \mu^2 u^2} + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{C_1^2}{N^2} \right) L_3 \left[\frac{1}{(L_4 + \mu u)^2 + L_3^2} + \frac{1}{(L_4 - \mu u)^2 + L_3^2} \right] \right\}. \quad (28)$$

Нетрудно убедиться в том, что для нулевого ($x_H \rightarrow 0$) и бесконечно сильного поля ($x_H \rightarrow \infty$) формулы (27) и (28) переходят в (10) и (11) соответственно.

H -функцию опять находим по формуле (9). Однако она имеет теперь в отличие от случая пренебрежения эффектом Фарадея особенности на комплексной плоскости z (в левой полуплоскости) не только на вещественной оси, но и вне ее. В выражение для выходящего излучения входит H -функция и при комплексном аргументе. При помощи (1), (10) и (B1), (B5) получаем выражения для параметров Стокса в виде

$$\begin{pmatrix} I(0, x, \mu, \varphi) \\ Q(0, x, \mu, \varphi) \\ V(0, x, \mu, \varphi) \\ U(0, x, \mu, \varphi) \end{pmatrix} = \frac{B\sqrt{1-\lambda}}{2N^2(x, \gamma)} \begin{pmatrix} C_1^2(x, \gamma)[H(z_1) + H(z_2)] - 2c_3^2(x, \gamma)H_1(z_2) \\ C_1(x, \gamma)D_1(x, \gamma)[H(z_1) - H(z_2)] + 2c_3(x, \gamma)D_2(x, \gamma)H_2(z_2) \\ C_1(x, \gamma)D_2(x, \gamma)[H(z_2) - H(z_1)] + 2c_3(x, \gamma)D_1(x, \gamma)H_2(z_2) \\ - C_1(x, \gamma)c_3(x, \gamma)[2H_1(z_2) - H(z_1) - H(z_2)] \end{pmatrix}, \quad (29)$$



6

Рис. 3. Параметры Стокса выходящего в линиях излучения изотермической атмосферы ($B = 1$, $\gamma_0 = 0$) при доплеровском (а) и лоренцовском (б) профилях. --- приближение нулевого поля, — без учета эффекта Фарадея, — с учетом эффекта Фарадея.

Здесь z_1, z_2 — вещественны, а $z_3 = \mu/(L_3 + iL_4)$ — комплексно,

$$\begin{aligned} H_1(z_3) &= \operatorname{Re} H(z_3), & H_2(z_3) &= \operatorname{Im} H(z_3), \\ D_1 &= DD^* - BB^*, & D_2 &= D^*B + DB^*. \end{aligned} \quad (30)$$

Все остальные величины определены в приложении В.

Расчеты показывают, что функция $V(u; x_H, \tau_0)$ почти не изменяется от учета эффекта Фарадея, а тем самым и H -функция изменяется при этом не больше чем на 1—2%. По-видимому, и функция источников $S(\tau)$ довольно нечувствительна к этому эффекту. Следовательно, при вычислении функций V и H можно с хорошей точностью не учитывать эффекта Фарадея. В частности, для комплексных z H -функцию можно получить или по формуле (9) (с функцией V без учета эффекта Фарадея) или по формуле

$$H(z) = \left[1 - 2\lambda C \int_0^\infty dx \int_0^{2\pi} d\mu \int_0^1 d\varphi \sum_{s=1}^2 \frac{I_s(x, \tau) H(z_s) z}{z + z_s} \right]^{-1}, \quad (31)$$

которая следует из (7). В нее входит $H(z)$ только при вещественных значениях аргумента.

На рис. 3 изображены примеры контуров линий, построенных при точном учете эффекта Фарадея. Те же профили без такого учета совпадают с ними в пределах точности построения графика.

7. Заключение. Таким образом, мы показали, что в простейшем случае изотермической атмосферы H -функции при разных частотных профилях переходов слабо зависят от магнитного поля, причем зависимость от угла наклона и от учета эффекта Фарадея гораздо слабее, чем от величины напряженности.

В более общих случаях (не изотермическая атмосфера, непрерывное поглощение) в выражения для параметров Стокса выходящего из атмосферы излучения входит не просто $H(z)$, а функция $R(z)$ (см. [1]). Она выражается во многих случаях через $H(z)$. Поэтому можно предложить следующие приближения при решении задач об образовании линий поглощения при наличии магнитного поля и учета эффекта Фарадея: а) приближение конечного поля, когда H -функция вычисляется в пренебрежении эффектом Фарадея и наклоном магнитного поля (максимальная ошибка $\lesssim 2-5\%$); б) приближение нулевого поля, при котором $H(z)$ заменяется на соответствующую функцию для нулевого поля (максимальная ошибка $\lesssim 20-25\%$). Подробные таблицы таких функций можно найти в [4—6]. Указанные погрешности уменьшаются при уменьшении λ . Специфическое влия-

ние магнитного поля на образование триплета тогда будет проявляться в аргументах функций $R(z)$, при этом для комплексных аргументов ее можно находить при помощи формулы (31).

Автор выражает искреннюю благодарность Д. И. Нагирнеру и В. В. Иванову за многочисленные замечания и помощь при подготовке настоящей серии к печати.

Центральный институт астрофизики
Потсдам, ГДР

Приложения

А) Собственные значения и собственные векторы матрицы поглощения без учета эффекта Фарадея. В этом случае матрица поглощения \hat{a} в представлении $(I_1, I_2, V/\sqrt{2}, U/\sqrt{2})$ эрмитова [10,7]. Собственные векторы в системе линейных поляризаций параллельно к осям X и Y (рис. 1) имеют вид (см. 7)

$$\vec{\Psi}_{1,2}(x, \gamma) = \frac{1}{2d} \begin{pmatrix} d \pm (a - c) \\ d \mp (a - c) \\ \pm 4b \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (A1)$$

$$\vec{\Psi}_3(x, \gamma) = \frac{1}{d} \begin{pmatrix} 2b \\ -2b \\ (c - a) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\Psi}_4(x, \gamma) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{\Psi}_i^T \vec{\Psi}_j = \delta_{ij},$$

а собственные значения

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}(a + c \pm d), \quad \lambda_3 = \lambda_4 = \frac{1}{2}(a + c). \quad (A2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a(x, \gamma) &= \frac{1}{2}(k_{+1}(x) + k_{-1}(x)) \cos^2 \gamma + k_0(x) \sin^2 \gamma, \\ b(x, \gamma) &= -2^{-3/2}(k_{+1}(x) - k_{-1}(x)) \cos \gamma, \\ c(x) &= \frac{1}{2}(k_{+1}(x) + k_{-1}(x)), \quad d = [(a - c)^2 + 8b^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (A3)$$

а $k_m(x)$ — частотный профиль переходов при изменении магнитного квантового числа на m [11]. Для зеемановского триплета имеем $k_m(x) = k(x - mx_H)$, $m = 0, \pm 1$.

Б) Функция V для бесконечно сильного поля. В случае $x_H \rightarrow \infty$ интеграл по частоте x в (10) и (11) распадается на сумму трех интегралов, соответствующих каждой из зеемановских компонент триплета. Собственные значения в диапазонах частот σ - и π -компонент имеют вид

$$\begin{aligned} \lambda_1^\sigma(x, \gamma) &= \frac{1}{2} k(x) (1 + \cos^2 \gamma), & \lambda_2^\sigma(x, \gamma) &= 0, \\ \lambda_1^\pi(x, \gamma) &= k(x) (1 - \cos^2 \gamma), & \lambda_2^\pi(x, \gamma) &= 0, \end{aligned} \quad (B1)$$

где x считается от центра каждой из компонент.

Учитывая (B1), из (10) и (11) получаем при $\gamma_0 = 0$

$$\begin{aligned} V(u; \infty, 0) &= 8\pi C \int_0^\infty dx \int_0^1 d\mu k^3(x) \left\{ \frac{\frac{1}{4} (1 + \mu^2)^3}{\frac{1}{4} k^2(x) (1 + \mu^2)^2 + \mu^2 u^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(1 - \mu^2)^3}{k^2(x) (1 - \mu^2)^2 + \mu^2 u^2} \right\}, \end{aligned} \quad (B2)$$

$$\begin{aligned} V(u; \infty, 0) &= 1 - u^2 8\pi C \int_0^\infty dx \int_0^1 d\mu k(x) \mu^2 \left\{ \frac{(1 + \mu^2)}{\frac{1}{4} k^2(x) (1 + \mu^2)^2 + \mu^2 u^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(1 - \mu^2)}{k^2(x) (1 - \mu^2)^2 + \mu^2 u^2} \right\}. \end{aligned} \quad (B3)$$

Постоянная C независима от магнитного поля. Легко получить из (5) при помощи формул приложения А, что

$$C = \frac{1}{8\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} dx k(x) \right]^{-1}. \quad (B4)$$

Устремляя u к нулю, из (B3) находим (12), где коэффициенты $v(\infty, 0)$ имеют вид

$$v^D(\infty, 0) = \frac{3}{2}, \quad v_{\sigma}^D(\infty, 0) = v_{\pi}^D(\infty, 0) = v^D(\infty, 0),$$

$$v^L(\infty, 0) = \frac{1}{3}(v_{\pi}^L(\infty, 0) + v_{\sigma}^L(\infty, 0)) = 1,2000. \quad (\text{Б5})$$

Здесь $v_{\pi, \sigma}$ относятся к функциям V , соответствующим рассеянию излучения в одной зеемановской компоненте. Для лоренцовского профиля получаем

$$v_{\pi}^L(\infty, 0) = \frac{9}{4} \int_0^1 d\mu \sqrt{\mu(1-\mu^2)} = \frac{9}{5} \frac{\sqrt{2} \pi^{3/2}}{\Gamma^2(1/4)} = 1.0784,$$

$$v_{\sigma}^L(\infty, 0) = \frac{9}{4\sqrt{2}} \int_0^1 d\mu \sqrt{\mu(1+\mu^2)} = 1.2609. \quad (\text{Б6})$$

В) *Собственные значения и собственные векторы матрицы поглощения при учете эффекта Фарадея.* Магнитное вращение, обусловленное эффектом Фарадея, можно описывать антисимметричной матрицей $\hat{\alpha}_F$ [8, 3], которая добавляется к симметричной матрице поглощения $\hat{\alpha}$, рассматриваемой в приложении А. Полученная таким образом полная матрица поглощения $\hat{\alpha} + \hat{\alpha}_F$ имеет следующую систему биортонормальных комплексных собственных векторов в указанном в приложении А представлении (см. [8, 3]):

$$\vec{\Psi}_1 = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} DD^* & BB^* \\ BB^* & DD^* \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}(DB^* + D^*B) & \frac{1}{\sqrt{2}}(DB^* + D^*B) \\ \frac{i}{\sqrt{2}}(DB^* - D^*B) & \frac{i}{\sqrt{2}}(DB^* - D^*B) \end{pmatrix}, \quad \vec{\Psi}_2 = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} BB^* & DD^* \\ DD^* & BB^* \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(DB^* + D^*B) & \frac{1}{\sqrt{2}}(DB^* + D^*B) \\ \frac{i}{\sqrt{2}}(DB^* - D^*B) & \frac{i}{\sqrt{2}}(DB^* - D^*B) \end{pmatrix},$$

$$\vec{\Psi}_3 = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} DB & -D^*B \\ -D^*B & DB \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(DD^* - BB^*) & \frac{1}{\sqrt{2}}(DD^* - BB^*) \\ \frac{-i}{\sqrt{2}}(DD^* + BB^*) & \frac{-i}{\sqrt{2}}(DD^* + BB^*) \end{pmatrix}, \quad \vec{\Psi}_4 = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} -D^*B & DB \\ DB & -D^*B \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(DD^* - BB^*) & \frac{1}{\sqrt{2}}(DD^* - BB^*) \\ \frac{-i}{\sqrt{2}}(DD^* + BB^*) & \frac{-i}{\sqrt{2}}(DD^* + BB^*) \end{pmatrix}, \quad (\text{Б1})$$

$$\vec{\Psi}_e^* = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \vec{\Psi}_e,$$

где

$$\begin{aligned} D(x, \gamma) &= \frac{1}{2} \sin^2 \gamma (2s_0(x) - s_{+1}(x) - s_{-1}(x)) + p(x, \gamma), \\ B(x, \gamma) &= (s_{+1}(x) - s_{-1}(x)) \cos \gamma, \\ N(x, \gamma) &= |D^2(x, \gamma) + B^2(x, \gamma)|, \\ p(x, \gamma) &= \left| \frac{1}{4} \sin^4 \gamma (2s_0(x) - s_{+1}(x) - s_{-1}(x))^2 + B^2(x, \gamma) \right|^{1/2}, \\ s_m(x) &= s(x - mx_H), \quad m = 0, \pm 1, \\ s(x) &= k(x) + 2i\delta(x). \end{aligned} \tag{B2}$$

Величины $\delta(x)$ описывают изменение коэффициента преломления внутри зеемановской компоненты в зависимости от частоты. Они были введены Д. Н. Рачковским [8] и табулированы в [9]. Для рассматриваемых в настоящей работе профилей Допплера и Лоренца они имеют вид

$$\delta^D(x) = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \int_0^x dt e^{-t^2}, \quad \delta^L(x) = -\frac{1}{2} \frac{x}{x^2 + 1}. \tag{B3}$$

Собственные значения λ_e полной матрицы поглощения даются, согласно [8], формулами

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2}(x, \gamma) &= \frac{1}{2} \left[k_{+1}(x) + k_{-1}(x) + \frac{1}{2} \sin^2 \gamma (2k_0(x) - k_{+1}(x) - \right. \\ &\quad \left. - k_{-1}(x)) \pm \operatorname{Re} p(x, \gamma) \right], \\ \lambda_{3,4}(x, \gamma) &= L_3(x, \gamma) \pm iL_4(x, \gamma), \end{aligned} \tag{B4}$$

где

$$L_3(x, \gamma) = \frac{1}{2} (\lambda_1(x, \gamma) + \lambda_2(x, \gamma)), \quad L_4(x, \gamma) = \operatorname{Im} p(x, \gamma).$$

Применяя оператор полной интенсивности \vec{J}^T к собственным векторам $\vec{\Psi}_l$, получаем

$$N \vec{J}^T \vec{\Psi}_l = C_l, \quad l = 1, \dots, 4, \tag{B5}$$

где

$$C_1 = C_2 = (DD^* + BB^*), \quad C_3 = C_4 = (DB^* - D^*B) = -ic_3.$$

Имеют место соотношения

$$\vec{J}^T \vec{\Psi}_e^+ = \vec{J}^T \vec{\Psi}_e \quad (B6)$$

и

$$\frac{1}{N^2} (C_1^2 + C_2^2) = 1, \quad (B7)$$

которые используются в тексте.

LINE FORMATION IN MAGNETIC FIELD.

III. FORMATION OF A ZEEMAN — TRIPLET WITH UNSPLITTED UPPER LEVEL. ESTIMATE OF THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD

H. DOMKE

The exact solution of the problem of formation of a Zeeman — triplet in an isothermic atmosphere without absorption in the continuous spectrum is considered. The dependence of the H -functions on magnetic field is studied for Doppler and Lorentz frequency profiles of transitions. It is shown, that for any profile the magnetic field has only a small influence on the H -functions ($\leq 20-25\%$). They are considerably less dependent on the Faraday effect and on the direction of the magnetic field ($\leq 2-5\%$) than on its absolute magnitude. Two methods of approximate solution for problems of line formation in a magnetic field are proposed: a) finite field approximation, b) zero field approximation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Домке, Астрофизика, 7, 39, 1971.
2. D. E. Rees, Solar Physics, 10, 268, 1968.
3. Д. Н. Рачковский, Изв. КрАО, 37, 56, 1967.
4. В. В. Иванов, Теория переноса излучения и спектры небесных тел, М., 1969.
5. В. В. Иванов, Д. И. Нагурнер, Астрофизика, 1, 143, 1965.
6. R. F. Warming, Ap. J., 159, 593, 1970.
7. Д. Н. Рачковский, Изв. КрАО, 36, 3, 1967.
8. Д. Н. Рачковский, Изв. КрАО, 27, 148, 1962.
9. J. M. Veckers, Solar Physics, 9, 372, 1969.
10. Ш. Уппо, Р. А. С. Япон, 8, 108, 1957.
11. Х. Домке, Астрофизика, 5, 525, 1969.

КОНВЕКЦИЯ В ОБОЛОЧКАХ А-Ф ЗВЕЗД
ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Э. ЭРГМА

Поступила 13 апреля 1971

Показано, что в оболочках А-Ф звезд вычисленные конвективные скорости существенно зависят от предположений относительно длины перемешивания:

$$I \quad l = \alpha H_p; \quad II \quad l = H_p \text{ для } |H_p| < |r - r_e| \text{ и } l = |r - r_e| \text{ для } H_p > |r - r_e|;$$

$$III \quad l = \alpha H_p.$$

В рамках теории длины перемешивания нельзя дать однозначного решения для объяснения некоторых физических процессов в звездных оболочках (генерации звуковых волн, магнитного поля и т. д.). Показано, что вариант III несостоятелен в рамках теории длины перемешивания, так как в этом случае в большей части оболочки $v_{\text{сип}} > v_s$.

У звезд главной последовательности с $T_{\text{eff}} < 10^4$ К возникает подповерхностная конвективная зона как следствие неполной ионизации водорода. Эта конвективная зона слабо развита в звездах А и ранних F и обычно при расчетах звездных моделей не влияет на внутреннюю структуру звезды. Только около границы Хаяши, особенно у звезд-сверхгигантов [1], различные предположения о самой длине перемешивания существенно влияют на структуру и эволюцию звезд. Важное значение длина перемешивания имеет для расчета моделей звезд переходного типа на главной последовательности (переход от неразвитой конвективной зоны к развитой). Например, для $M = 1.25 M_{\odot}$ было показано [2], что при различных предположениях можно получить и хорошо развитую конвективную зону, и слабо развитую.

В настоящей работе нам хотелось обратить внимание на объяснение некоторых физических процессов, происходящих в оболочках А-F звезд главной последовательности.

При расчетах конвективных зон звезд обычно принимают метод Бэм-Витензе [3], где рассматриваемый конвективный элемент, пройдя путь $l_t = \alpha H_p$ (I), где H_p — высота однородной атмосферы по давлению и α — коэффициент порядка единицы (обычно в расчетах принимают следующие значения: $\alpha = 0.5, 1, 1.5, 2.0$), растворяется в окружающей среде. Для такого конвективного элемента решается система из пяти уравнений, в результате чего определяются градиенты, поток конвективной энергии и т. д. Метод счета для этого случая дан в работе [4].

Впервые Бэм и Штюкель [5] отметили, что у верхней и нижней границ конвективной зоны Солнца существует область, где $H_p > |r - r_e|$ (r_e — ближайшая граница конвективной зоны). Согласно их гипотезе, примем в качестве второго варианта следующее модифицированное значение для длины перемешивания:

$$\begin{aligned} l &= H_p, & \text{если } H_p \leq |r - r_e|, \\ l &= |r - r_e|, & \text{если } H_p > |r - r_e|. \end{aligned} \quad (\text{II})$$

Недавно Ж. Латур [6] исследовал возникновение инверсии плотности в оболочках А-звезд. Он рассчитал конвективные зоны таких звезд по вариантам (I) и (II). Нами [7] были рассчитаны модели оболочек поздних А и ранних F-звезд. Мы рассматривали кроме вариантов (I) и (II) еще случай, когда $l_t = \alpha H_p$ (III), где H_p — шкала высоты по плотности, так как некоторые авторы [8] используют при расчетах шкалу высоты по плотности.

Мы не будем касаться вопроса о структуре оболочки таких звезд, так как для вариантов (I) и (II) этот вопрос очень хорошо исследован в работе [6]. Можно добавить только, что вариант III отличается от остальных вариантов тем, что у этой модели в оболочке нет инверсии плотности. Структура оболочек на плоскости $\lg \rho - \lg T$ и поведение градиентов ∇_{con} и ∇_r для всех вариантов даны на рис. 1 и 2.

Если структура конвективной зоны таких звезд (варианты I и II) мало меняется в зависимости от различных предположений о длине перемешивания, то величина конвективных скоростей v_{con} (и конвективный поток энергии) очень чувствительна к этому изменению. На рис. 2 даны величины конвективных скоростей для модели с $g = 1.1 \cdot 10^4$, $T_{\text{eff}} \approx 8200^\circ$ ($M/M_\odot = 2.25$). Максимальные величины конвективных скоростей приведены в табл. 1 и 2.

Надо сразу отметить, что вариант III является неубедительным, так как в этом случае в большей части оболочки конвективные скорости больше скорости звука и H_p больше, чем вся толщина конвективной зоны. Теория пути перемешивания же годится только для тех случаев, где скорость конвективных элементов меньше скорости звука.

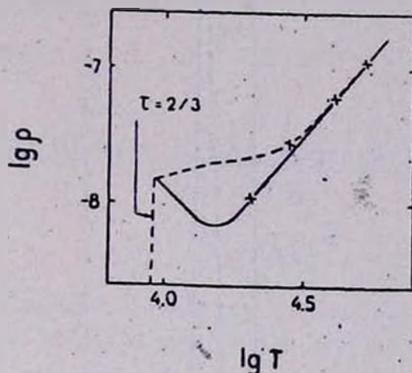


Рис. 1. Структура конвективной зоны звезды, $T_{\text{eff}} = 8200^\circ\text{K}$, $g = 1.1 \cdot 10^4$, — вариант I и II, ---- вариант III.

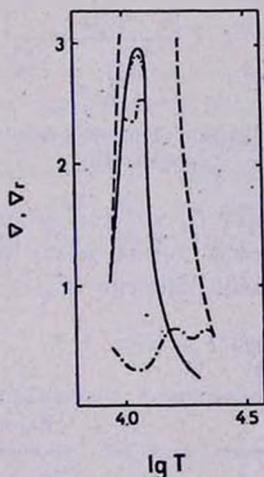


Рис. 2. Поведение градиентов для различных вариантов $T_{\text{eff}} = 8200^\circ$, $g = 1.1 \cdot 10^4$, — ∇_{con} вариант III, ---- ∇_{rad} вариант III, — ∇_{con} , ∇_{rad} (совпадают) вариант II, - · - · - ∇_{rad} вариант I, · · · · ∇_{con} вариант I.

В работе Лура [9] было рассчитано большое количество моделей оболочек с различными значениями T_{eff} и g . В своих расчетах он трактовал конвекцию в соответствии с вариантом I. Согласно его

расчетам, максимальный поток механической энергии генерируется у звезд главной последовательности поздних А и ранних F, которые из-за этого имеют горячие и плотные короны. Однако, если исполь-

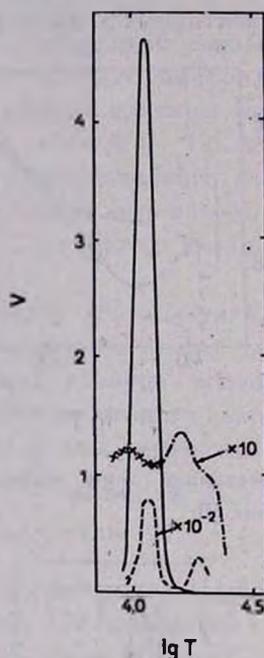


Рис. 3. Поведение конвективных скоростей для различных вариантов. — вариант I, - - - вариант II, — — — вариант III.

зовать для расчетов вариант II, то, как видно из табл. 1 и 2, конвективные скорости таких звезд очень малы и также весьма мал генерируемый ими поток звуковой энергии ($F_m \sim v_{\text{con}}^3$).

Таблица 1
 $g = 1.1 \cdot 10^4$, $T_{\text{eff}} = 8200^\circ$

Вариант	v_{con} км/сек
I	4.7
II	$8 \cdot 10^{-3}$
III	14

Таблица 2
 $g = 7 \cdot 10^3$, $T_{\text{eff}} = 7150^\circ$

Вариант	v_{con} км/сек
I	5.7
II	$7.3 \cdot 10^{-2}$
III	не рассчитывалась

При расчетах генерации магнитных полей [7] также используется величина $\pi F_c / c_p T \sim v_{\text{con}}^3 / l_t$, т. е. величина, которая сильно зависит от принятой модели конвекции. Для модели оболочки ($g = 1.1 \cdot 10^4$,

$T_{\text{eff}} = 8200^\circ$) эта величина для варианта I соответствует $4.751 \cdot 10^5$, а для варианта II $= 5.85 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, разная трактовка длины перемешивания для звезд со слаборазвитой конвективной зоной (водородной) может играть существенную роль для объяснения различных физических процессов в оболочках таких звезд.

Астрономический совет
АН СССР

CONVECTION IN THE ENVELOPES OF MAIN SEQUENCE A-F STARS

E. ERGMA

For the convective envelopes of late A and earlier F stars it is shown that various assumptions for the mixing length:

$$I: 1 = \alpha H_p,$$

$$II: 1 = H_p \text{ if } H_p < |r - r_c| \text{ and } 1 = |r - r_c| \text{ if } H_p > |r - r_c|,$$

where r_c is the radius of the nearest edge of the convection zone and

$$III: 1 = \alpha H_p$$

leads to different values of the convective velocities for these three cases. It follows that in the frame of the mixing length theory one can not give a definite explanation of various physical processes in stellar envelopes (as the generation of magnetic field and the mechanical energy flux). It is shown that the assumption III for the computation of convective envelopes for these stars is not correct since in this case $v_{\text{con}} > v_s$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. У. Х. Уус, Научные информации Астрономического совета АН СССР, 16, 17, 1971.
2. Э. Эрма, А. А. Памятных, Научные информации Астрономического совета АН СССР (в печати), 1971.
3. E. Böhm-Vitense, Z. Astrophys., 46, 108, 1958.
4. Э. Эрма, Астрон. ж., 48, 66, 1971.
5. К.-Н. Böhm, E. Stückl, Z. Astrophys., 66, 487, 1967.
6. J. Latour, Astron. Astrophys., 9, 277, 1970.
7. Э. М. Дробышевский, Э. Эрма — неопубликованные данные.
8. W. D. Watson, Ap. J., (Lett.), 162, L45, 1970.
9. C. de Loore, Astrophys. Space Sci., 6, 60, 1970.

О ПРИРОДЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

А. К. ЮХИМУК

Поступила 21 декабря 1970

Рассматривается механизм излучения вращающейся и пульсирующей нейтронной звезды. Предполагается, что ее излучение может возникнуть при движении по спиральным орбитам релятивистских электронов вдоль силовых линий магнитного поля, выходящих из магнитных полюсов пульсаров. Показано, что учет релятивистских эффектов в поливинтовом потоке приводит к появлению неустойчивости и к генерации электромагнитного излучения в области частот $\omega_{\text{He}}/(1+\beta_{\parallel}) < \omega < \omega_{\text{He}}/(1-\beta_{\parallel})$, где $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$, v_{\parallel} — параллельная (относительно \mathbf{H}) составляющая скорости частиц, — скорость света.

Попытки объяснения радиоизлучения пульсаров предпринимались рядом авторов [1—9]. Так, например, в работе [1] рассмотрено радиоизлучение, обусловленное плазменными колебаниями потока, вытекающего из полюсов нейтронной звезды. В работе [2] предполагается, что вокруг пульсара имеются электрические токи, вращающиеся с вращением пульсара. В окрестности светового цилиндра, где скорость вращения приближается к скорости света, должно возникать излучение этих токов и зарядов как излучение системы релятивистских магнитных и электрических диполей. В работе [3] рассмотрено электромагнитное излучение тонкого токового слоя на границе вакуума и релятивистской плазмы, осциллирующего с низкой частотой. В работе [4] рассматривается модель пульсара, в которой основным механизмом излучения является турбулентность анизотропной плазмы, которая образуется в результате двухпучковой неустойчивости в окрестности светового цилиндра вращающейся магнитной звезды. В большинстве работ в качестве механизма радиоизлучения рассматривается пучковая и конусовая неустойчивости, приводящие к генерации плазменных волн, которые после конверсии дают радиоиз-

лучение. Ниже мы рассмотрим механизм, дающий непосредственно радиоволны.

1. Наблюдаемая сильная поляризация радиозлучения пульсаров, от линейной до круговой, говорит о том, что в атмосфере пульсаров существует достаточно сильное магнитное поле. Мы будем рассматривать модель вращающейся и пульсирующей звезды, которая представляет собой нейтронную звезду с дипольным или более сложным магнитным полем. Строгое обоснование такой модели пока дать нельзя. Однако некоторые качественные соображения в ее пользу можно привести. Известно, что по крайней мере у части пульсаров имеется два периода. Обычно наибольший период связывается с вращением пульсара, а меньший — с его пульсациями. В пульсирующем магнитном поле должно иметь место ускорение заряженных частиц. Во-первых, ускорение может осуществиться во время „магнитной накачки“: если напряженность поля меняется медленно, то компоненты импульса подчиняются соотношениям

$$\frac{P_{\perp}^2}{H} = \text{const},$$

$$H_{\parallel} = \text{const}.$$

При возрастании магнитного поля составляющая импульса, перпендикулярная полю (а следовательно и полный импульс), увеличивается [10]. Во-вторых, частицы могут ускоряться за счет динамической диссипации магнитного поля [11]. Ускоренные частицы приводят к образованию радиационных поясов. Частицы из радиационных поясов во время пульсаций могут высыпаться в виде „струи“. Как в действительности происходят пульсации всей поверхности звезды мы не знаем. Однако можно представить себе, что колеблющаяся поверхность создает в атмосфере звезды волну давления; затем при попадании волны в более разреженную атмосферу волна давления перейдет в ударную волну. Под действием ударной волны частицы в радиационных поясах „высыпаются“ в приполярных районах из-за нарушения адиабатического инварианта. В результате в приполярных районах верхней атмосферы возникнут релятивистские потоки электронов, которые будут двигаться по спиральным траекториям вдоль изогнутых силовых линий магнитного поля, выходящих из магнитных полюсов пульсаров. Поэтому электронные потоки в общем случае криволинейны. Ниже показано, что криволинейность релятивистского электронного потока приводит к появлению неустойчивости и к генерации электромагнитного излучения.

2. Для описания динамики неустойчивости используем релятивистское уравнение для электронной жидкости, скомпенсированной по заряду и току

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left\{ E + \frac{1}{c} \mathbf{v} \vec{H} - \frac{v}{c^2} (E \mathbf{v}) \right\} \quad (1)$$

и уравнения Максвелла для электромагнитного поля

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} \rho \mathbf{v}, & \operatorname{rot} E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \\ \operatorname{div} E &= -4\pi e (\rho - \rho_0), & \operatorname{div} H &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ_0 — плотность компенсирующих ионов.

Стационарное решение системы (1)–(2) имеет вид

$$v_{x0} = -v_{\perp} \sin \frac{\omega_{\parallel} z}{v_{\parallel}}, \quad v_{y0} = v_{\perp} \cos \frac{\omega_{\parallel} z}{v_{\parallel}}, \quad v_z = v_{\parallel}, \quad (3)$$

где

$$\omega_{\parallel} = + (eH_0/mc) \left(1 - \frac{v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad H = (0, 0, H_0).$$

Как следует из (3), рассматриваемый нами поток является поливинтовым потоком электронов с радиусом $v_{\perp}/\omega_{\parallel}$ и шагом $v_{\parallel}/\omega_{\parallel}$. После обычной процедуры линеаризации системы уравнений (1)–(2), получим следующее дисперсионное уравнение [12]

$$\begin{aligned} \Omega^2 [\Omega^2 - \omega_L^2 (1 - \beta_{\parallel}^2)] \left[\omega^2 - \left(kc - \frac{\omega_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} \right)^2 \right] \left[\omega^2 - \left(kc + \frac{\omega_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} \right)^2 \right] = \\ = \frac{\omega_L^2}{2} \{ w_{-} \cdot Q_1 + w_{+} \cdot Q_2 - 2\omega_L^2 Q_3 - 2\omega_L^4 Q_4 \}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Omega = \omega - kv_{\parallel}, \quad \omega_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 \rho_0}{m \kappa}}, \quad \beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c}, \quad \beta_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c},$$

$$w_{\pm} = \left(kc \pm \frac{\omega_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} \right)^2 - \omega^2, \quad g = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}, \quad \kappa = (1 - \beta_{\parallel}^2 - \beta_{\perp}^2)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\begin{aligned} Q_1 &= g^2 (\omega \beta_{\parallel}^2 - kv_{\parallel} - \omega_{\parallel}) \{ \Omega^2 [kv_{\parallel} + \omega_{\parallel} (1 + \kappa^2 \beta_{\parallel}^2)] - \omega_L^2 \beta_{\parallel}^2 \times \\ &\times (\Omega + \omega_{\parallel} \kappa^2 \beta_{\perp}^2) \} - [\Omega^2 - \omega_L^2 (1 - \beta_{\parallel}^2)] [\omega_{\parallel} \kappa^2 \beta_{\perp}^2 (\Omega - \omega \beta_{\perp}^2 - \omega_{\parallel}) + \\ &+ 2\Omega \left(\Omega - \frac{\omega \beta_{\perp}^2}{2} - \omega_{\parallel} \right)], \end{aligned}$$

$$Q_3 = -\omega_n^2 \omega k v_{\perp} g^2 \beta_{\perp}^2 - k v_{\parallel} g^2 \Omega [\Omega (\omega \beta_{\parallel}^2 - k v_{\parallel}) - \omega_n^2] + \\ + \Omega^2 [\Omega^2 - \omega \Omega \beta_{\perp}^2 - \omega_n^2] + g^2 \omega \omega_n^2 \Omega (1 - \beta_{\parallel}^2) (1 + x^2 \beta_{\perp}^2), \\ Q_4 = \frac{\omega_n^2 - \Omega^2}{x^2}, \quad Q_2(\omega_n) = Q_1(-\omega_n).$$

Дисперсионное уравнение (4) является очень сложным и точный аналитический анализ провести трудно. Поэтому воспользуемся наличием малого параметра, пропорционального $\beta_{\perp}^2 \omega_L^2$ и проведем приближенный анализ.

Решение дисперсионного уравнения (4) будем искать в виде

$$\Omega = \omega - k v_{\parallel} = \eta \omega_L. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) и сохраняя только члены низайшего порядка по $\beta_{\perp}^2 \omega_L^2$, получим биквадратное уравнение по η , решение которого имеет вид

$$\eta_{1, 2, 3, 4} = \pm \frac{1}{x \sqrt{2}} \left[1 \pm \left(1 - 4 \omega_n^2 x^2 \beta_{\perp}^2 \beta_{\parallel}^2 \frac{k^2 v_{\parallel}^2 + \omega_n^2 x^2}{\xi_{-} \xi_{+}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где

$$\xi_{\pm} = (\omega \pm \omega_n)^2 - \beta_{\parallel}^2 \omega^2.$$

Из (6) следует, что при условии

$$\xi_{-} \xi_{+} < 0 \quad (7)$$

два корня η будут комплексно сопряженными, что соответствует неустойчивости с инкрементом

$$\gamma = \omega_L \omega_n \beta_{\perp} \beta_{\parallel} \sqrt{\frac{k^2 v_{\parallel}^2 + \omega_n^2 x^2}{-\xi_{-} \xi_{+}}}. \quad (8)$$

Откуда видно, что рассматриваемая неустойчивость обусловлена релятивистским характером движения электронов. Из (7) следует, что данная неустойчивость будет генерировать электромагнитные волны в диапазоне частот

$$\frac{\omega_n}{1 + \beta_{\parallel}} < \omega < \frac{\omega_n}{1 - \beta_{\parallel}}. \quad (9)$$

3. Излучение пульсаров наблюдается в широком диапазоне частот. Так, пульсар CP 1919 наблюдался в интервале от 40 мц

($\lambda = 7.5$ м) до 3000 мц ($\lambda = 10$ см) [7]. Для того, чтобы получить наблюдаемую полосу частот от 40 до 3000 мц, необходимо положить $H \sim (5 - 10^2)$ гс, $\beta_{\parallel} \sim 0.3$. Пульсар МР 0628 наблюдался на частотах 86 мц [13]. Для сравнительно легкой нейтронной звезды с радиусом плотной сердцевины $r_{\parallel} \sim 10^7$ см и полем $H_{\parallel} \sim 10^8$ гс на поверхности плотной части звезды на расстоянии $r \sim 6 \cdot 10^8$ см и $r \sim 2 \cdot 10^8$ см дипольное поле имеет напряженность соответственно $H \sim 5$ гс и $H \sim 10^2$ гс.

Институт геофизики
АН УССР

ON THE NATURE OF PULSAR RADIO EMISSION

A. K. YUKHIMUK

The radiation mechanism of rotating and pulsating neutron star is examined. It is supposed that the star radiation may originate when relativistic electrons move on spiral orbit along the force lines emerging from the magnetic poles of pulsars. It is shown that the calculation of relativistic effects in a polyscrew stream leads to the appearance of instability and generation of electromagnetic radiation in the region of frequency range $\frac{\omega_{\text{He}}}{1 + \beta_{\parallel}} < \omega < \frac{\omega_{\text{He}}}{1 - \beta_{\parallel}}$, where $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$, v_{\parallel} is a parallel component of the velocity of particle (inrelation to H), c is the velocity of light.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 98, 201, 1969.
2. M. Good, Nature, 221, 250, 1969.
3. I. Lerche, Ap. J., 159, No. 1, Part. 1, 229, 1970.
4. T. Gold, Nature, 218, 335, 1968.
5. I. Ostriker, I. Gunn, Ap. J., 157, 1395, 1969.
6. F. Pacini, Nature, 219, 145, 1968.
7. Э. Хьюиш, УФН, 97, 715, 1969.
8. P. A. Scheuer, Mitt. Astron. Ges., No. 27, 1969.
9. Н. С. Кардашев, Астрон. ж., 47, 465, 1970.
10. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, Космическая электродинамика, Мир, 1967.
11. С. И. Сыроватский, Астрон., ж., 43, 340, 1966.
12. Н. Я. Коцаренко, С. В. Кошвая, А. К. Юхимук, Геомагн. и аэрон., 10, 715, 1970.
13. В. В. Виткевич, Ю. П. Шитов, ДАН СССР, 195, 53, 1970.

К ВОПРОСУ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, Н. И. ШАКУРА

Поступила 8 февраля 1971

Исследована устойчивость адиабатических оболочек с показателем адиабаты γ , находящихся во внешнем поле ядра. В случае жесткого ядра для устойчивости сферической оболочки достаточно иметь показатель адиабаты $\gamma > 1$.

Получены условия устойчивости оболочки в случае ядра, сжимаемость которого характеризуется показателем $\gamma_1 = (\partial \ln P_0 / \partial \ln \bar{\rho})_s$ (P_0 — давление на границе ядра, $\bar{\rho}$ — средняя плотность ядра).

1. В процессе эволюции звезды химический состав ее становится неоднородным, в центре появляется ядро, состоящее из более тяжелых элементов, чем внешняя область. В этом случае физически оправдано разделение звезды на ядро и оболочку, и возникает задача об исследовании устойчивости оболочки сравнительно малой массы, когда ее самогравитацией можно пренебречь. Такая задача возникает, например, если звезда становится неустойчивой по отношению к сбросу оболочки [1]. В качестве простейшего примера в данной работе исследуется устойчивость политропных оболочек в гравитационном поле ядра.

Известно, что показатель адиабаты $\gamma = 4/3$ является критическим для сферически симметричного газового шара (звезды), находящегося в равновесии в собственном поле тяжести. При $\gamma > 4/3$ решение устойчиво относительно малых возмущений; при $\gamma < 4/3$ стационарное состояние существует, но оно неустойчиво, и возмущения должны привести к сжатию или расширению со скоростью порядка скорости свободного падения из любого начального состояния. За подробным обсуждением вопросов устойчивости различных моделей звезд, а также причин, нарушающих ее, отсылаем к [2].

С другой стороны, достаточным условием устойчивости* плоской атмосферы в постоянном внешнем гравитационном поле является рост давления с увеличением плотности, т. е. $\gamma > 0$, что совпадает с необходимым условием существования любой системы (ρ/P) $(\partial P/\partial \rho)_s = \gamma > 0$.

С учетом сферичности давление уже не есть вес столба вещества, находящегося над единицей поверхности, и вопрос об устойчивости равновесных решений требует дополнительных исследований.

2. Сформулируем задачу. В поле тяжести звезды массы M находится газовая атмосфера (оболочка) с массой $m \ll M$, так что везде в атмосфере гравитационный потенциал равен GM/r . Радиус звезды пусть будет r_0 , радиус оболочки r_1 определяется из решения уравнения равновесия и, вообще, может быть $r_1 \rightarrow \infty$ при конечной массе m .

Структура оболочки определяется уравнением равновесия

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

Для давления имеем выражение $P = K(s) \rho^\gamma$, где $K(s)$ зависит от энтропии и химического состава, которые полагаются постоянными. Для дальнейшего удобно ввести в рассмотрение термодинамическую функцию энтальпию H , для которой при адиабатических смещениях справедливо соотношение $dH = (1/\rho) dP$. С учетом этого уравнение (1) элементарно интегрируется:

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} K \rho^{\gamma-1} = \frac{GM}{r} + H_0 - \frac{GM}{r_0}, \quad (2)$$

где $H_0 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{P_0}{\rho_0} \right)$ — энтальпия у основания оболочки. На внешней границе атмосферы $H = 0$, $\rho = 0$, и выполняется следующее равенство:

$$\frac{GM}{r_1} = \frac{GM}{r_0} - H_0, \quad r_1 = \frac{r_0}{1 - \frac{H_0 r_0}{GM}}. \quad (3)$$

* Везде ниже рассматривается адиабатическая устойчивость относительно радиальных возмущений. Конфигурации, рассматриваемые здесь, предполагаются устойчивыми относительно конвекции. В этом случае устойчивость относительно радиальных возмущений гарантирует устойчивость и относительно нерадиальных возмущений [3].

Масса оболочки выражается интегралом

$$m = \int_{r_0}^{r_1} 4 \pi \rho r^2 dr. \quad (4)$$

Полная энергия оболочки есть

$$\varepsilon = \int_0^m \left(E_t - \frac{GM}{r} \right) dm. \quad (5)$$

Здесь E_t — внутренняя энергия единицы массы, для идеального газа $E_t = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}$, второй член в интеграле есть гравитационная энергия в поле ядра.

Подставляя значения плотности в выражении для энергии, легко получить соотношения между полной ε , тепловой ε_t и гравитационной ε_g энергиями звезды:

$$\varepsilon_g = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} 4 \pi r_0^3 \rho(r_0) \frac{GM}{r_0} \left(1 - \frac{r_0}{r_1} \right) - 3(\gamma - 1) \varepsilon_t, \quad (6)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_t + \varepsilon_g = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} 4 \pi r_0^3 \rho(r_0) \frac{GM}{r_0} \left(1 - \frac{r_0}{r_1} \right) - (3\gamma - 4) \varepsilon_t.$$

Полученное выражение можно рассматривать как аналог теоремы вириала для оболочки. Необходимым условием существования полученного решения является $\gamma > 1$, в противном случае ρ убывает с r очень медленно и не может быть удовлетворено граничное условие на ∞ .

Физически ясно, что если масса оболочек есть монотонно растущая функция параметра H_0 , то равновесие устойчиво. Строго это можно доказать, воспользовавшись вариационным принципом, аналогично исследованию устойчивости звезды в целом [4]. Для равновесия необходим экстремум полной энергии ε , т. е. равенство нулю первой вариации $\delta\varepsilon = 0$. Стандартным образом варьируя (5), получаем уравнение равновесия (1).

В теории вариационного исчисления (см., например, [5]) строго доказывается, что при положительности производной $(dP/d\rho) > 0$ достаточным и необходимым условием устойчивости равновесного решения является непересечение соседних экстремалей, т. е. решений уравнения (1), отличающихся малой величиной Δm . Физически это озна-

чает, что при добавлении на поверхность равновесной атмосферы избытка массы Δm при устойчивой конфигурации плотность в каждой точке должна возрасти, что эквивалентно условию монотонности $m(H_0)$.

3. Рассмотрим сначала атмосферу, покоящуюся на абсолютно жесткой стенке, т. е. $dr_0/dP_0 = 0$. Если решение существует, то $(dH/d\rho) > 0$ ($\gamma > 1$) и при $(dP/d\rho) > 0$ имеем $(d\rho/dH) > 0$ — плотность является монотонно растущей функцией энтальпии. Тем самым достаточным условием устойчивости является выполнение неравенства $(dm/dH_0) > 0$, что, как показано выше, выполняется всегда для $\gamma > 1$.

Введем в (4) безразмерную переменную $x = r/r_0$. Тогда

$$m = 4\pi r_0^3 \left(\frac{GM}{r_0} \frac{\gamma - 1}{K\gamma} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \int_1^{\left(1 - \frac{H_0 r_0}{GM}\right)^{-1}} \left(\frac{H_0 r_0}{GM} - 1 + \frac{1}{x} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} x^2 dx. \quad (7)$$

Дифференцируя по H_0 , получим

$$\frac{dm}{dH_0} = 4\pi r_0^3 \left(\frac{GM}{r_0} \frac{\gamma - 1}{K\gamma} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \int_1^{\left(1 - \frac{H_0 r_0}{GM}\right)^{-1}} \left(\frac{H_0 r_0}{GM} - 1 + \frac{1}{x} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}-1} \frac{r_0}{GM(\gamma-1)} x^2 dx \quad (8)$$

Из (8) видно, что $(dm/dH_0) > 0$ при $\gamma > 1$, т. е. оболочка с жестким внутренним ядром устойчива при $\gamma > 1$.

4. В общем случае следует учитывать упругость внутренней границы и изменение r_0 с изменением H_0 . Теперь

$$\frac{dm}{dH_0} = \frac{\partial m}{\partial r_0} \Big|_{H_0} \frac{dr_0}{dH_0} + \frac{\partial m}{\partial H_0} \Big|_{r_0}. \quad (9)$$

Введем показатель адиабаты γ_1 , характеризующий упругость массы M следующим образом: $\gamma_1 = (\bar{\rho}/P_0)(\partial P_0/\partial \bar{\rho})$, где $\bar{\rho}$ — средняя плотность массы M , для которой справедливо соотношение $M = (4\pi/3)\bar{\rho}r_0^3$. Используя сохранение массы ядра M и условие непрерывности давления на границе r_0 , получим

$$\frac{dr_0}{dH_0} = -\frac{1}{3} \frac{\gamma_1}{\gamma_1(\gamma_1 - 1)} \frac{r_0}{H_0}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (9), используя (7), получим

$$\frac{dm}{dH_0} = -\frac{1}{3} \frac{\gamma}{\gamma_1(\gamma-1)} \left(3 - \frac{1}{\gamma-1}\right) \frac{m}{H_0} + \left| 1 - \frac{1}{3} \frac{\gamma}{\gamma_1(\gamma-1)} \right| \left. \frac{\partial m}{\partial H_0} \right|_{r_0}. \quad (11)$$

Результатом условия $(dm/dH_0) = 0$ в (11) для границы устойчивости должно быть семейство кривых в плотности (γ, γ_1) , параметром для которых является масса оболочки. По одну сторону кривой $(dm/dH_0) > 0$ и условие устойчивости для данной массы выполняется, по другую сторону $(dm/dH_0) < 0$ и равновесное решение неустойчиво. Задача позволяет получить аналитическое решение только для двух предельных моделей: а) $r_1 \rightarrow \infty$, $(H_0 r_0 / GM) \rightarrow 1$, б) $(r_1 - r_0) / r_0 = (H_0 r_0) / GM \ll 1$, т. е. для бесконечно протяженной и тонкой атмосферы.

Для модели а)

$$m = 4\pi \frac{\gamma-1}{4-3\gamma} \rho_0 r_0^3 \quad \gamma < \frac{4}{3} \quad (12)$$

$$m = \infty \quad \gamma > \frac{4}{3}$$

$$\left. \frac{\partial m}{\partial H_0} \right|_{r_0} = \frac{m}{H_0} \frac{4-3\gamma}{(\gamma-1)(5-4\gamma)} \quad \gamma < \frac{5}{4} \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial m}{\partial H_0} \right|_{r_0} = \infty \quad \gamma > \frac{5}{4}$$

В соответствии с этим имеем две различные области (рис. 1). В полосе $(5/4) < \gamma < (4/3)$ для устойчивости решения достаточно, чтобы в (9) коэффициент при $(\partial m / \partial H_0) |_{r_0}$ был положительным, что выполняется при условии

$$\gamma_1 > \frac{\gamma}{3(\gamma-1)}, \quad \frac{5}{4} < \gamma < \frac{4}{3}. \quad (14)$$

Для $\gamma < (5/4)$ получим из (11) с учетом (12), (13) неравенство

$$\gamma_1 > \frac{4}{3} \gamma, \quad \gamma < \frac{5}{4}. \quad (15)$$

Для иллюстрации приведем выражения полной, тепловой и гравитационной энергий оболочки

$$\begin{aligned}\varepsilon^a) &= -\frac{GMm}{r_0} \frac{(4-3\gamma)(\gamma-1)}{\gamma(3-2\gamma)}, \\ \varepsilon_i^a) &= \frac{GMm}{r_0} \frac{4-3\gamma}{\gamma(3-2\gamma)}, \\ \varepsilon_x^a) &= -\frac{GMm}{r_0} \frac{4-3\gamma}{3-2\gamma}.\end{aligned}\quad (16)$$

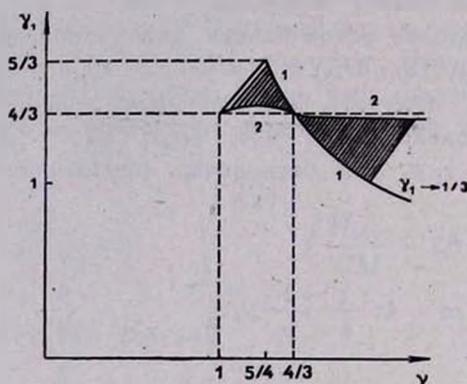


Рис. 1. Кривые, разделяющие область устойчивости (сверху) от области неустойчивости: 1 — для бесконечно протяженной атмосферы, 2 — для бесконечно тонкой атмосферы; линии для промежуточных моделей расположены в заштрихованных областях и пересекаются только в точке $\gamma = \gamma_1 = 4/3$.

Для тонкой атмосферы удобно ввести разложение по малой величине $\delta = (H_0 r_0 / GM) = 1 - (r_0 / r_1) \ll 1$. Ограничиваясь лишь линейными членами, для энергий имеем:

$$\begin{aligned}\varepsilon^{\delta)} &= -\frac{GMm}{r_0} \left[1 + \frac{2-\gamma}{2\gamma-1} \delta \right], \\ \varepsilon_i^{\delta)} &= \frac{GMm}{r_0} \frac{\delta}{2\gamma-1} \left[1 - \frac{4(\gamma-1)}{2\gamma-1} \delta \right], \\ \varepsilon_x^{\delta)} &= -\frac{GMm}{r_0} \left[1 - \frac{\gamma-1}{2\gamma-1} \delta \right].\end{aligned}\quad (17)$$

Для массы и ее производной имеем

$$m = 4\pi r_0^3 \left(\frac{GM}{r_0} \frac{\gamma-1}{K\gamma} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \delta^{\frac{1}{\gamma-1}} \left[1 + \frac{4(\gamma-1)}{2\gamma-1} \delta \right], \quad (18)$$

$$\frac{dm}{dH_0} = \frac{m}{H_0} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{\gamma_1} \left[\gamma_1 - \frac{4}{3} + 4 \frac{\gamma-1}{\gamma} \gamma_1 \left(1 - \frac{5}{3} \frac{\gamma}{\gamma_1(2\gamma-1)} \right) \right]. \quad (19)$$

Уравнение для границы, разделяющей устойчивую и неустойчивую области, можно записать в виде

$$\gamma_1 - \frac{4}{3} = \frac{4}{3} \frac{(\gamma - 1)(4 - 3\gamma)}{\gamma(2\gamma - 1)} \quad (20)$$

Отметим одну особенность: при $\gamma = 4/3$ из (11) следует, что для устойчивости необходимо и достаточно $\gamma_1 > 4/3$. Это означает, что для конфигурации с постоянным γ , у которой оболочка не гравитирует, имеет место тот же критерий устойчивости $\gamma > 4/3$, что и для полностью самогравитирующего объекта.

Ввиду того, что второй член в (11) при $\gamma > 5/4$ имеет более высокий порядок стремления к бесконечности, при $r_1 \rightarrow \infty$, в том числе и при $\gamma > 4/3$, когда $m \rightarrow \infty$, условие устойчивости (14) $\gamma_1 > (\gamma/3)(\gamma - 1)$ справедливо и для $\gamma > 4/3$.

В предыдущем рассмотрении принималась во внимание только упругость в ядре вещества, характеризуемая показателем адиабаты γ_1 . Для того, чтобы определить, какое распределение вещества в ядре необходимо, нужно решить детальную задачу об устойчивости в ядре. Если вещество в ядре (за исключением центральной части) расположено по закону $P \sim \rho^{\gamma_1}$, то вид распределения вещества в ядре можно получить из аналогии с самогравитирующим случаем [6], когда для устойчивости ядра нужно

$$\gamma_1 > \frac{8}{\frac{3}{\gamma_4} \left(\frac{3}{\gamma_4} - 1 \right) - \frac{1}{4}} \quad (21)$$

Для $\gamma_1 = \frac{1}{3}$ имеем $\gamma_4 \leq \frac{6}{\sqrt{95}} \sqrt{1 + \frac{1}{95}} - \frac{6}{95} \approx 0.55$, т. е. для устойчивости давление в ядре, упругость которого характеризуется показателем γ_1 , не должно спадать быстрее, чем $\rho^{0.55}$. При этом γ_1 было отождествлено с $\gamma_0 = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)$, соответствующее веществу ядра.

На самом деле такое отождествление справедливо лишь при $\gamma_1 = 4/3$, т. е. когда сжатие является гомологическим. Когда $\gamma_0, \gamma_1 \neq 4/3$, сжатие не является гомологическим и имеет [7] $\gamma_1 > \gamma_0$ для $\gamma_0 > 4/3$, $\gamma_1 < \gamma_0$ для $\gamma_0 < 4/3$, т. е. истинная упругость ядра характеризуется величиной $\gamma_0 > \gamma_1 = 1/3$ в предельном случае максимально стабилизирующей оболочки.

Для нахождения связи γ_1 (γ_0 , (ρ_0/ρ_c)) необходимо нахождение собственной функции радиальных колебаний ядра данной массы. При известной связи γ_1 и (γ_0 , ρ_0/ρ_c) можно найти и распределение энтропии по звезде, характеризующееся величиной γ_4 . Связь γ_0 и γ_4 по формуле (21) из [6] является в этом случае точной.

Полученные результаты можно использовать при рассмотрении устойчивости протяженных оболочек звезд типа красных гигантов, где разделение (на плотное ядро и разреженную оболочку) имеет реальный физический смысл.

Институт прикладной математики
АН СССР

ON THE PROBLEM OF STABILITY OF ADIABATIC ENVELOPES OF STARS

G. S. BISNOVATY-KOGAN, Ya. B. ZELDOVICH, N. I. SHAKURA

The stability of adiabatic envelopes with adiabatic index γ in the external field of the nucleus is investigated. For the case of hard core the condition of stability is $\gamma > 1$. The condition of stability is obtained also for the case of compressible core with, compressibility characteristic $\gamma_1 = \left(\frac{\partial \ln P_0}{\partial \ln \bar{\rho}} \right)$, where P_0 is the pressure on the boundary of the core, $\bar{\rho}$ — is the average density of the nucleus.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Paczynski, Acta Astr., 20, 47, 1970.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
3. Э. Э. Шноль, Астрон., ж., 46, 970, 1969.
4. Я. Б. Зельдович, Вопросы космогонии, 9, 1963.
5. И. М. Гельфанд, С. В. Фомин, Вариационное исчисление, физ.-мат. лит., 1961.
6. J. Irsner, Ap. and Space Sci., 7, 561, 1970.
7. Д. К. Надежин, Диссертация, МФТИ, 1964.

УСТОЙЧИВОСТЬ И РАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ
ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Ю. А. ВАРТАНЯН, А. В. ОВСЕПЯН, Г. С. АДЖЯН

Поступила 15 апреля 1971

С учетом эффектов общей теории относительности энергетическим методом рассмотрены пульсации вращающихся нейтронных звезд, находящихся вблизи точки потери устойчивости. Вычислены интегральные параметры и частота радиальных пульсаций для различных равновесных конфигураций. Показано, что вращение весьма незначительно изменяет период пульсаций стабильных нейтронных звезд. Результаты расчета приведены в табл. 1 и 2 и на рис. 2—5.

1. *Введение.* Численное интегрирование уравнений равновесия вращающихся сверхплотных конфигураций — белых карликов и барионных звезд в рамках общей теории относительности сопряжено с большими трудоемкими расчетами. В работе [1] для таких конфигураций во втором приближении по угловой скорости были вычислены интегральные параметры во всем интервале изменения плотности, в частности вычислена для вращающихся конфигураций кривая зависимости массы от центральной плотности. Задача еще более усложняется в случае рассмотрения радиальных пульсаций и устойчивости вращающихся сверхплотных конфигураций. В [2] рассмотрением уравнений общей теории относительности был развит вариационный метод нахождения частоты радиальных пульсаций релятивистских статических объектов, применением которого в [3, 4] вычислены для статических белых карликов и барионных звезд частоты радиальных пульсаций. Для вращающихся барионных звезд из-за математической сложности такая задача до сих пор не решена.

Однако для выявления физической сущности проблемы устойчивости сверхплотных конфигураций часто нет необходимости прибегать к вариационному принципу. Так, Я. Б. Зельдовичем было по-

казано [5], что и в релятивистской теории гравитации точка максимума кривой $M(\rho_c)$ соответствует потере устойчивости статических холодных конфигураций. С физической точки зрения для вычисления частот пульсаций весьма наглядным и удобным является энергетический метод [6, 7]. Основным преимуществом этого метода является его относительная математическая простота. Кроме того, аддитивность выражения энергии, к нахождению минимума которой и сводится энергетический метод, позволяет оценить относительный вклад той или иной части энергии в вопросе потери устойчивости. Этого зачастую невозможно заметить при численных интегрированиях в вариационном методе.

Энергетический метод оказывается особенно удобным при рассмотрении устойчивости и радиальных пульсаций вращающихся белых карликов [8, 9]. Здесь применимость метода оправдывается двумя обстоятельствами: а) для конфигураций, расположенных в окрестностях точки потери устойчивости (точка Чандрасекара), электронный газ в доминирующей части звезды ультрарелятивистский, что позволяет для распределения плотности воспользоваться функцией Эмдена с показателем политропы $n = 3$; б) эффекты общей теории относительности хотя и играют весьма важную роль для устойчивости белых карликов [10], но очень малы ($\varphi/c^2 \approx 10^{-8}$). Это позволяет рассматривать вклад общей теории относительности как малый поправочный член.

В случае барионных звезд оба эти обстоятельства отсутствуют. Действительно, в случае идеального нейтронного газа максимум массы (точка Оппенгеймера—Волкова) оказывается $M \approx 0.7 M_\odot$, а радиус $R \approx 10$ км [11, 12], откуда $r_g/R \approx 0.2$, параметр же релятивизма нейтронов $x_c = 0.82$ ($x_c = p_n/m_n c$, m_n и p_n — масса и импульс Ферми нейтронов в центре конфигураций у точки потери устойчивости). Поэтому для нейтронных звезд вообще нельзя использовать известные функции распределения, которые справедливы в предельных случаях для релятивистского ($n = 3$) и нерелятивистского ($n = 1.5$) газов. Правда, для получения качественных результатов можно воспользоваться этими распределениями. В частности, для невращающихся нейтронных звезд такой анализ подробно проведен в [7].

В предлагаемой работе делается попытка развить энергетический метод для рассмотрения устойчивости и основной частоты радиальных пульсаций вращающихся нейтронных звезд. Задача решается в первом приближении по релятивистским поправкам. Как было указано выше, эти поправки в случае нейтронных звезд немалы — они

порядка 10%. Поэтому ошибка, допускаемая при расчетах, того же порядка. Действительно, сравнение с результатами интегрирования точных релятивистских дифференциальных уравнений для невращающихся нейтронных звезд показывает, что результаты расчета, проведенного энергетическим методом, отличаются не более, чем на 10% (см. п. 3). Это позволяет надеяться, что и для вращающихся конфигураций ошибка, допускаемая при использовании энергетического метода, по сравнению с точными релятивистскими уравнениями—того же порядка. Конечно, весьма интересно рассмотреть эту задачу во втором приближении по релятивистским поправкам. Результаты такого расчета будут приведены отдельно.

2. *Основные уравнения.* В [9], используя метод, предложенный в [6], из закона сохранения энергии для сверхплотных конфигураций, совершающих радиальные пульсации, было получено

$$(\partial E / \partial y_c)_{S, M, K} = 0, \quad (1)$$

$$(y_c^2 / I_0) (\partial^2 E / \partial y_c^2)_{S, M, K} = \omega^2, \quad (2)$$

где E — полная энергия звезды, S — энтропия, M — масса, K — момент вращения, I_0 — момент инерции относительно центра звезды

$$I_0 = \int_0^{M_0} r^2 dm, \quad (3)$$

$y_c = n_c^{1/3}$, n_c — плотность числа нейтронов в центре конфигураций, ω — основная частота радиальных пульсаций. Условие (1) есть условие экстремума энергии (условие равновесия звезды), а (2) — условие минимума (условие устойчивости). Значению y_c , при котором $\omega^2 = 0$, соответствует критическое состояние, т. е. состояние потери устойчивости.

В данной работе мы рассматриваем модели звезд, состоящих из идеального вырожденного нейтронного газа. Конечно, в общем случае в звезде будут присутствовать кроме нейтронов и другие элементарные частицы [13], но их учет весьма незначительно изменяет общий характер уравнения состояния (зависимость давления от плотности). Для уравнения состояния более существенную роль играет учет взаимодействия между барионами [14, 15]. В [16, 17] было подробно исследовано влияние взаимодействия на интегральные параметры статистических барионных звезд. Однако при выяснении роли вращения в устойчивости барионных звезд достаточно ограничиться моделью идеального нейтронного газа.

В дальнейшем в качестве независимой переменной весьма удобно использовать величину $x = p_n/m_n c$, где m_n и p_n — масса и импульс Ферми нейтронов. Величина x с точностью до постоянного множителя совпадает с $y \equiv n^{1/3}$: $y = ax$, где $a = (3\pi^2)^{1/3} (\hbar/m_n c)$. Поэтому дифференцирование по y_c эквивалентно дифференцированию по x (x_c — значение параметра x в центре конфигураций), где

$$x = x_c \varphi(m), \quad (4)$$

m — текущее значение массы. В энергетическом методе функция $\varphi(m)$ предполагается одной и той же для всех конфигураций. Как уже было отмечено выше, в случае нейтронных звезд для распределения $\varphi(m)$ нельзя использовать известные функции распределения (как, например, в случае белых карликов). Для определения этой величины воспользуемся результатом численного интегрирования релятивистских дифференциальных уравнений равновесия (уравнения Толмена—Оппенгеймера—Волкова, „ТОВ“). Для давления P , плотности энергии ρ и плотности массы покоя $\rho_0 = m_n n$ идеального вырожденного нейтронного газа имеем [7, 18]

$$P = (1/3\pi) f(x). \quad (5)$$

$$\rho = (1/3\pi) (8x^3 \sqrt{1+x^2} - f(x)), \quad (6)$$

$$\rho_0 = (8/3\pi) x^3, \quad (7)$$

$$f(x) = x(2x^2 - 3) \sqrt{x^2 + 1} + 3 \ln(x + \sqrt{x^2 + 1}). \quad (8)$$

Здесь и в дальнейшем мы пользуемся системой единиц [11], при которой

$$c = G = 1, \quad m_n^4 c^3 / (32 \pi^2 \hbar^3) = 1/4\pi, \quad (9)$$

где G — гравитационная постоянная, c — скорость света, m_n и \hbar масса нейтрона и постоянная Планка, деленная на 2π . Для того, чтобы перейти к обычным единицам, необходимо массу умножить на 9.29 радиус на 13.7. При этом масса будет измеряться в массах Солнца, а радиус — в километрах.

С учетом (5)—(8) для статических нейтронных звезд уравнения „ТОВ“ можно представить в виде

$$dx/dr = -(x^2 + 1)(3u + 4r^3 f(x)) / [3xr(r - 2u)], \quad (10)$$

$$du/dr = 4r^3 [x(2x^2 + 1) \sqrt{x^2 + 1} - \ln(x + \sqrt{x^2 + 1})], \quad (11)$$

$$dm/dr = (32/3) r^2 \sqrt{r/(r - 2u)} x^3. \quad (12)$$

Задавая определенные начальные условия $x(0) = x_c$, $u(0) = 0$, $m(0) = 0$, эти уравнения численно интегрируются до значения $x(R) = 0$; при этом R отождествляется с радиусом нейтронной звезды, $u(R) = M$, $m(R) = M_0 = m_n N$, где M — масса звезды, а N — полное число нейтронов. Впервые уравнения „ТОВ“ для нейтронных звезд численно были проинтегрированы Оппенгеймером и Волковым [11]. В настоящее время при использовании ЭВМ численное интегрирование этих уравнений не представляет особой трудности. В результате численного интегрирования становится возможным для различных конфигураций определить зависимости $x(r)$, $u(r)$ и $m(r)$, а следовательно и вид функции $\varphi(\nu)$ (см. (4)), где $\nu = m/M_0$ ($0 \leq \nu \leq 1$). На рис. 1 показан вид этой функции для трех конфигураций с $x_c = 0.5$ ($M_0 = 0.611 M_\odot$); $x_c = 0.823$ ($M_0 = M_{0\max} = 0.738 M_\odot$) и $x_c = 1$ ($M_0 = 0.72 M_\odot$). Мы заме-

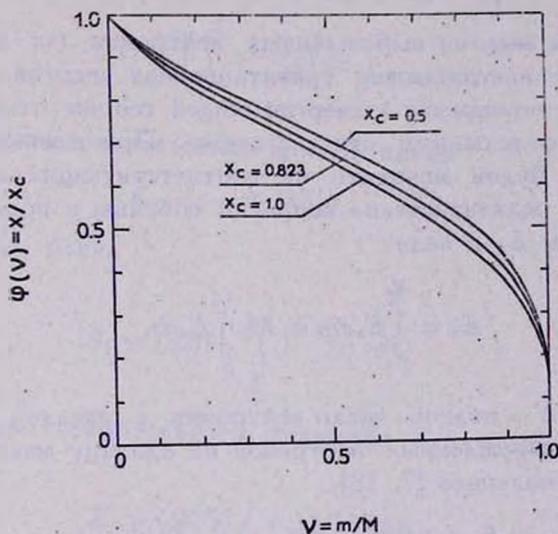


Рис. 1. Вид функции $\varphi(\nu) = (\rho_0/\rho_{0c})^{1/3}$ для трех различных конфигураций, расположенных в окрестностях максимума массы: $x_c = 0.5$ ($M_0 = 0.611 M_\odot$), $x_c = 0.823$ ($M_0 = M_{0\max} = 0.738 M_\odot$), $x_c = 1$ ($M_0 = 0.72 M_\odot$).

чаем, что в довольно широком интервале плотностей около точки максимума кривой $M(\rho_c)$ изменение функции $\varphi(\nu)$ весьма незначительно. Поэтому при рассмотрении задач, связанных с устойчивостью нейтронных звезд (т. е. при рассмотрении конфигураций, расположенных в окрестностях точки максимума массы), с весьма хорошей точностью для всех конфигураций можно использовать распределение $\varphi(\nu)$ для

максимальной массы статических нейтронных звезд. Нами это распределение использовано также для вращающихся нейтронных звезд. Это оправдано следующим обстоятельством. Даже в случае предельного вращения, когда начинается истечение массы с экватора вращающихся конфигураций, энергия вращения порядка одной десятой гравитационной энергии (см. п. 3), поэтому при нахождении параметров вращающихся конфигураций численным интегрированием дифференциальных уравнений вращение рассматривается как возмущение к статической задаче. Следовательно, для относительного распределения плотности можно также воспользоваться соответствующим распределением статических конфигураций.

В случае вращающейся холодной нейтронной звезды полная энергия может быть записана в виде

$$E = E_s + E_G + E_r + E_{\text{ото}}, \quad (13)$$

где E_s — полная энергия вырожденных нейтронов (за вычетом энергии покоя), E_G — ньютоновская гравитационная энергия, E_r — энергия вращения, $E_{\text{ото}}$ — поправки к энергии общей теории относительности. Рассмотрим в отдельности эти слагаемые. При вычислении первых трех членов мы будем исходить из соответствующих ньютоновских выражений; все релятивистские поправки собраны в последнем члене.

Представим E_s в виде

$$E_s = \int_0^{M_0} E_n dm = M_0 \int_0^1 E_n d\nu, \quad (14)$$

где $M_0 = m_0 N$ (N — полное число нейтронов в звезде), E_n — кинетическая энергия вырожденных нейтронов на единицу массы. Для этой величины легко получить [7, 18]

$$E_n = \sqrt{1+x^2} - 1 - f(x)/8x^3, \quad (15)$$

где $f(x)$ определяется соотношением (8). После подстановки для x выражения (4) E_s будет функцией только от x_c . Но в отличие от аналогичного выражения для белых карликов эта зависимость трансцендентная. Таким образом, для E_s имеем

$$E_s = M_0 F_1(x_c); \quad F_1(x_c) = \int_0^1 E_n d\nu. \quad (16)$$

Перейдем к рассмотрению ньютоновской гравитационной энергии, которая определяется соотношением

$$E_G = - \int_0^{M_0} (m/r) dm = - M_0^2 \int_0^1 (v/r) dv. \quad (17)$$

Имея в виду ньютоновское выражение для массы покоя в сфере толщиной dr

$$dm = 4\pi\rho_0 r^2 dr \quad (18)$$

и подставляя для ρ_0 соотношение (7), после интегрирования для $r(v)$ получим [7]

$$r(v) = (9/32)^{1/3} M_0^{1/3} x_0^{-1} \xi(v), \quad (19)$$

где

$$\xi(v) = \left(\int_0^v \varphi^{-3}(z) dz \right)^{1/3}. \quad (20)$$

Таким образом, окончательно для E_G имеем

$$E_G = - A_1 M_0^{5/3} x_c, \quad (21)$$

где постоянная A_1 равна

$$A_1 = (32/9)^{1/3} \int_0^1 \xi^{-1}(v) v dv. \quad (22)$$

Для энергии твердотельного вращения с угловой скоростью Ω имеем

$$E_r = (\Omega^2/3) I_0 = (3K^2/4I_0), \quad (23)$$

где K — момент вращения, а I_0 — момент инерции относительно центра

$$I_0 = \int_0^{M_0} r^2 dm = M_0 \int_0^1 r^2(v) dv. \quad (24)$$

Подставляя значение $r(v)$ из (19), для энергии вращения получим

$$E_r = (3/4) (32/9)^{2/3} \left(\int_0^1 \xi^2(v) dv \right)^{-1} M_0^{-5/3} x_c^2 K^2. \quad (25)$$

Выразим момент вращения K также через массу звезды M_0 и параметр x_c . Имеем

$$K = (2/3) \Omega I_0 = (2/3) (9/32)^{2/3} \int_0^1 \xi^2 (\nu) d\nu M_0^{5/3} x_c^{-2} \Omega. \quad (26)$$

Выберем для угловой скорости твердотельного вращения

$$\Omega = n \Omega_{\max} \quad (n^2 = 0; 0.25; 0.5; 0.81; 1.0), \quad (27)$$

где Ω_{\max} — максимально допустимая угловая скорость, при которой начинается истечение вещества с экватора

$$\Omega_{\max} = (M_0/R^3)^{1/2}, \quad (28)$$

R — радиус звезды. Эта величина определяется из соотношения (19)

$$R \equiv r(1) = (9/32)^{1/3} \xi(1) M_0^{1/3} x_c^{-1}. \quad (29)$$

С учетом (26)—(29) для K получим

$$K = (2/3) (9/32)^{1/6} \xi^{-3/2}(1) \int_0^1 \xi^2 (\nu) d\nu M_0^{5/3} x_c^{-1/2} n. \quad (30)$$

Здесь мы x_c заменили через x_c^* , чтобы выделить вклад момента вращения. Дело в том, что условия равновесия и устойчивости (см. соотношения (1)—(2)) находятся дифференцированием полной энергии при постоянном моменте вращения. Поэтому при дифференцировании необходимо рассматривать x_c как постоянную величину, в то время как при решении (1)—(2) эту величину необходимо отождествлять с x_c . Подставляя (30) в (25), окончательно для энергии вращения получим

$$E_r = A_2 M_0^{5/3} (x_c^*/x_c) n^2, \quad (31)$$

где постоянная A_2 равна

$$A_2 = (1/3) (32/9)^{1/3} \xi^{-3}(1) \int_0^1 \xi^3 (\nu) d\nu. \quad (32)$$

Наконец, рассмотрим вклад в выражение энергии общей теории относительности $E_{\text{отг}}$. Для этой величины в первом порядке по релятивистским поправкам можно получить [7]

$$E_{\text{ото}} = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5, \quad (33)$$

где

$$I_1 = - \int_0^{M_0} (E_n m / r) dm; \quad I_2 = - (1/2) \int_0^{M_0} (m^2 / r^2) dm;$$

$$I_3 = - \int_0^{M_0} \left[\left(\int_0^m E_n dm \right) / r \right] dm; \quad I_4 = \int_0^{M_0} \left[\left(\int_0^m (m/r) dm \right) / r \right] dm; \quad (34)$$

$$I_5 = - \int_0^{M_0} \left[\left(\int_0^m m r (dr/dm) dm \right) / r^4 \right] m dm,$$

E_n — определяется соотношением (15). В случае белых карликов, используя уравнение состояния для вырожденных релятивистских электронов, удастся все эти пять слагаемых свести к одному члену [7]. В случае нейтронных звезд также возможно произвести ряд преобразований: однако относительно сложный характер уравнения состояния (зависимость E_n от x трансцендентна (см. 15)) не позволяет существенно упростить выражение $E_{\text{ото}}$, поэтому мы будем при расчетах для этой величины использовать исходные соотношения (34). После подстановки для $r(v)$ соотношения (19) для $E_{\text{ото}}$ получим

$$E_{\text{ото}} = - a M_0^{5/3} x_c [F_2(x_c) + F_3(x_c)] - \\ - a^2 M_0^{7/3} x_c^2 [A_3/2 - A_4 + A_5/3], \quad (35)$$

где постоянные A_3 , A_4 , A_5 и a равны

$$A_3 = \int_0^1 |\nu/\xi(\nu)|^2 d\nu; \quad A_4 = \int_0^1 [\Phi_1(\nu)/\xi(\nu)] d\nu, \\ A_5 = \int_0^1 [\nu \Phi_2(\nu)/\xi^4(\nu)] d\nu; \quad a = (32/9)^{1/3}, \quad (36)$$

$\xi(\nu)$ определяется соотношением (20), $\Phi_1(\nu)$ и $\Phi_2(\nu)$ равны

$$\Phi_1(\nu) = \int_0^{\nu} (z/\xi(z)) dz, \quad \Phi_2(\nu) = \int_0^{\nu} [z/(\varphi^3(z) \xi(z))] dz, \quad (37)$$

а $F_2(x_c)$ и $F_3(x_c)$ равны

$$F_2(x_c) = \int_0^1 |\nu E_n(x)/\xi(\nu)| d\nu; \quad F_3(x_c) = \int_0^1 \left[\left(\int_0^{\nu} E_n(x) dz \right) / \xi(\nu) \right] d\nu. \quad (38)$$

Имея в виду (16), (21), (31) и (35), для полной энергии получим

$$E = F_1(x_c) M_0 - x_c [A_1 - A_2(x_c/x_c) n^2 + \alpha(F_2(x_c) + F_3(x_c))] M_0^{5/3} - \alpha^2 [A_3/2 - A_4 + A_5/3] x_c^2 M_0^{7/3}. \quad (39)$$

Дифференцируя это соотношение по x_c , из (1) и (2), соответственно, получим

$$2\alpha^2 [A_3/2 - A_4 + A_5/3] x_c M_0^{4/3} + [A_1 - 2A_2 n^2 + \alpha(F_2(x_c) + F_3(x_c) + F_2'(x_c) + F_3'(x_c))] M_0^{2/3} - F_1'(x_c)/x_c = 0, \quad (1')$$

$$\omega^2 = (x_c^2/A_0 M_0^{2/3}) \{F_1'(x_c) - F_1'(x_c) - x_c [-2A_2 n^2 + \alpha(F_2'(x_c) + F_3'(x_c) + F_2''(x_c) + F_3''(x_c))] M_0^{2/3} - 2\alpha^2 x_c^2 [A_3/2 - A_4 + A_5/3] M_0^{4/3}\}, \quad (2')$$

где постоянные α и A_i ($i=1, \dots, 5$) определяются соотношениями (22), (32) и (36), A_0 равно

$$A_0 = (9/32)^{2/3} \int_0^1 \xi^2(\nu) d\nu, \quad (40)$$

$F_i(x_c)$ ($i=1, 2, 3$) определяются соотношениями (16) и (38), $F_i'(x_c)$ ($i=1, 2, 3$) получаются из соответствующих значений $F_i(x_c)$ заменой $E_n(x)$ на $3f(x)/8x^3$, а $F_i''(x_c)$ из $F_i'(x_c)$ заменой $E_n(x)$ на $[3x^2/\sqrt{1+x^2} - 9f(x)/8x^3]$.

3. *Результаты численных расчетов.* Из соотношения (1) мы замечаем, что в рассматриваемом случае, когда задача решается в первом приближении по релятивистским поправкам, условие равновесия для нейтронных звезд (так же, как в случае белых карликов, [9]) свелось к квадратному уравнению относительно $M_0^{2/3}$. Придавая параметру x_c различные значения, что соответствует выбору различных центральных плотностей, из соотношения (1') вычисляем соответ-

ствующие значения массы покоя звезды M_0 . Подставляя из решения уравнения (1') значение M_0 и соответствующее ему значение x_c во второе уравнение, мы найдем для каждой равновесной конфигурации значение ω^2 . Вычисления проводились для значений $l=0, \dots$ (см. (27)). Вычисления были проведены на ЭВМ.

На рис. 2 показана зависимость массы от центральной плотности для различных угловых скоростей вращения, составляющих доли предельно допустимой. Линия aa' соответствует точкам максимума массы, а aa'' — точкам потери устойчивости, т. е. configura-

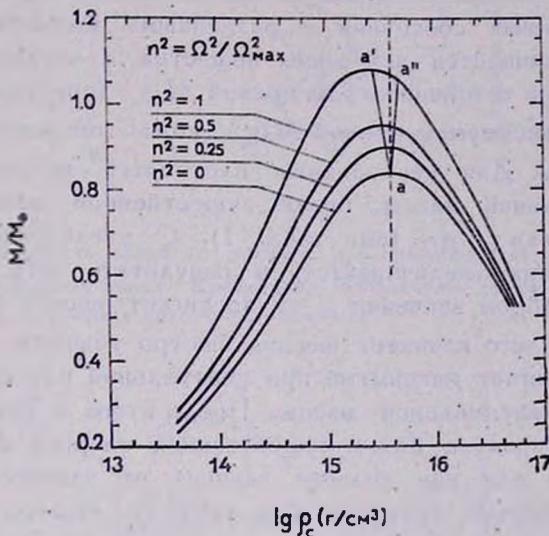


Рис. 2. Зависимость массы от центральной плотности для вращающихся нейтронных звезд. Линия aa' соответствует максимумам массы, а aa'' — точкам потери устойчивости.

циям, для которых $\omega^2 = 0$. Кривая $l = 0$ соответствует невращающимся равновесным нейтронным звездам, а $l = 1$ — вращающимся с максимальной угловой скоростью. Сравнение этих кривых с соответствующими кривыми, вычисленными интегрированием дифференциальных уравнений, показывает, что отклонение от точных расчетов не превосходит 10%. Так из интегрирования системы (10)–(12) для максимальной массы покоя и ей соответствующей центральной плотности имеем: $(M_0)_{\max} = 0.738 M_{\odot}$; $x_c = 0.823$ ($\rho_c = 3.00 \cdot 10^{15}$ г/см³). В нашем же случае $(M_0)_{\max} = 0.843 M_{\odot}$; $x_c = 0.922$ ($\rho_c = 4.11 \cdot 10^{15}$ г/см³). Это показывает, что уже первое приближение общей теории относительности является хорошим. Интересно отметить, что такое совпа-

дение с результатами интегрирования дифференциальных уравнений имеет место не только в области максимума $M(\rho_c)$, но и почти на всем интервале изменения центральной плотности для стабильных конфигураций.

На рис. 2 мы замечаем, что в случае вращающихся нейтронных звезд с $\Omega = \Omega_{\max}$, так же, как в случае белых карликов [9], точка потери устойчивости находится за максимумом кривой $M(\rho_c)$ (линия aa' расположена левее aa''). Это означает, что в случае вращающихся конфигураций в области плотностей, примыкающей к состоянию потери устойчивости, звезды с одной и той же массой покоя могут иметь по два устойчивых состояния с различными моментами вращения, при которых начинается истечение вещества с экватора. Тот факт, что точка потери устойчивости на кривой $M(\rho_c)$ (при условии $\Omega = \Omega_{\max}$) находится за максимумом кривой $M(\rho_c)$, можно объяснить следующим обстоятельством. Для центральных плотностей, меньших чем плотность максимальной массы, более существенной является энергия вращения, нежели $E_{\text{грав}}$ (см. табл. 1). С увеличением плотности энергия вращения увеличивается, в результате чего увеличивается и ω^2 . При некотором значении ρ_c ω^2 достигает своего максимального значения, после чего начинает весьма быстро убывать. Как видно из табл. 2, ω^2 достигает максимума при центральной плотности меньшей, чем плотность максимальной массы. После этого в уравнении устойчивости (2') становится более существенной энергия $E_{\text{грав}}$, которая отрицательна и так как сильнее зависит от плотности, то растет быстрее, чем энергия вращения (см. табл. 1). Поэтому ω^2 начинает уменьшаться. Однако, так как уже за счет вращения „накоплена“ определенная устойчивость, т. е. имеется запас положительной энергии, то ω^2 приравняется нулю за максимумом кривой $M(\rho_c)$.

На рис. 3 показана зависимость массы от радиуса для невращающихся ($\Omega = 0$) и вращающихся с предельной угловой скоростью ($\Omega = \Omega_{\max}$) нейтронных звезд. На кривых кружочком указано состояние максимальной массы, а крестиком — состояния потери устойчивости, рядом с которыми приводятся соответствующие им значения центральной плотности. Из рис. 3 видно, что для стабильных конфигураций при одной и той же массе покоя (полном числе барионов) в случае вращающихся звезд радиус оказывается больше, чем для статических конфигураций. Центробежные силы приводят к набуханию конфигураций.

На рис. 4 для устойчивых нейтронных звезд приводится зависимость квадрата частоты пульсаций от массы покоя. Кривая 1 от-

носится к невращающимся конфигурациям, а 2 — к вращающимся с $\Omega = \Omega_{\max}$. Точка возврата на кривой 2 соответствует максимуму кривой $M(\rho_c)$ вращающихся нейтронных звезд (см. рис. 2). Если по ве-

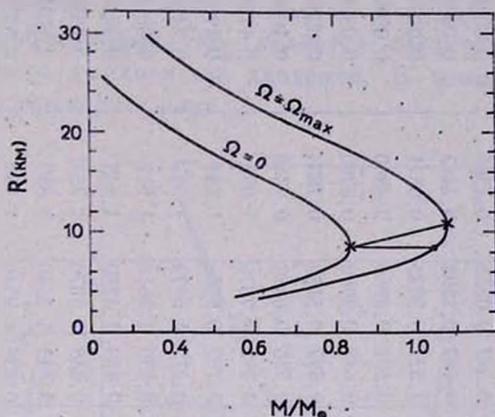


Рис. 3. Зависимость массы от радиуса для вращающихся ($\Omega = \Omega_{\max}$) и статических ($\Omega = 0$) нейтронных звезд. Крестиками обозначены состояния максимальной массы, кружочком — состояния потери устойчивости.

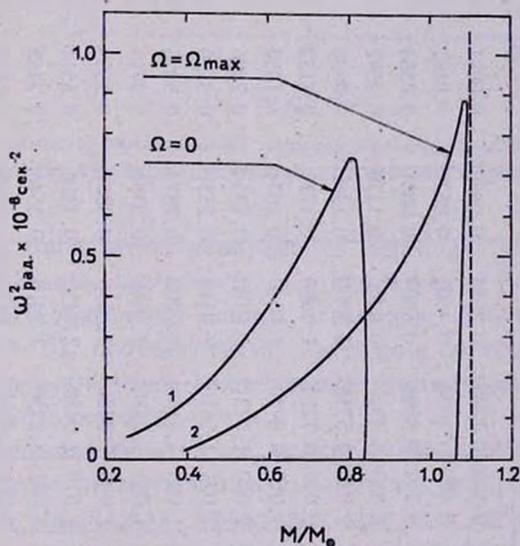


Рис. 4. Зависимость квадрата частоты радиальных пульсаций от массы для статических ($\Omega = 0$) и вращающихся нейтронных звезд ($\Omega = \Omega_{\max}$).

личие ω^2 судить о запасе устойчивости (удаленности от состояния потери устойчивости; $\omega^2 = 0$), то, как видно из рис. 4, для одного и

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТЯХ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ

x_c	Вращение с максимальной угловой скоростью								Без вращения				
	$\rho_c \cdot 10^{-15}$ г/см ³	M_0/M_\odot	$E_n \cdot 10^{-53}$ эрг	$-E_G \cdot 10^{-53}$ эрг	$E_r \cdot 10^{-53}$ эрг	$-E_{\text{ОТО}} \cdot 10^{-53}$ эрг	$T_p \cdot 10^3$ сек	$T_r \cdot 10^3$ сек	M_0/M_\odot	$E_n \cdot 10^{-53}$ эрг	$-E_G \cdot 10^{-53}$ эрг	$-E_{\text{ОТО}} \cdot 10^{-53}$ эрг	$T_p \cdot 10^3$ сек
0.30	0.142	0.574	0.1289	0.3085	0.0399	0.0091	1.722	2.604	0.382	0.0858	0.1565	0.0046	1.73
0.35	0.225	0.678	0.2088	0.4802	0.0622	0.0192	1.39	2.066	0.457	0.1394	0.2462	0.0098	1.41
0.40	0.336	0.772	0.3094	0.6807	0.0881	0.0354	1.17	1.640	0.527	0.2093	0.3571	0.0185	1.18
0.45	0.478	0.853	0.4310	0.9046	0.1170	0.0592	1.02	1.410	0.591	0.2956	0.4860	0.0317	1.03
0.50	0.656	0.921	0.5718	1.1300	0.1462	0.0908	0.904	1.210	0.648	0.3980	0.6280	0.0504	0.92
0.55	0.873	0.976	0.7220	1.1690	0.1710	0.1132	0.820	1.050	0.697	0.5152	0.7804	0.0753	0.839
0.60	1.134	1.019	0.8920	1.6040	0.2074	0.1830	0.759	0.920	0.738	0.6457	0.9364	0.1068	0.782
0.65	1.442	1.050	1.0721	1.8280	0.2364	0.2436	0.718	0.816	0.771	0.7876	1.092	0.1153	0.746
0.70	1.801	1.071	1.2610	2.0340	0.2630	0.3120	0.695	0.730	0.797	0.9386	1.243	0.1906	0.732
0.75	2.215	1.083	1.4150	2.2200	0.2872	0.3885	0.691	0.658	0.817	1.0972	1.387	0.2424	0.743
0.80	2.688	1.088	1.6510	2.3840	0.3084	0.4713	0.714	0.598	0.830	1.2610	1.521	0.3002	0.793
0.85	3.224	1.086	1.8480	2.5256	0.3267	0.5593	0.782	0.546	0.839	1.4280	1.643	0.3634	0.933
0.90	3.827	1.078	2.0430	2.6450	0.3420	0.6514	0.971	0.501	0.849	1.5970	1.753	0.4314	1.520
0.95	4.501	1.067	2.2350	2.7410	0.3546	0.7462	2.370	0.492	0.843	1.7660	1.850	0.5031	—
1.00	5.250	1.052	2.4240	2.8170	0.3645	0.8429	—	0.428	0.839	1.9340	1.934	0.5779	—
1.05	6.077	1.034	2.6070	2.8750	0.3720	0.9405	—	0.397	0.833	2.0990	2.005	0.6553	—
1.10	6.988	1.014	2.7840	2.9160	0.3773	1.0380	—	0.371	0.824	2.2630	2.065	0.7342	—
1.15	7.984	0.992	2.9540	2.9430	0.3806	1.1350	—	0.347	0.813	2.4220	2.113	0.8138	—
1.20	9.072	0.930	3.1180	2.9550	0.3823	1.2300	—	0.325	0.801	2.5770	2.150	0.8943	—

того же полного числа барионов (массе покоя) в случае вращения значение ω^2 меньше, чем для статических звезд. Для таких конфигураций можно утверждать, что вращение приводит к уменьшению запаса устойчивости. Однако при наличии вращения могут находиться в состоянии устойчивого равновесия массы, большие, нежели в случае статических конфигураций. Это является следствием сложения центробежных сил с градиентом давления. В этом смысле вращение играет стабилизирующую роль.

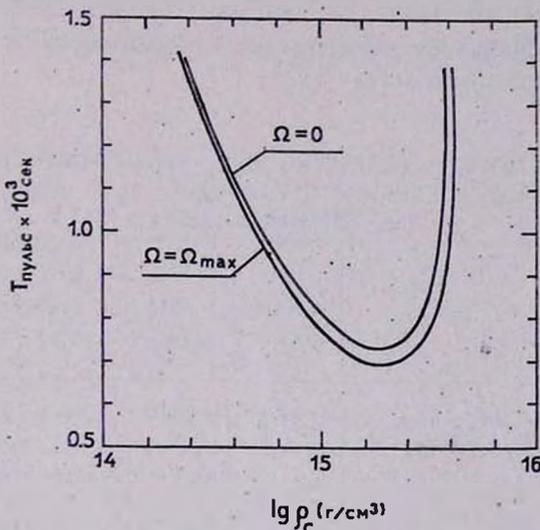


Рис. 5. Зависимость минимального периода пульсаций для статических ($\Omega=0$) и вращающихся ($\Omega=\Omega_{\max}$) нейтронных звезд от плотности в центре.

На рис. 5 приводится зависимость периода радиальных пульсаций от центральной плотности для статических ($\Omega=0$) и вращающихся ($\Omega=\Omega_{\max}$) нейтронных звезд. Значению плотности, при котором $T \rightarrow \infty$ ($\omega=0$), соответствует состояние потери устойчивости. Мы замечаем, что вращение лишь весьма незначительно изменяет период пульсаций статических звезд.

В табл. 1 в зависимости от центральной [плотности приводятся значения некоторых интегральных параметров вращающихся нейтронных звезд с $\Omega=\Omega_{\max}$. Для сравнения для тех же значений плотности приводятся данные для невращающихся конфигураций. В табл. 1 кроме значения массы приводятся также значения периодов пульсаций T_p и вращения T_g , гравитационной энергии E_{Gp} , энергии вырожденных нейтронов E_n , энергии вращения E_r и $E_{\text{отс}}$ — вклада общей теории относительности. Мы замечаем, что даже в случае предельного

вращения энергия вращения почти в восемь раз меньше гравитационной энергии, причем отношение энергии вращения к гравитационной энергии одно и то же для всех конфигураций (см. (21), (31)). В отличие от энергии вращения отношение $E_{\text{ото}}/E_G$ с увеличением массы растет. Так, если при $x_c = 0.5$ ($M_0 = 0.92 M_\odot$) это отношение равно 0.08, то в непосредственной окрестности точки потери устойчивости при $x_c = 0.9$ ($M_0 = 1.078 M_\odot$) оно достигает 0.245. При этом вначале энергия вращения превосходит $|E_{\text{ото}}|$, однако в дальнейшем эта величина быстро растет и при $x_c = 0.9$ уже почти вдвое превосходит энергию вращения. Именно такой быстрый рост $E_{\text{ото}}$ и приводит к потере устойчивости.

Таблица 2

СОСТОЯНИЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ, МАКСИМАЛЬНОЙ МАССЫ И МИНИМАЛЬНОГО ПЕРИОДА ПУЛЬСАЦИЙ ДЛЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Состояние потери устойчивости	$\Omega^2/\Omega_{\text{max}}^2$	0	0.25	0.5	0.81	1
	M_0/M_\odot	0.8431	0.8921	0.9449	1.0166	1.0645
	$\rho_c 10^{-15} \text{ г/см}^3$	4.115	4.236	4.3606	4.529	4.6158
Состояние с максимальной массой	M_{max}/M_\odot	0.8431	0.8930	0.9494	1.0305	1.0878
	$\omega 10^{-7} \text{ сек}^{-2}$	0	2.324	4.612	6.7505	7.557
	$\rho_c 10^{-15} \text{ г/см}^3$	4.115	3.827	3.457	3.0019	2.7901
Состояние с минимальным периодом пульсаций	$T_{\text{min}} = \frac{2\pi}{\omega_{\text{max}}} \cdot 10^4 \text{ сек}$	7.3715	7.214	7.112	6.982	6.904
	M_0/M_\odot	0.7999	0.8589	0.9234	1.0171	1.0794
	$\rho_c 10^{-15} \text{ г/см}^3$	1.8474	1.8949	1.919	2.0256	2.0423

В табл. 2 для различных значений $\Omega/\Omega_{\text{max}}$ приведены значения массы, ρ_c , ω и T_{min} для состояния потери устойчивости, состояния максимальной массы и минимального периода пульсаций.

Выражаем благодарность академику В. А. Амбарцумяну и профессору Г. С. Саакяну за обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

STABILITY AND RADIAL PULSATIONS OF THE ROTATING
NEUTRON STARS

Yu. L. VARTANIAN, A. V. HOVSEPIAN, G. S. HAJIAN

Radial pulsations of rotating cold neutron stars that are near the state of stability loss are studied by the energetic method. The effects of the general relativity are taken into account. The integral parameters and frequency of radial pulsations for different equilibrium configurations are calculated.

The results of calculations are shown in fig. 2—5 and in table 1 and 2.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. B. Hartle, K. S. Thorne, *Ap. J.*, 153, 807, 1968.
2. S. Chandrasekhar, *Ap. J.*, 140, 417, 1964.
3. D. W. Meltzer, K. S. Thorne, *Ap. J.*, 145, 514, 1966.
4. J. M. Bardeen, K. S. Thorne, D. W. Meltzer, *Ap. J.*, 145, 505, 1966.
5. Я. Б. Зельдович, *Вопросы космогонии*, 9, 232, 1963.
6. В. Ф. Дьяченко, Я. Б. Зельдович, В. С. Имшенник, В. В. Палейчик, *Астрофизика*, 4, 189, 1968.
7. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
8. В. С. Имшенник, Э. Ф. Сеидов, *Астрофизика*, 6, 301, 1970.
9. Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, *Астрофизика*, 6, 601, 1970.
10. С. А. Каплан, *Зап. Львовского ун-та*, 15, вып. 4, 101, 1949.
11. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, *Phys. Rev.*, 55, 374, 1939.
12. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрофизика*, 1, 3, 1965.
13. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 37, 193, 1960.
14. J. S. Levinger, L. M. Stapp, *Phys. Rev.*, 124, 916, 1961.
15. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, *Nuovo Cimento*, 30, 82, 1963.
16. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, *Астрон. ж.*, 41, 193, 1964.
17. S. Tsuruta, A. G. Sategor, *Can. J. Phys.*, 47, 2171, 1969.
18. С. Чандрасекар, *Введение в учение о строении звезд*, ИЛ, М., 1950.

КВАЗИРАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ
БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
В НЬЮТОНОВСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

В. В. ПАПОЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 26 марта 1971

Пересмотрена 5 июля 1971

Найдены частоты квазирadiaльных пульсаций вращающихся белых карликов и нейтронных звезд в рамках теории тяготения Ньютона. Получены критические, в смысле нарушения устойчивости, значения центральных плотностей для тех же моделей. Показано, что вблизи максимальных значений массы существует довольно узкий интервал центральных плотностей, которому соответствуют пары устойчивых, конфигураций с равными массами, но различными центральными плотностями.

1. В работах [1, 2] рассматривались вращающиеся модели равновесных белых карликов и нейтронных звезд в рамках ньютоновской теории тяготения. Результаты, полученные в [1, 2], приводят, в частности, к интересному заключению: максимум массы, как в случае белых карликов, так и в случае нейтронных звезд, при наличии вращения достигается при меньших, чем в отсутствие вращения, центральных плотностях. Известно, что центральные плотности, соответствующие максимумам массы статических конфигураций, являются критическими в смысле нарушения устойчивости, т. е. при этих плотностях частота малых колебаний обращается в нуль. Вращающаяся конфигурация с центральной плотностью, равной критической плотности статической конфигурации, будет стабильна из-за положительности связанных с вращением поправок к частоте осцилляций. Поэтому очевидно, что нарушение стабильности вращающейся конфигурации наступает при большей, чем в статическом случае центральной плотности. Таким образом, благодаря смещению максимумов массы вращающихся конфигураций в сторону меньших центральных плотностей, с одной стороны, и увеличению значения критической централь-

ной плотности, с другой, в окрестности максимумов массы вращающихся моделей имеются пары устойчивых конфигураций с одинаковыми массами, но разными центральными плотностями. Расчеты, выполненные в настоящей работе, показывают, что величина интервала центральных плотностей, которому соответствуют вышеуказанные парные решения, в основном определяется смещением максимумов массы, причем, так как влияние вращения существеннее для менее плотных объектов, обсуждаемый эффект заметнее в случае белых карликов.

Отметим, что если рассматривать последовательность моделей с постоянным вдоль кривой $M = M(\rho_c)$ полным моментом вращения, то устойчивость терялась бы при центральных плотностях, соответствующих максимальному значению массы. В данной работе полный момент вращения меняется вдоль кривой $M = M(\rho_c)$, поэтому потеря устойчивости происходит за максимумом массы.

2. Недавно предложен метод рассмотрения адиабатических квазирадиальных пульсаций малой амплитуды около равновесных состояний вращающихся релятивистских объектов [3]. Используя результаты [3], легко получить основные уравнения проблемы в ньютоновском пределе. В частности, уравнение, определяющее частоту малых колебаний, имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma^2 \int_0^{R_0} \rho_0 r^{2\xi} dr = 4 \int_0^{R_0} r^{\xi^2} \frac{dP_0}{dr} dr + \int_0^{R_0} \frac{P_0}{r^2} \left[\frac{d(r^{2\xi})}{dr} \right]^2 dr + \\ + \frac{2}{3} \Omega^2 \int_0^{R_0} \rho_0 r^{2\xi} \left(2r \frac{d\xi}{dr} - \xi \right) dr. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — плотность, P_0 — давление, R_0 — радиус, Ω — угловая скорость вращения, ξ — амплитуда пульсаций рассматриваемой модели, индексом „0“ снабжены значения вращающихся, но не пульсирующих конфигураций. Величины, необходимые для подсчета σ^2 , являются решениями системы следующих дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dm_0}{dr} = 4\pi\rho_0 r^2, \\ \frac{dP_0}{dr} = -\rho_0 \left(\frac{Gm_0}{r^2} - \frac{2}{3} \Omega^2 r \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Выберем $\xi = r + \lambda r^2$, тогда из (1) получим

$$\sigma^2 = \frac{I_4 + \lambda I_5 + \lambda^2 I_6 + \frac{2}{3} \Omega^2 (5I_1 + 12\lambda I_2 + 7\lambda^2 I_3)}{I_1 + 2\lambda I_2 + \lambda^2 I_3}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^{R_0} \rho_0 r^4 dr, & I_2 &= \int_0^{R_0} \rho_0 r^5 dr, & I_3 &= \int_0^{R_0} \rho_0 r^6 dr, \\ I_4 &= \int_0^{R_0} r (9\gamma P_0 r - 4Gm_0 \rho_0) dr, \\ I_5 &= \int_0^{R_0} 8r^2 (3\gamma P_0 r - Gm_0 \rho_0) dr, & (4) \\ I_6 &= \int_0^{R_0} 4r^3 (4\gamma P_0 r - Gm_0 \rho_0) dr, \\ \gamma &= \frac{\rho_0 dP_0}{P_0 d\rho_0}. \end{aligned}$$

Согласно вариационному принципу (см., например, [4]), значения пробной функции ξ и собственной частоты пульсаций σ^2 , удовлетворяющие основному уравнению (1), соответствуют тем значениям произвольного параметра λ , которые минимизируют выражение (3) для σ^2 . Поэтому, если для данных ρ_c и Ω найти решения (2), подсчитать интегралы (4), а также значения λ , соответствующие минимуму σ^2 , то задача будет решена.

3. Задача решена на ЭВМ „Наири-2“ для ряда центральных плотностей ρ_c в интервале от $\rho_c = 2.0 \cdot 10^8$ г/см³ до $\rho_c = 8.5 \cdot 10^{17}$ г/см³, охватывающем области белых карликов и нейтронных звезд. В качестве уравнения состояния белых карликов использовано полученное в [5] уравнение, учитывающее явление обратного β -распада. Для центральных областей нейтронных звезд использовалось уравнение состояния идеального вырожденного газа нейтронов [6]. При этом предполагалось, что нейтронная сфера окружена оболочкой, состоящей из голых ядер и вырожденного электронного газа, состояние которого описывается тем же, что и в случае белых карликов, уравнением, полученным в [5]. Результаты расчета представлены на рис. 1—4.

На рис. 1 показана зависимость квадрата частоты квазирадиальных пульсаций от центральной плотности. Сплошная кривая относится к случаю $\Omega = 0$, пунктирная — к случаю вращения с максимально

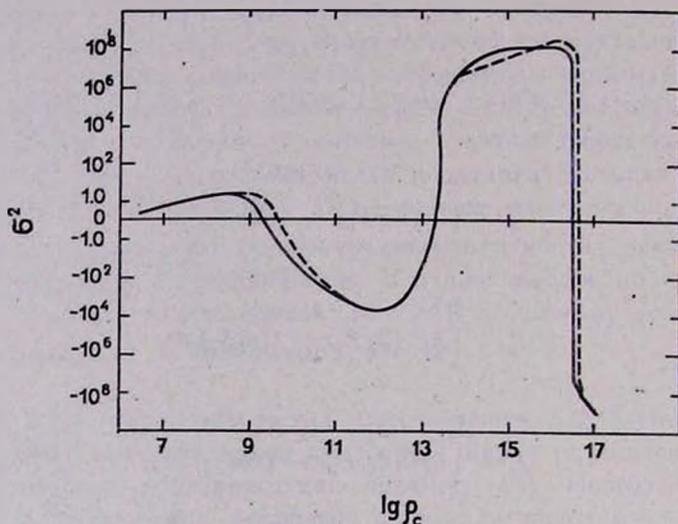


Рис. 1. Зависимость квадрата частоты пульсаций σ^2 ($1/\text{сек}^2$) от центральной плотности ($1/\text{см}^3$). На оси абсцисс — $\lg \rho_c$. Пунктирная кривая относится к вращающимся конфигурациям. Сплошная — к случаю отсутствия вращения.

возможной без истечения вещества угловой скоростью $\Omega = \Omega_{\text{max}}$. Точки пересечения обеих кривых с осью абсцисс дают критические значения центральных плотностей, при которых нарушается стабиль-

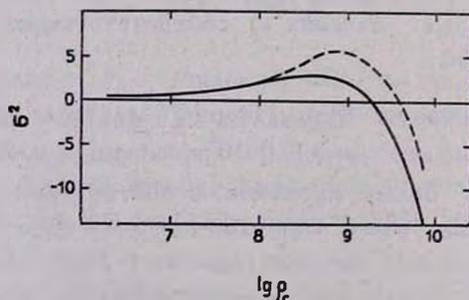


Рис. 2. Зависимость σ^2 ($1/\text{сек}^2$) от центральной плотности ($1/\text{см}^3$) для белых карликов. На оси абсцисс — $\lg \rho_c$.

ность. Область центральных плотностей, соответствующая положительным значениям σ^2 — область конфигураций, устойчивых относи-

тельно квазирадиальных пульсаций. Уже на этом рисунке видно, во-первых, смещение критических, в смысле нарушения устойчивости центральных плотностей вращающихся белых карликов и нейтронных звезд в сторону больших значений и, во-вторых, увеличение собственных частот пульсаций вращающихся моделей по сравнению с частотами статических конфигураций вблизи точки потери устойчивости. Это становится нагляднее на более подробных рис. 2 (белые карлики) и рис. 3 (нейтронные звезды), которые изображают ту же, что и на рис. 1, зависимость вблизи точек потери устойчивости. Критическая по отношению к потере устойчивости центральная плотность для вращающихся белых карликов оказывается равной $3.715 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, а в отсутствие вращения $1.978 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Значения аналогичных величин для нейтронных звезд есть $3.981 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ и $3.709 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ соответственно.

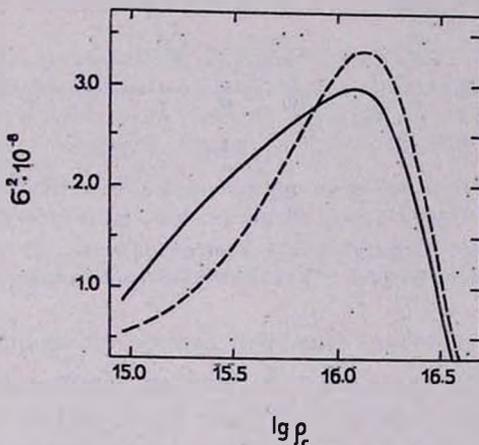


Рис. 3. Зависимость τ^2 ($1/\text{сек}^2$) от центральной плотности (г/см^3) для нейтронных звезд. На оси абсцисс — $\lg \rho_c$.

На рис. 4 показана зависимость массы вращающейся конфигурации от центральной плотности (верхняя кривая). Для сравнения приводится та же зависимость в отсутствие вращения (нижняя кривая). В области белых карликов, так же, как и в области нейтронных звезд максимальные значения массы вращающихся моделей смещены в сторону меньших центральных плотностей. Для вращающихся белых карликов максимум массы достигается при $\rho_c = 10^9 \text{ г/см}^3$, а в отсутствие вращения при $\rho_c = 2.1 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Для нейтронных звезд — при $\rho_c = 3.162 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ и $\rho_c = 3.981 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ соответственно.

Итак, для вращающихся моделей в области обоих максимумов массы существует довольно узкий интервал центральных плотностей, которому соответствуют пары устойчивых конфигураций с равными массами, но различными центральными плотностями. В этой области возможны переходы между состояниями с равными массами, причем из-за компактности моделей с большими центральными плотностями эти переходы сопровождаются высвобождением энергии вращения, за

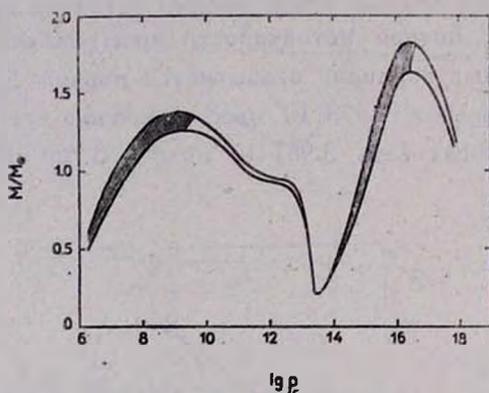


Рис. 4. Зависимость массы от центральной плотности. На ось ординат масса в единицах массы Солнца. На оси абсцисс — $\lg \rho_c$ (ρ_c в $1/\text{см}^3$). Верхняя кривая относится к вращающимся конфигурациям. Заштрихованная область заполнена устойчивыми моделями, вращающимися с разными угловыми скоростями от 0 до $\Omega = \Omega_{\text{max}}$.

счет разницы в величине угловых скоростей вращения. При переходах в области карликов высвобождается энергия порядка 10^{48} эрг, а в области нейтронных звезд — 10^{52} эрг. Если такой переход происходит достаточно быстро, то высвобожденная энергия может объяснить взрывные явления типа вспышек сверхновых. Если же он происходит медленно, то этой энергии достаточно для обеспечения наблюдаемой мощности излучения пульсаров в течение 10^{10} лет, независимо от того, с какой из вращающихся моделей (белый карлик или нейтронная звезда) будут сопоставлены пульсары.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за обсуждения, Г. Г. Арутюнян за обсуждения и большую помощь в проведении численных расчетов.

QUASIRADIAL PULSATIONS OF ROTATING WHITE DWARFS
AND NEUTRON STARS IN NEWTON'S THEORY OF GRAVITY

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

The frequencies of quasiradial pulsations of rotating white dwarfs and neutron stars in the frame of Newton's theory of gravity are calculated. The critical values of the central density in the sense of dynamical unstability are obtained. It is shown that near the maximum values of masses there are regions, where pairs of stable configurations with the same masses but different central densities exist.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 39, 101; 40, 87, 1968.
2. В. В. Папоян, Кандидатская диссертация, ЕрГУ, 1968.
3. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрон. ж. 1971, (в печати).
4. В. Р. Digneу, I. W. Roxburgh, Proc. R. Soc., 296 A, 189, 1967.
5. Г. С. Сиакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.
6. S. Chandrasekhar, M. N., 95, 207, 1935.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ
ОБОЛОЧКИ ВО ВРЕМЯ КОЛЛАПСА
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ

П. Р. АМНУЭЛЬ, О. Х. ГУСЕЙНОВ, Ф. К. КАСУМОВ

Поступила 23 декабря 1969

Пересмотрена 15 июля 1971

Рассмотрен коллапс вращающейся звезды. Ротационная неустойчивость приводит к отделению от ядра оболочки малой массы. С учетом релятивистских эффектов масса оболочки составляет не более 4% полной массы звезды. Для образования более массивных оболочек необходимо привлечь иные механизмы.

В последнее время появились попытки объяснить вспышки Сверхновых выбросом массивной оболочки, образующейся при коллапсе вращающейся звезды [1]. Причина образования оболочки—ротационная неустойчивость, возникающая при коллапсе. В связи с этим мы попытаемся ниже оценить массу оболочки, образующейся при нетвердотельном коллапсе вращающейся звезды, в рамках релятивистской теории (нетвердотельность вращения звезды при коллапсе связана с тем, что за время коллапса силы трения совершенно не успевают восстановить твердотельность).

Очевидно, что масса оболочки максимальна, если истечение начинается одновременно со срывом звезды в коллапс. Рассмотрим движение частицы, находившейся в момент срыва на расстоянии R_x от центра звезды в ее экваториальной плоскости. Частица движется в поле массы M_x , находящейся внутри радиуса R_x . Чтобы найти M_x , а также вращательный момент K_x внутри сферы R_x , необходимо задать распределение вещества в звезде. В работе [2] показано, что задание плотности в виде

$$\rho = \rho_c (1 - x)^n, \quad (1)$$

(ρ_c — центральная плотность, $x = R_x/R_0$, R_0 — полный радиус звезды) достаточно близко к политропе. В момент срыва, когда γ близко к $4/3$, для n , согласно [2], имеем $n = 4.924$, и тогда

$$\frac{M_x}{M_0} = z = 1 - (1-x)^{5.924} (1 + 5.924x + 20.5x^2) \quad (2)$$

$$\frac{K_x}{K_0} = 1 - (1-x)^{5.924} (1 + 5.924x + 20.5x^2 + 47.3x^3 + 105.6x^4), \quad (3)$$

где M_0 и K_0 — масса и момент вращения звезды в точке срыва.

Частица, двигаясь в шварцшильдовском поле, создаваемом массой M_x , достигает минимального (или максимального) расстояния от центра, если выполнено условие [3]:

$$E^2 = \left(1 - \frac{1}{r}\right) \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right), \quad (4)$$

где E — энергия частицы, включая энергию покоя (в единицах mc^2), a — момент частицы (в единицах mcR_g), r — расстояние от центра (в единицах R_g), где $R_g = 2GM_0/c^2$, c — скорость света, G — постоянная тяготения. Выражение для $a = (\omega_0 R_x^2)/(cR_g)$ (ω_0 — угловая скорость вращения звезды в момент срыва) с учетом твердотельности вращения звезды до срыва $\omega_0 = K_0/(\eta M_0 R_0^2)$ принимает вид:

$$a = \frac{K_0 c}{2\eta GM_0^2} x^2 = 5.348 x^2, \quad (5)$$

где $\eta = 0.091$ при $\gamma = 4/3$.

Что касается R_x , то в единицах гравитационного радиуса звезды R_g будет

$$R_x = \frac{R_0 c^2}{2GM_0} x = 58.241 x, \quad (6)$$

здесь $K_0/M_0^2 = 2.16 \cdot 10^{-18}$ и $R_0/M_0 = 8.63 \cdot 10^{-27}$ (см. [2]).

Наконец

$$E^2 = \left(1 - \frac{0.01717}{x}\right) (1 + 8.438 \cdot 10^{-3} x^2). \quad (7)$$

Задавая положение точки x в момент срыва, легко найдем a из (5) и E из (7) — величины, сохраняющиеся во время движения. Решив далее (4) относительно r , найдем нижнюю точку поворота, то есть для произвольного x — минимальное расстояние частицы от центра массы.

Поставим задачу иначе: определим такое x_{\min} , что при $x < x_{\min}$ вообще нет устойчивых орбит, и частицы при $x < x_{\min}$ неизбежно уходят в коллапс. При $x \geq x_{\min}$ возможен поворот и уход частиц в образующуюся оболочку. Задание x_{\min} определит z_{\min} , то есть минимальное в данной постановке задачи значение массы коллапсирующей части звезды и, следовательно, максимальную массу образующейся оболочки. Последнюю устойчивую орбиту мы получим тогда, когда частица попадает в точку поворота, находясь в максимуме энергетической кривой.

Для точки максимума энергетической кривой имеем, исходя из экстремума (4):

$$r = a^2 - a\sqrt{a^2 - 3}. \quad (8)$$

Подставляя (8) и (5) в (4), получаем для энергии

$$E^2 = \left(1 - \frac{1}{5.348 x^2 (5.348 x^2 - \sqrt{28.606 x^4 - 3})}\right) \times \\ \times \left(1 + \frac{1}{(5.348 x^2 - \sqrt{28.606 x^4 - 3})^2}\right). \quad (9)$$

Теперь, приравнявая значения E из (9) и (7), получаем для x единственное значение $x = 0.603$. При этом $E^2 = 0.974$, $a = 1.948$ и $z = 0.96$. Нижняя точка поворота $r = 2.06$.

Таким образом, величина коллапсирующей массы не меньше 96% первоначальной массы, то есть масса оболочки не превышает 4% M_0 . Напомним еще раз приближения, в которых решена задача:

1. Твердотельность вращения исчезает в момент срыва звезды;
2. Распределение вещества сферически-симметрично и задается в виде (1);

3. Пробная частица движется в экваториальной плоскости;

4. Не учтены никакие другие эффекты, которые смогли бы увеличить массу оболочки.

Внутренние частицы быстрее достигают своих точек поворота. Как только частица, находящаяся в момент срыва на $x = 0.603$, достигает своей точки поворота, образуется движущаяся наружу ударная волна, которая может передать на внешние слои энергию порядка 10% полной энергии вращения. При этом некоторая масса (а возможно, и вся оболочка) может быть сброшена на далекое расстояние от звезды. Оставшаяся часть оболочки скорее всего через некоторое время тоже сколлапсирует.

Если в процессе коллапса образуется нейтронная звезда (или белый карлик), рассмотренный механизм образования оболочки не может дать точных значений массы из-за необходимости учета торможения коллапса. Звезда и оболочка в течение некоторого времени колеблются, и не исключена возможность большого энергетического выхода типа Сверхновой при диссипации энергии колебаний. Если нейтронная звезда (или белый карлик) обладает магнитным полем то оболочка может быть сброшена механизмом „магнитной накачки“ [4, 5].

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE RELATIVISTIC EFFECTS AT THE ENVELOPE'S FORMATION IN THE TIME OF THE COLLAPSE OF A ROTATING STAR

P. R. AMNUEL, O. H. GUSEINOV, F. K. KASUMOV

The collapse of rotating star is considered. The rotational instability leads to separation of the envelope of a small mass. The mass of envelope with account of relativistic effects is less than 4% of total mass of the star. A different mechanisms must be attracted to explain of the envelopes of a great masses.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Бисноватый-Козан, *Астрон. ж.*, 47, 813, 1970.
2. О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, *Астрон. ж.*, 48, № 3, 1971.
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
4. Н. С. Кардашев, *Астрон. ж.*, 41, 807, 1964.
5. Н. С. Кардашев, *Астрон. ж.*, 47, 465, 1970.

ЧИСЛО СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В
КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ ЕГО ПЛОТНОСТИ

А. М. РЕЗИКЯН

Поступила 6 апреля 1971

С помощью статистической модели Томаса—Ферми рассчитано число образовавшихся свободных электронов в веществе вследствие роста плотности. Расчеты проведены для элементарного шара Вигнера—Зейтца и пригодны для плотностей до $2 \cdot 10^8$ $1/\text{см}^3$, имеющих место в звездах вплоть до некоторых белых карликов.

1. *Введение.* Как хорошо известно, в отличие от квантомеханического метода, статистический метод Томаса—Ферми (ТФ) менее точен, однако более прост для применения. Метод ТФ применяется не только к свободным атомам и ионам, но и к конденсированным веществам [1]. Впервые Слетер и Крутте дали статистическую теорию вещества, находящегося под высоким давлением [2]. Позже статистический метод был далее развит, была учтена обменная поправка [3—5]. Квантовые и другие поправки ввели Киржниц, Компанеев, Павловский, Калиткин [6]. Однако они не рассматривали область высоких давлений.

Ограничимся рассмотрением сферически симметричных атомов, следовательно, будем пользоваться элементарным шаром Вигнера—Зейтца. Кроме этого, для простоты не будут учтены поправки к статистическому методу ТФ, так как здесь считаются важными физические аспекты решения поставленной задачи.

Обычно, применяя статистический метод ТФ к атому или элементарному шару Вигнера—Зейтца, считают, что электроны, находящиеся в потенциальном поле ядра, свободны [1]. Однако для элементарного шара уместно ставить вопрос о том, какая доля этих электронов

удерживается вокруг ядра ядерным электрическим полем и какая часть—внешним давлением, приложенным к элементарному шару. Таким образом, имеется в виду то, что некоторые электроны элементарного шара могут обладать столь большой кинетической энергией, что им нетрудно преодолеть потенциальное поле ядра и перейти из одного элементарного шара в другой. Это означает, что речь идет о разделении электронов элементарного шара на внутренние, удерживаемые ядерным электрическим полем, и свободные в обычном понимании, как это имеет место для электронов металла. Число свободных электронов, приходящих на один элементарный шар, зависит от внешнего давления, так как с ростом давления растет кинетическая энергия электронов, соответственно растет и число свободных электронов.

Исходя из приведенных соображений, ниже будет определено число свободных электронов в веществе в зависимости от высокой плотности.

2. *Степень внутренней ионизации вещества.* Полная энергия электрона ε , имеющего импульс P и находящегося в потенциальном поле ядра на расстоянии r от него, будет

$$\varepsilon = \frac{P^2}{2m} - eV, \quad (1)$$

где e , m — заряд и масса электрона, а V — потенциал. Если кинетическая энергия электронов максимальна, то $P = P_\mu$ и из (1)

$$\varepsilon_\mu = \frac{P_\mu^2}{2m} - eV. \quad (2)$$

Из (1) и (2), исключая eV , получим выражение (1) в новом виде:

$$\varepsilon = \frac{1}{2m} (P^2 - P_\mu^2) + \varepsilon_\mu. \quad (3)$$

Для элементарного шара ε_μ будет определен ниже. К элементарному шару применим обозначения ТФ

$$eV - eV_0 = \frac{e^2 Z \varphi(x)}{\mu x}, \quad x = \frac{r}{\mu}, \quad (4)$$

$$\mu = \frac{1}{4} \left(\frac{9\pi^2}{2Z} \right)^{\frac{1}{3}} a_0, \quad a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2},$$

где Z — порядковый номер элемента, $\varepsilon_\mu = -eV_0$ — максимальная энергия электрона, V_0 — наивысший потенциал элементарного шара или химический потенциал [7].

Величину ε_μ легко определить. Действительно, так как элементарный шар электрически нейтрален, то на его границе $x = x_0$ потенциал V должен равняться нулю. Поэтому из (4) получим [8]

$$-eV_0 = \frac{e^2 Z}{\mu} \frac{\varphi(x_0)}{x_0} = \varepsilon_\mu. \quad (5)$$

На основании (5) выражение (4) можно переписать в виде

$$eV = \frac{e^2 Z}{\mu} \left(\frac{\varphi(x)}{x} - \frac{\varphi(x_0)}{x_0} \right). \quad (6)$$

Число электронов в единице объема, импульс которых лежит в интервале $P, P + dP$ и соответственно энергия в интервале $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ будет [1, 7].

$$dn = \frac{8\pi}{h^3} P^2 dP. \quad (7)$$

Подставляя сюда из (1) найденное P , получим

$$dn = \frac{4\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} (\varepsilon + eV)^{\frac{1}{2}} d\varepsilon, \quad (8)$$

где $n = n(\varepsilon, r)$, $V = V(r)$.

Для определения плотности электронов, а также для последующего необходимо иметь в виду, что кинетическая энергия электронов элементарного шара изменяется от нулевого значения до максимального и равного $P_\mu^2/2m$. Поэтому, интегрируя (8), мы должны выбрать пределы следующим образом: при $P = 0$ из (1) получим $\varepsilon_0 = -eV$, а при $P = P_\mu$ из (3) $\varepsilon_1 = \varepsilon_\mu = -eV_0$. Тогда (8) дает

$$n(\varepsilon_1, r) = \rho = \frac{8\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{3h^3} (eV - eV_0)^{\frac{3}{2}}. \quad (9)$$

Используя (4), получим окончательно

$$\rho = \frac{Z}{4\pi\mu^3} \left(\frac{\varphi(x)}{x} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (10)$$

Таким образом, получили известное выражение ТФ.

Определим теперь плотность внутренних электронов, исходя из следующего представления. Все те электроны, у которых кинетическая энергия меньше или равна потенциальной энергии eV , будут

связаны с ядром. Максимальная энергия внутренних электронов ε_2 определится из условия

$$eV = \frac{P^2}{2m},$$

что, согласно (1), даст $\varepsilon_2 = 0$. Итак, плотность внутренних электронов определится из (8).

$$n(\varepsilon_2, r) = \rho_B = \frac{4\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \int_{-eV}^0 (\varepsilon + eV)^{\frac{1}{2}} d\varepsilon = \frac{8\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{3h^3} (eV)^{\frac{3}{2}}, \quad (11)$$

что, согласно (6), даст

$$\rho_B = \frac{Z}{4\pi\mu^3} \left(\frac{\varphi(x)}{x} - \frac{\varphi(x_0)}{x_0} \right). \quad (12)$$

Функция $\varphi(x)$ удовлетворяет известному дифференциальному уравнению ТФ

$$\varphi'' = -\frac{1}{\sqrt{x}} \varphi^{\frac{3}{2}}. \quad (13)$$

Применительно к элементарному шару граничные условия будут следующими [1]:

$$\begin{aligned} x = 0, \quad \varphi(0) &= 1, \\ x = x_0, \quad x_0\varphi'(x_0) - \varphi(x_0) &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Зная ρ и ρ_B , легко определить плотность свободных электронов ρ_c из очевидного соотношения

$$\rho = \rho_c + \rho_B. \quad (15)$$

Подставляя в (15) соответствующие выражения из (10) и (12), получим плотность свободных электронов в окончательном виде

$$\rho_c = \frac{Z}{4\pi\mu^3} \left[\left(\frac{\varphi(x)}{x} \right)^{\frac{3}{2}} - \left(\frac{\varphi(x)}{x} - \frac{\varphi(x_0)}{x_0} \right)^{\frac{3}{2}} \right]. \quad (16)$$

Для определения степени внутренней ионизации обозначим число внутренних электронов в элементарном шаре через N , тогда число свободных электронов будет $Z - N$, что, очевидно, равно

$$Z - N = 4\pi \int_0^{x_0} \rho_c r^2 dr = 4\pi\mu^3 \int_0^{x_0} \rho_c x^2 dx. \quad (17)$$

Используя (16), получим

$$q = \int_0^{x_0} \left| \left(\frac{\varphi(x)}{x} \right)^{\frac{3}{2}} - \left(\frac{\varphi(x)}{x} - \frac{\varphi(x_0)}{x_0} \right)^{\frac{3}{2}} \right| x^2 dx, \quad (18)$$

где

$$q = \frac{Z - N}{Z}.$$

В отличие от степени ионизации свободного атома величину q назовем степенью внутренней ионизации. Отличие от обычной ионизации состоит в том, что здесь ионизуется атом в конденсированном веществе, и поэтому оторванные от атома электроны остаются в окружении ядра, сохраняя его нейтральность, тогда как ионизованный свободный атом приобретает положительный заряд.

Выражение (18) можно упростить. С помощью дифференциального уравнения (13) первый интеграл берется

$$\int_0^{x_0} \left(\frac{\varphi(x)}{x} \right)^{\frac{3}{2}} x^2 dx = x_0 \varphi'(x_0) - \varphi(x_0) + 1,$$

что, согласно второму условию (14), равно единице. Таким образом (18) перепишем в виде

$$q = 1 - \int_0^{x_0} \left(\frac{\varphi(x)}{x} - \frac{\varphi(x_0)}{x_0} \right)^{\frac{3}{2}} x^2 dx. \quad (19)$$

Представляет интерес также величина α , определяющая концентрацию свободных электронов.

$$\alpha = \frac{\rho_e}{\rho}, \quad (20)$$

что с помощью (10) и (16) даст

$$\alpha = 1 - (1 - K)^{\frac{3}{2}}, \quad K = \frac{\varphi(x_0)}{\varphi(x)} \frac{x}{x_0}. \quad (21)$$

Как следует из выражений (18) и (19), степень внутренней ионизации q в приближении ТФ является универсальной величиной, не зависящей от рода вещества в явном виде.

Зависимость q от x_0 приведена на рис. 1, причем, выражение (19) рассчитано совместно с дифференциальным уравнением (13) с помощью вычислительной машины „Раздан-2“. На рис. 1 видно, что

с повышением плотности (т. е. с уменьшением x_0) степень внутренней ионизации растет и при $x_0 = 0$ стремится к единице. Причем, если n_1 — число атомов в единице объема, то

$$x_n^3 = \frac{3}{4\pi\mu^3} \frac{1}{n_1}$$

Известно, что статистический метод ТФ не применим к металлам без внешнего давления вследствие отсутствия устойчивости. Тем не менее, мы попытались сравнить значения величины q , приведенные на рис. 1, с реальными q металлов, без внешнего давления. При этом число свободных электронов, приходящих на один ион металла,

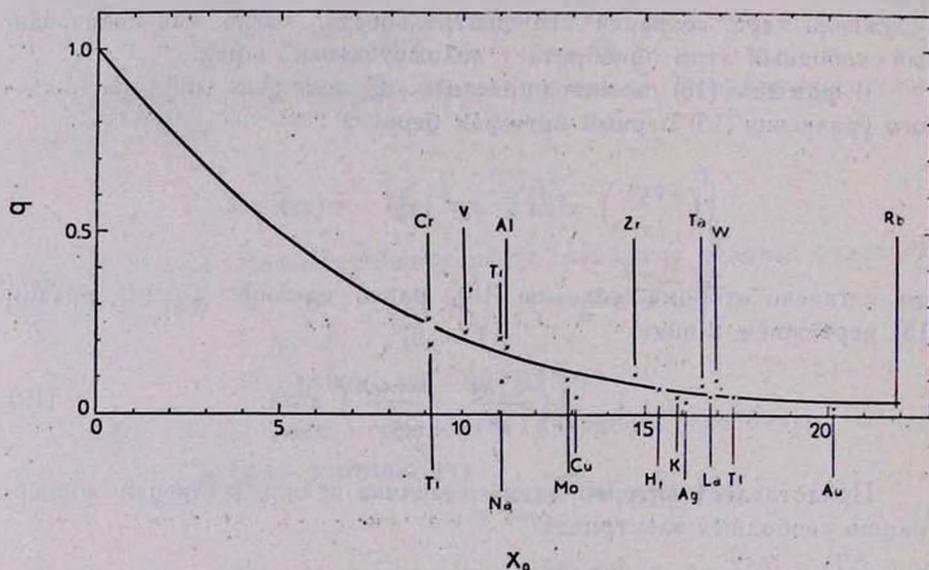


Рис. 1.

принято равным его химической валентности, а x_0 определялся с помощью постоянных решетки по данным [9]. Как и следовало ожидать, существуют отклонения реальных значений от теоретической кривой. Так как экспериментально определенные значения чисел свободных электронов несколько ниже химической валентности, то указанный разброс должен быть больше.

На рис. 2 приведенные кривые рассчитаны по (21). Как показывают кривые, большая концентрация свободных электронов находится у периферии элементарного шара, где напряженность электрического

поля слаба. С уменьшением x_0 большая концентрация свободных электронов распространяется и к центру шара. Это соответствует реальной картине ионизации.

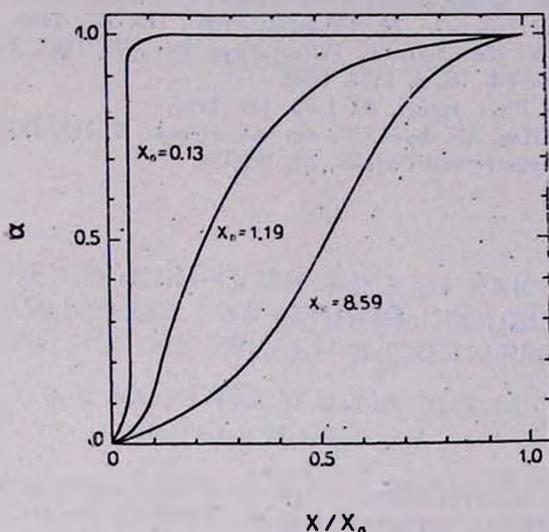


Рис. 2.

Так как в расчетах релятивистская поправка не учтена, то они пригодны вплоть до плотностей $2 \cdot 10^6$ г/см³. Такие плотности существуют в звездах. Указанная область плотностей охватывает также часть белых карликов.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

NUMBER OF FREE ELECTRONS IN CONDENSED SUBSTANCES DEPENDING ON THEIR DENSITY

A. M. RESIKIAN

By means of the Thomas-Fermi statistical model the number of free electrons appearing in the substance under high pressure (i. e. high densities) is found. Calculations are being carried out for an elementary Wigner-Seitz sphere. The number of free electrons is shown to rise, when the density rises. These calculations are suitable for nonrelativistic densities only. Thus they are fit for a part of white dwarfs.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. Гамбош, Статистическая теория атома и ее применения, М., 1951.
2. I. S. Slater, Rev. Mod. Phys., 6, 209, 1934.
3. I. S. Slater, H. M. Krutts, Phys. Rev., 47, 559, 1935.
4. H. Jenson, G. Mayer-Gossler, H. Rohde, Z. Phys., 110, 277, 1958.
5. R. P. Feynman, N. Metropolis, E. Teller, Phys. Rev., 75, 1561, 1947.
6. Н. Калиткин, ЖЭТФ, 38, 5, 1534, 1960.
7. P. Gombas, Acta Phys. Hung., 20, 1—2, 149, 1966.
8. А. М. Резикян, Изв. АН АрмССР, сер. физическая, 5, 113, 1970.
9. Handbook of Chemistry and Physics, 57, 1955-56.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

НОЯБРЬ, 1971

ВЫПУСК 4

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВЕЗДЫ КАК ЧИСТО
РАЗРЫВНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС.
II. МАССИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ В СКОПЛЕНИЯХ

В. С. КАЛИБЕРДА, И. В. ПЕТРОВСКАЯ

Поступила 25 января 1971

Метод решения второго уравнения Колмогорова—Феллера, разработанный ранее, применяется для исследования эволюции функции распределения скоростей группы звезд с массами $m_1 = 2\bar{m}$, где \bar{m} — средняя масса звезды в скоплении. Получены также темп диссипации рассматриваемых звезд и доля уносимой ими энергии в различные моменты времени.

В предыдущей работе [1] была рассмотрена эволюция распределения скоростей группы звезд нулевой массы ($m_1 = 0$), погруженных в звездное скопление. Функция распределения скоростей рассматриваемой группы звезд в различные моменты времени получена в результате решения второго уравнения Колмогорова—Феллера, описывающего изменение скорости звезды под действием сближений со звездами поля как чисто разрывный случайный процесс [2].

В [3] аналогичное исследование было выполнено для звезд, масса которых равна средней массе звезды в скоплении ($m_1 = \bar{m}$). В настоящей работе рассматривается изменение под действием иррегулярных сил функции распределения скоростей группы звезд, погруженных в звездное скопление, масса которых вдвое превышает среднюю массу звезды в скоплении ($m_1 = 2\bar{m}$). При этом, как и в работах [1, 3], регулярный потенциал скопления не учитывается, а также предполагается, что характеристики звездного поля не изменяются со временем.

Для описания изменения модуля скорости звезды v используем второе уравнение Колмогорова—Феллера в виде, полученном в [3],

$$\frac{\partial \varphi(x, \theta, y)}{\partial \theta} = -\varphi(x, \theta, y) \int_0^{\infty} \Phi_1(y, z-y) dz + \int_0^{y_1} \varphi(x, \theta, z) \Phi_1(z, y-z) dz, \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\varphi(x, 0, y) = \delta(y-x), \quad (2)$$

где введены обозначения

$$x = \frac{v}{v}, \quad y = \frac{v_1}{v}, \quad \theta = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{\bar{v}^3}{G^2 m^2 D}, \quad (3)$$

$\bar{v} = \sqrt{\overline{v^2}}$ — средняя квадратичная скорость звезд поля, v_1 — критическая скорость, D — плотность звезд поля, G — гравитационная постоянная, δ — дельта-функция Дирака.

В уравнении (1) $\varphi(x, \theta, y)$ — неизвестная функция, причем $\varphi(x, \theta, y) dy$ равна вероятности того, что у звезды, имевшей в момент $\theta = 0$ отношение модуля скорости к средней квадратичной скорости, равное x , в момент θ эта характеристика будет заключена в интервале $(y, y + dy)$. Величина $\Phi_1(x, y-x) dy d\theta$ равна вероятности того, что за время $d\theta$ величина x испытает приращение, причем ее новое значение будет заключено в интервале $(y, y + dy)$.

Выражение для вероятности перехода Φ_1 для звезды с массой $m_1 = 2\bar{m}$ приводится в работе [4] (формулы (III), (IV)). Это выражение получено из формул (61)—(69) работы [5], выведенных при условии максвелловского распределения скоростей звезд поля.

Используя приближенный метод решения уравнения (1) [1, 3], представляем решение уравнения (1) в виде отрезка ряда

$$\varphi(x, \theta, y) = \sum_{l=1}^n C_l(x) e^{-\mu_l \theta} Y_l(y), \quad (4)$$

в котором коэффициенты $C_l(x)$ определяются из начальных условий, а μ_l и $Y_l(y)$ — соответственно, собственные значения и собственные функции линейного оператора

$$AY \equiv - \int_0^{y_1} Y(z) \Phi_1(z, y-z) dz + Y(y) \int_0^{\infty} \Phi_1(y, z-y) dz. \quad (5)$$

Вычисление μ_j и $Y_j(y)$ было выполнено на ЭВМ, причем, как и в [1, 3], было принято $y_1 = 2$; $Y(0) = Y(2) = 0$. После получения собственных функций $Y_j(y)$ собственные значения μ_j были уточнены по формуле

$$\mu_j = \frac{\int_0^2 Y_j(y) \int_{\frac{y}{2}}^{\infty} \Phi_1(y, z-y) dz dy}{\int_0^2 Y_j(y) dy} \quad (6)$$

Функция $Y_1(y)$, соответствующая наименьшему собственному значению μ_1 , представляет собой функцию распределения скоростей звезд с массой $m_1 = 2\bar{m}$ после достижения скоплением состояния, квазистационарного в целом. Нормированная функция

$$Y_1^{(0)}(y) = \frac{Y_1(y)}{\int_0^2 Y_1(y) dy} \quad (7)$$

приводится в табл. 1 и на рис. 1, на котором для сравнения приводятся функции распределения скоростей в квазистационарном скоплении звезд средней массы ($m_1 = \bar{m}$) и звезд нулевой массы ($m_1 = 0$), полученные, соответственно, в [6] и [1] при тех же параметрах звездного поля.

Таблица 1

y	$Y_1^{(0)}(y)$	y	$Y_1^{(0)}(y)$	y	$Y_1^{(0)}(y)$
0.0	0.0000	0.7	0.8752	1.4	0.4194
0.1	0.1691	0.8	0.8276	1.5	0.3479
0.2	0.3886	0.9	0.7661	1.6	0.2755
0.3	0.6046	1.0	0.6990	1.7	0.2033
0.4	0.7722	1.1	0.6285	1.8	0.1313
0.5	0.8680	1.2	0.5601	1.9	0.0621
0.6	0.8960	1.3	0.4902	2.0	0.0000

Отношение средней квадратичной скорости звезд с массой $m_1 = 2\bar{m}$ к средней квадратичной скорости звезд поля при $\theta \rightarrow \infty$ равно

$$\bar{y} = \left[\int_0^2 y^3 Y_1^{(0)}(y) dy \right]^{1,2} = 0.897.$$

Для звезд средней и нулевой масс эта характеристика равна соответственно 1.18 и 1.41. Отличие значения y для звезд средней массы от единицы объясняется тем, что полученная в [3, 6] функция распределения скоростей этих звезд существенно отличается от максвелловского распределения, принятого для звезд поля при выводе вероятности перехода.

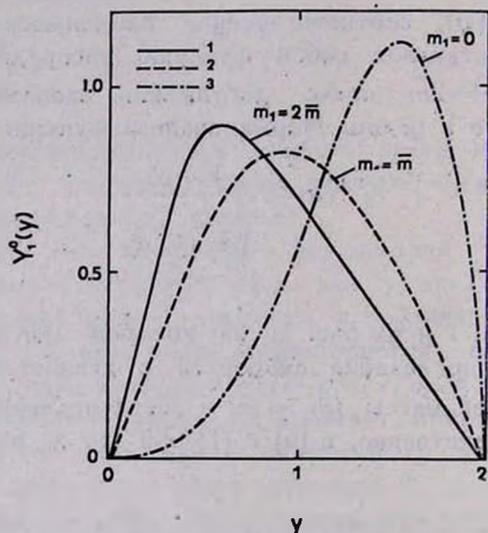


Рис. 1. Функция распределения скоростей в квазистационарном скоплении: 1—звезд двойной массы $m_1=2\bar{m}$; 2—звезд средней массы $m_1=\bar{m}$; 3—звезд нулевой массы $m_1=0$.

Функция распределения скоростей звезд двойной массы в различные моменты времени, вычисленная по формуле (4) с $n=5$, приводится на рис. 2, 3. Рассмотрены три варианта начальных условий, определяющих коэффициенты $C_l(x)$ в (4). На рис. 2 показана эволюция распределения скоростей группы звезд, начальные скорости которых в момент $\theta=0$ были равномерно распределены в интервале $0.5\bar{v}-0.9\bar{v}$. На рис. 3 аналогичные данные приводятся для звезд с начальными скоростями в интервале $0.8\bar{v}-1.2\bar{v}$. Время, указанное на рисунках, как и в [1, 3], выражено в единицах времени релаксации.

типичного рассеянного скопления, которое связано с принятой ранее единицей времени соотношением

$$\tau = 0.01 t_0. \quad (11)$$

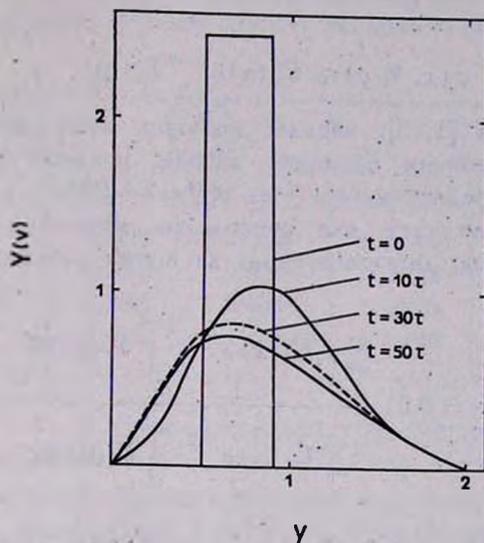


Рис. 2. Функция распределения скоростей звезд двойной массы в различные моменты времени при $0.5 < x < 0.9$.

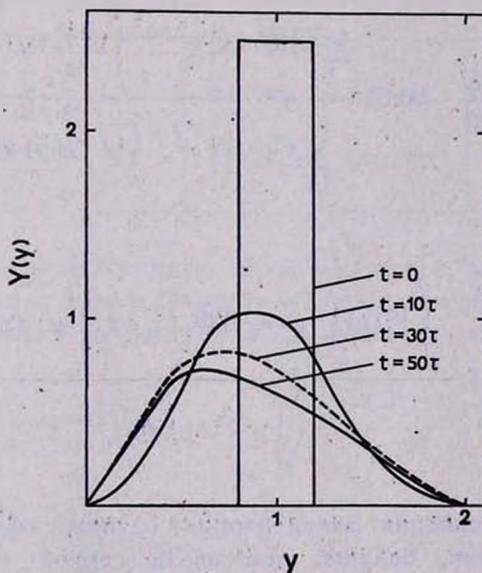


Рис. 3. Функция распределения скоростей звезд двойной массы в различные моменты времени при $0.8 < x < 1.2$.

Обе группы звезд при $t \approx 50 \tau$ достигают квазистационарного состояния, так как при $t > 50 \tau$ слагаемые в (4), соответствующие $j > 1$, малы в сравнении с первым, и изменение функции распределения скоростей со временем происходит гомологично вследствие диссипации.

$$\varphi(x, \theta, y) \cong C_1(x) e^{-\mu_1 \theta} Y_1(y). \quad (8)$$

Как это следует из [1, 3], звезды меньших масс достигают квазистационарного состояния быстрее: звезды нулевой массы за время $\sim 10 \tau$, а звезды средней массы — за время $\sim 20 \tau$.

В табл. 2 приводится для нескольких моментов времени доля звезд двойной массы, диссипирующих за время релаксации τ

$$-\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt} = 0.01 \frac{\sum \mu_j C_j(x) e^{-\mu_j \theta} \int_0^2 Y_j(y) dy}{\sum C_j(x) e^{-\mu_j \theta} \int_0^2 Y_j(y) dy}, \quad (9)$$

и доля энергии звезд двойной массы, уносимая этими звездами за время τ

$$-\frac{\tau}{E} \frac{dE}{dt} = 0.01 \frac{\sum E_j C_j(x) e^{-\mu_j \theta} \int_0^2 y^2 Y_j(y) dy}{\sum C_j(x) e^{-\mu_j \theta} \int_0^2 y^2 Y_j(y) dy}, \quad (10)$$

где

$$E_j = 0.01 \frac{\int_0^2 Y_j(y) \int_2^\infty (z^2 - 4) \Phi_1(y, z - y) dz dy}{\int_0^2 y^2 Y_j(y) dy}. \quad (11)$$

При $t = 0$ диссипация звезд второй группы, обладающих более высокими скоростями, больше, чем звезд первой группы. В обоих случаях диссипация возрастает со временем ввиду увеличения отно-

сительного числа звезд со скоростями, близкими к критической, причем, начиная с момента времени $t \approx 30 \tau$, наблюдается некоторый избыток звезд первой группы со скоростями, близкими к критической, по сравнению со звездами второй группы, за счет чего диссипация и вынос энергии у звезд первой группы несколько больше.

Таблица 2

$\frac{t}{\tau}$	$-\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}$		$-\frac{\tau}{E} \frac{dE}{dt}$	
	$0.5 < x < 0.9$	$0.8 < x < 1.2$	$0.5 < x < 0.9$	$0.8 < x < 1.2$
10	0.0006	0.0007	0.00000	0.00000
30	0.0048	0.0046	0.00012	0.00010
50	0.0056	0.0055	0.00023	0.00023
∞	0.0058	0.0058	0.00027	0.00027

При $t = \infty$, т. е. в квазистационарном скоплении, доля диссипирующих звезд и доля уносимой энергии равны, соответственно, μ_1 и E_1 . Эти значения, а также соответствующие величины для звезд средней и нулевой масс, полученные в [6] и [1], приводятся в табл. 3.

Таблица 3

	$m_1 = 2\bar{m}$	$m_1 = \bar{m}$	$m_1 = 0$
$-\left(\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}\right)_{t=\infty}$	0.00582	0.01038	0.0771
$-\left(\frac{\tau}{E} \frac{dE}{dt}\right)_{t=\infty}$	0.000268	0.00187	0.0127

Как и следовало ожидать, более массивные звезды диссипируют медленнее и уносят меньшую долю энергии, а переход к квазистационарному состоянию совершается ими дольше, чем звездами меньших масс.

Ленинградский государственный
университет

THE VELOCITY VARIATION OF A STAR AS A PURELY
DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS.
II. MASSIVE STARS IN THE CLUSTERS

V. S. KALIBERDA, I. V. PETROVSKAYA

The method of solution of the second Kolmogorov-Feller equation developed earlier is applied to the investigation of the evolution of the velocity distribution function for the group of stars with masses $m_1 = 2\bar{m}$, where \bar{m} is the average mass of a cluster star. The escape rate of stars considered and the amount of energy, taken away by the dissipated stars in different moments of time are also found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. С. Калиберда, И. В. Петровская, *Астрофизика*, 6, 135, 1970.
2. И. В. Петровская, *Астрон. ж.*, 46, 824, 1969.
3. И. В. Петровская, *Астрон. ж.*, 46, 1220, 1969.
4. В. С. Калиберда, *Астрон. ж.*, 48, 969, 1971.
5. Т. А. Азёкян, *Астрон. ж.*, 36, 41, 1959.
6. В. С. Калиберда, *Астрон. ж.*, 47, 960, 1970.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ H_{α} -ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ ВОКРУГ γ ЛЕБЕДЯ

В течение лета 1970 г. на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 4° объективной призмой (дисперсия 275 А/мм у H_{γ}) были получены два снимка области вокруг γ Лебеда. Наша область охватывает 16 кв.градусов. Область фотографировалась на пластинках Кодак 103а-Е и Кодак Па-Е в сочетании с фильтрами GG 11 и красным соответственно. Снимки были сделаны с экспозициями в 30 и 60 мин, предел пластинки 18^m5 в фотографических лучах.

Просмотр этих пластинок позволил обнаружить 35 H_{α} -эмиссионных звезд, не входящих в каталоги [1—3]. В табл. 1 приведены приближенные координаты, фотографические величины и оценки интенсивностей линии H_{α} в трехбальной системе. Оценка 1 означает, что линия H_{α} хотя и выделяется на фоне непрерывного спектра, но она не очень интенсивная, 2—относительно сильная линия H_{α} с резкими границами, 3—очень сильная и резкая линия H_{α} . Приведенные фотографические величины определялись по двум парам пластинок, полученных на том же телескопе (экспозиция 10 и 2 мин) с привязкой к звездам NPS. Эти величины не претендуют на большую точность. В спектре звезд № 3, 11, 15, 16, 19, 26 и 32 линия H_{α} на первой пластинке очень слаба, на второй у звезд № 15, 16, 19, 26 и 32 нет явного следа H_{α} , а у остальных из-за большого поглощения красного фильтра спектры вообще не вышли.

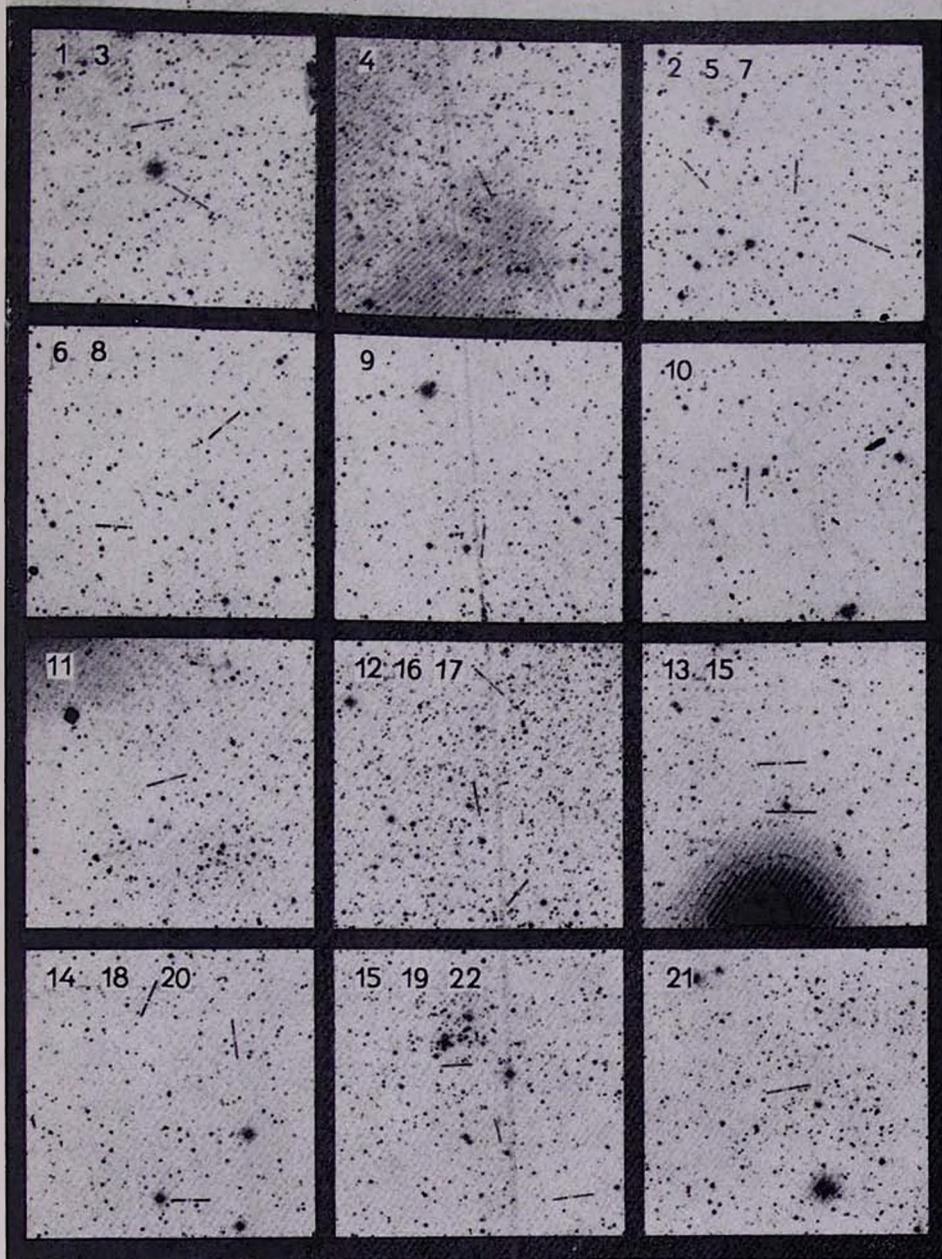
Звезда № 23 нашего списка является звездой типа Вольф-Райе и принадлежит к углеродной последовательности, а № 17, согласно Романо [4], переменная и подозревается в принадлежности к типу

Таблица 1

№	α_{1950}	δ_{1950}	m_{PK}	Интенсивность N_s
1	20 ^h 14 ^m 8	+40°09'6	14 ^m 9	1
2	14.9	+39 46 2	13 6	2
3	15.1	+40 16 4	17 5	1
4	15.2	+41 56 0	12 4	2
5	15.5	+39 52 7	14 4	2
6	15.6	+40 56 9	17 2	3
7	16.3	+39 52 5	14 4	2
8	16.4	+40 46 5	15 9	2
9	17.6	+40 43 8	18 0	1
10	18.9	+41 10 3	14 4	2
11	19.2	+39 46 2	17 5	1
12	20.3	+38 28 0	12 7	1
13	20.3	+40 16 9	15 7	3
14	20.3	+41 06 7	16 0	1
15	20.4	+40 21 5	16 4	1
16	20.5	+38 48 0	16 8	1
17	20.6	+38 36 6	16 1	3
18	20.6	+40 51 9	14 6	1
19	20.9	+40 27 0	>18 5	1
20	21.0	+41 09 1	14 0	1
21	22.4	+39 12 1	16 5	1
22	21.3	+40 33 7	14 3	1
23	22.1	+41 16 0	18 0	2
24	22.3	+39 19 5	14 9	2
25	22.5	+38 54 5	16 1	1
26	22.5	+41 03 0	14 8	1
27	22.6	+40 55 0	14 9	3
28	24.9	+39 54 3	16 3	3
29	25.6	+39 58 6	16 2	1
30	26.3	+39 45 8	16 2	3
31	26.4	+40 21 0	17 6	2
32	26.8	+38 35 0	16 0	1
33	29.6	+40 14 8	>18 5	2
34	29.7	+40 31 0	14 1	3
35	30.0	+40 26 2	17 0	2

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

N



S

N

23

24

25

26 27

28 29 30

31

32

33 34 35

S

К ст. М. Казаряна, Э. Парсамян

RR Lyr. Она меняет свою яркость от $15^m.3$ до $16^m.0$, и если она действительно является переменной типа RR Lyr, то такая сильная эмиссия в линии H α делает ее уникальной.

Были проведены подсчеты плотности эмиссионных звезд в области площадью 8 кв. градусов с центром $\alpha_{1950} = 20^h 22^m 5$, $\delta_{1950} = 39^\circ 40'$. Оказалось, что в среднем на один кв. градус приходится 8 эмиссионных звезд. В подсчеты были включены и эмиссионные звезды из каталогов [1, 2].

Ниже приводятся карты отождествлений H α -звезд по снимку, полученному на 40" телескопе в фотографических лучах.

Точки на местах звезд № 19 и 33 были нанесены нами, так как они не получились на пластинке. Эти звезды на голубых картах Паломарского атласа предельно слабые, а на красных картах они довольно яркие: показатели цвета порядка $4^m.0$ и $5^m.0$ соответственно.

New H α -emission stars around γ Cygni. 'On the 40" Schmidt-telescope with 4 $^\circ$ objective prism, 35 new H α -emission stars have been found around γ Cyg. The spectral observations were made on the Kodak 103a-E, IIa-E plates with combination of yellow (GG 11) and red filters.

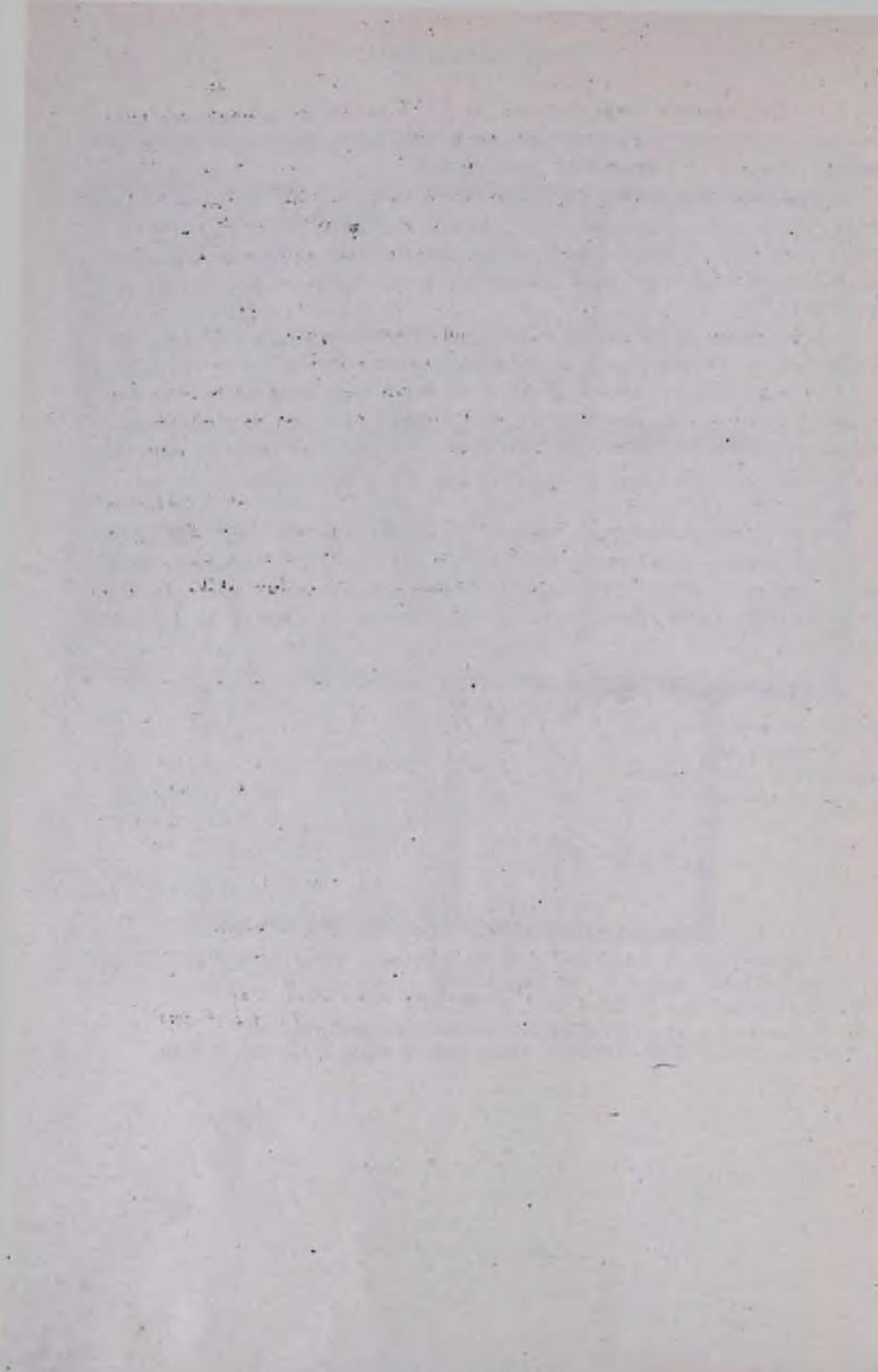
11 июня 1971

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

М. А. КАЗАРЯН
Э. С. ПАРСАМЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. R. Wackerling, A Catalogue of Early-Type Stars Whose Spectra have Shown Emission Lines, Mem. RAS, 73, part 3, 1970.
2. W. P. Bidelman, Ap. J., Suppl. Ser., 1, 175, 1954.
3. Б. В. Кукаркин и др., Общий каталог переменных звезд, М., 1969.
4. G. Romano, Publ. dell'osservatorio astronomico di Padova, No. 156, 3, 1969.



АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“, ТОМ 7 за 1971 г.

<i>Амбарцумян В. А.</i> Фуоры	557
<i>Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсаян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К.</i> Вспыхивающие звезды в Плеядах. II.	319
<i>Аджян Г. С., Вартамян Ю. Л.</i> Охлаждение и внутренние характеристики горячих бароиных конфигураций	237
<i>Аджян Г. С. (см. Вартамян Ю. Л.)</i>	625
<i>Амнуэль П. Р., Гусейнов О. Х., Касумов Ф. К.</i> Релятивистские эффекты при образовании оболочки во время коллапса вращающейся звезды	651
<i>Аракелян М. А.</i> Квазизвездные радиосточники и оптические квазизвездные объекты	457
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф., Маркарян Б. Е.</i> Спектры галактик Маркаряна. III.	177
<i>Арутюнян Г. Г., Седракян Д. М.</i> К вопросу о вращении конфигураций с однородным распределением вещества в ОТО	259
<i>Арутюнян Г. Г., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.</i> Вращающиеся белые карлики в общей теории относительности	467
<i>Астафьев Е. Р.</i> О движении вещества в оболочке Р Лебедя	377
<i>Афанасьев В. Л.</i> Определение потенциальной энергии гравитирующих систем со сферической симметрией	481
<i>Бабаджанян М. К. (см. Домбровский В. А.)</i>	417
<i>Белл Ж., Калаба Р., Узно С.</i> Численные результаты для функции Соболева Q переноса излучения	23
<i>Бисноватый-Козан Г. С.</i> Устойчивость гравитирующих систем точечных масс. I. Ограниченный по радиусу цилиндр	121
<i>Бисноватый-Козан Г. С.</i> Устойчивость гравитирующих систем точечных масс. II. Цилиндр с моноэнергетическими пучками и шар с круговыми орбитами	223

<i>Бисковатый-Козан Г. С., Зельдович Я. Б., Шакура М. И.</i> К вопросу об устойчивости оболочек звезд	617
<i>Варданян Р. А.</i> Об одной особенности долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита	159
<i>Вартанян Ю. Л., Овсепян А. В.</i> Эволюция и радиальные пульсации изотермических белых карликов с учетом вращения, эффектов нейтронизации и ОТО	107
<i>Вартанян Ю. Л.</i> (см. <i>Аджян Г. С.</i>)	237
<i>Вартанян Ю. Л., Овсепян А. В., Аджян В. С.</i> Устойчивость и радиальные пульсации вращающихся нейтронных звезд	625
<i>Видман Д. В.</i> (см. <i>Хачикян Э. Е.</i>)	389
<i>Гаген-Торн В. А.</i> (см. <i>Домбровский В. А.</i>)	417
<i>Гнедин Ю. Н., Шуглов О. С.</i> Обнаружение переменной циркулярной поляризации оптического излучения рентгеновской звезды SCO X-1	529
<i>Горбачкий В. Г.</i> Об изменениях блеска тесных двойных систем звезд-карликов	57
<i>Григорян К. А., Ерицян М. А.</i> Поляриметрические и фотометрические наблюдения вспышек EV Lac	303
<i>Грибунин В. М.</i> (см. <i>Шорин В. С.</i>)	489
<i>Гринин В. П.</i> Проблема Миана с возмущением на границе	5
<i>Гринин В. П.</i> К теории нестационарного переноса излучения при анизотропном рассеянии	203
<i>Гринин В. П., Домке Х.</i> К вопросу о поляризации излучения вспыхивающих звезд	211
<i>Гусейнов О. Х., Новрузова Х. И.</i> Застывшие звезды и кратные системы	65
<i>Гусейнов О. Х.</i> (см. <i>Амгуэль П. Р.</i>)	651
<i>Гуткевич С. М.</i> (см. <i>Домбровский В. А.</i>)	417
<i>Джимшелейшвили Г. Н.</i> Результаты спектральных наблюдений СН Лебедя за 1967—1969 годы	363
<i>Дибай Э. А., Лютый В. М.</i> UVV—фотометрия спиральных галактик Маргария 10 и 79 с ядрами сейфертовского типа	169
<i>Дибай Э. А.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	177
<i>Диван А.</i> (см. <i>Шалонж Д.</i>)	345
<i>Домбровский В. А., Бабаджанянц М. К., Гаген-Торн В. А., Гуткевич С. М.</i> Поляриметрическое исследование компактных внегалактических объектов	417
<i>Домке Х.</i> Образование линий при наличии магнитного поля. II. Функции источников	39

<i>Домке Х.</i> Образование линий при наличии магнитного поля. III. Образование зеемановского триплета с перасщепленным верхним уровнем. Оценка влияния магнитного поля	587
<i>Домке Х.</i> (см. <i>Гринин В. П.</i>)	211
<i>Енибарян Н. Б.</i> Некогерентное рассеяние. I. Изотропное рассеяние	573
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	319
<i>Ерицян М. А.</i> (см. <i>Григорян К. А.</i>)	303
<i>Есипов В. Ф.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	177
<i>Зайцева Г. В.</i> Спектрофотометрическое изучение некоторых звезд типа Γ Тельды и быстрых неправильных переменных	333
<i>Зельдович Я. Б.</i> (см. <i>Бисковатый-Коган Г. С.</i>)	617
<i>Иванов Л. Н.</i> О конвекции в периодическом гравитационном поле	143
<i>Кадла Э.</i> (см. <i>Хэинер В.</i>)	407
<i>Казарян М. А., Парсамян Э. С.</i> Новые H_{α} эмиссионные звезды вокруг γ Лебеда	671
<i>Калаба Р.</i> (см. <i>Белл Ж.</i>)	23
<i>Калиберда В. С., Петровская И. В.</i> Изменение скорости звезды как чисто разрывный случайный процесс. II. Массивные звезды в скоплениях	663
<i>Каллооглян А. Т.</i> К вопросу о поверхностной яркости перемычек спиральных галактики	189
<i>Каллооглян А. Т.</i> Морфология некоторых галактик Маркаряна	521
<i>Каплан С. А., Хапланов Г. М., Хронополо Ю. Г.</i> О нелинейном коэффициенте поглощения электромагнитного излучения в астрофизических условиях	501
<i>Каплан С. А., Эйдман В. Я.</i> Электромагнитное излучение вращающегося мультипола	310
<i>Касумов Ф. К.</i> (см. <i>Аммуэль П. Р.</i>)	651
<i>Кононов В. Н.</i> (см. <i>Шорин В. С.</i>)	489
<i>Коровяковский Ю. П.</i> О движении газа в тесных двойных системах. II	71
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	511
<i>Лютый В. М.</i> (см. <i>Дибай Э. А.</i>)	169
<i>Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.</i> Галактики с ультрафиолетовым континуумом. IY	511
<i>Маркарян Б. Е.</i> (см. <i>Аракелян М. А.</i>)	177
<i>Мирзоян Л. В.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	319
<i>Мирзоян Л. В.</i> (см. <i>Шалонж Д.</i>)	345

<i>Мишустин И. Н.</i> Барions и антибарions в анизотропной Вселенной	271
<i>Новрузова Х. И.</i> (см. <i>Гусейнов О. Х.</i>)	65
<i>Овсепян А. В.</i> (см. <i>Вартамян Ю. Л.</i>)	107
<i>Овсепян А. В.</i> (см. <i>Вартамян Ю. Л.</i>)	625
<i>Осканян В. С., Теребиж В. Ю.</i> О характере вспышечной активности звезд типа UV Ceti. I	83
<i>Осканян В. С., Теребиж В. Ю.</i> О характере вспышечной активности звезд типа UV Ceti. II	281
<i>Паал Г.</i> Соотношение угловой диаметр-красное смещение для богатых скоплений галактик	435
<i>Папоян В. В., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.</i> Ньютоновская теория быстро вращающихся белых карликов	95
<i>Папоян В. В., Седракян Д. М., Чубарян Э. М.</i> Квазирадиальные пульсации вращающихся белых карликов и нейтронных звезд в ньютоновской теории тяготения	643
<i>Парсамян Э. С.</i> О частоте вспышек звезды Наго 18 в Плеядах	507
<i>Парсамян Э. С.</i> Медленная вспышка в Плеядах	547
<i>Парсамян Э. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	319
<i>Парсамян Э. С.</i> (см. <i>Каварян М. А.</i>)	671
<i>Петровская И. В.</i> (см. <i>Калиберда В. С.</i>)	663
<i>Резикян А. М.</i> Число свободных электронов в конденсированном веществе в зависимости от его плотности	655
<i>Рихтер Н.</i> (см. <i>Хвiнер В.</i>)	407
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Папоян В. В.</i>)	95
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i>)	259
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i>)	467
<i>Седракян Д. М.</i> (см. <i>Папоян В. В.</i>)	643
<i>Свидов Э. Ф., Эмиляде Т. А.</i> Охлаждение белых карликов	306
<i>Сидорова И. И.</i> (см. <i>Шорин В. С.</i>)	489
<i>Струацкая А.</i> (см. <i>Хвiнер В.</i>)	407
<i>Таранов В. И.</i> Ударные волны в газовых потоках в тесных двойных системах звезд-карликов	295
<i>Теребиж В. Ю.</i> (см. <i>Осканян В. С.</i>)	83
<i>Теребиж В. Ю.</i> (см. <i>Осканян В. С.</i>)	281

<i>Тиунов Е. А., Чернин А. Д.</i> Взаимодействие вихревых и потенциальных движений в релятивистской гидродинамике. III	161
<i>Увко С.</i> (см. <i>Белл Ж.</i>)	23
<i>Халпапов Г. М.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i>)	501
<i>Хачикян Э. Е., Видман Д. В.</i> Спектральное исследование ярких галактических ядер	389
<i>Хейнер В., Кацла Э., Рихтер Н., Струацкая А.</i> Крупномасштабные структурные характеристики и фотометрия NGC 3031 методом эквидискт	407
<i>Хронополо Ю. Г.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i>)	501
<i>Чавушян О. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>)	319
<i>Чернин А. Д., Эйдельман Е. Д.</i> Взаимодействие вихревых и потенциальных движений в релятивистской гидродинамике. IV.	314
<i>Чернин А. Д.</i> (см. <i>Тиунов Е. А.</i>)	161
<i>Чумак О. В.</i> К вопросу о спиральной структуре галактик с перемичкой	197
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Папоян В. В.</i>)	95
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i>)	467
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Папоян В. В.</i>)	643
<i>Шакура М. И.</i> (см. <i>Бисноватый-Козан Г. С.</i>)	617
<i>Шалонж Д., Диван Л., Мирзоян Л. В.</i> Спектрофотометрическое изучение нестационарных звезд II. О спектре RW Возничего в области 3080—6100 А	345
<i>Шорин В. С., Грибунин В. М., Кононов В. Н., Сидорова И. И.</i> Синтез элементов в S-процессе	489
<i>Шудов О. С.</i> (см. <i>Гнедин Ю. Н.</i>)	529
<i>Эйдельман Е. Д.</i> (см. <i>Чернин А. Д.</i>)	314
<i>Эйдман В. Я.</i> К вопросу об излучении электромагнитных волн релятивистскими сгустками заряженных частиц	135
<i>Эйдман В. Я.</i> (см. <i>Каплан С. А.</i>)	310
<i>Эминяде Т. А.</i> (см. <i>Сеидов Э. Ф.</i>)	306
<i>Эрма Э.</i> Конвекция в оболочках А-F звезд главной последовательности	605
<i>Юхимук А. К.</i> О природе радиоизлучения пульсаров	611

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“ ТОМ 7 за 1971 год

В ы п у с к 1

Проблема Милна с возмущением на границе	<i>В. П. Гринин</i>	5
Численные результаты для функции Соболева Q переноса излучения <i>Ж. Белл, Р. Калаба, С. Уэно</i>		23
Образование линий при наличии магнитного поля. II. Фундамент источников <i>Х. Домке</i>		39
Об изменениях блеска тесных двойных систем звезд-карликов <i>В. Г. Горбачук</i>		57
Застывшие звезды и кратные системы. <i>О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова</i>		65
О движении газа в тесных двойных системах. <i>П. Ю. П. Коровяковский</i>		71
О характере вспышечной активности звезд типа UV Ceti. I. <i>В. С. Оскалян, В. Ю. Тербиж</i>		83
Ньютоновская теория быстро вращающихся белых карликов <i>В. В. Папоян, Д. М. Седралян, Э. В. Чубарян</i>		95
Эволюция и радиальные пульсации изотермических белых карликов с учетом вращения, эффектов нейтронизации и ОТО <i>Ю. А. Вартамян, А. В. Овсепян</i>		107
Устойчивость гравитирующих систем точечных масс. I. Ограниченный по радиусу цилиндр.	<i>Г. С. Бисноватый-Коган</i>	121
К вопросу об излучении электромагнитных волн релятивистскими сгустками заряженных частиц	<i>Б. Я. Эвдман</i>	135
О конвекции в периодическом гравитационном поле	<i>А. Н. Иванов</i>	143
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Об одной особенности долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита <i>Р. А. Варданян</i>		159
Взаимодействие вихревых и потенциальных движений в релятивистской гидро- динамике. III.	<i>Е. А. Тиунов, А. Д. Чернин</i>	161

В ы п у с к 2

- UBV-фотометрия спиральных галактик Маркарян 10 и 79 с ядрами сейфертовского типа Э. А. Дибай, В. М. Лютый 169
- Спектры галактик Маркаряна. III.
М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян 177
- К вопросу о поверхностной яркости перемычек спиральных галактик
А. Т. Каллолян 189
- К вопросу о спиральной структуре галактик с перемычкой . . . О. В. Чужак 197
- К теории нестационарного переноса излучения при анизотропном рассеянии
В. П. Гринин 203
- К вопросу о поляризации излучения вспыскивающих звезд
В. П. Гринин, Х. Домке 211
- Устойчивость гравитирующих систем точечных масс. II. Цилиндр с моноэнергетическими пучками и шар с круговыми орбитами
Г. С. Бисноватый-Козан 223
- Охлаждение и внутренние характеристики горячих барионных конфигураций
Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян 237
- К вопросу о вращении конфигураций с однородным распределением вещества в ЮТО Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седрамян 259
- Барионы и антибарионы в анизотропной Вселенной И. Н. Мишустин 271
- О характере вспышечной активности звезд типа UV Ceti. II.
В. С. Осканян, В. Ю. Терембиз 281
- Ударные волны в газовых потоках в тесных двойных системах звезд-карликов
В. И. Таранов 295

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Поляриметрические и фотометрические наблюдения вспышек EV Lac
К. А. Григорян, М. А. Ерицян 303
- Охлаждению белых карликов Э. Ф. Сеидов, Т. А. Эминзаде 306
- Электромагнитное излучение вращающегося магнитного мультиполя
С: А. Каплан, В. Я. Эйдман 310
- Взаимодействие вихревых и потенциальных движений в релятивистской гидродинамике. IY А. Д. Черцин, Е. Д. Эйдельман 314

В ы п у с к 3

- Вспыскивающие звезды в Плеядах. II.
В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян,
Э. С. Парсамян, О. С. Човушян, А. К. Ерастова 319
- Спектрофотометрическое изучение некоторых переменных звезд типа Т Тельца и быстрых неправильных переменных Г. В. Зайцева 333

Спектрофотометрическое изучение нестационарных звезд. II. О спектре RW Возничего в области 3080-6100 А	<i>Д. Шалонж, Л. Диван, Л. В. Мирволя</i>	345
Результаты спектральных наблюдений СН Лебедя за 1967-1969 годы <i>Г. Н. Джимшелейшвили</i>		363
О движении вещества в оболочке Р Лебедя	<i>Е. Р. Астафьев</i>	377
Спектральное исследование ярких галактических ядер	<i>Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман</i>	389
Крупномасштабные структурные характеристики и фотометрия NGC 3031 методом эквидисят <i>В. Хэинер, Э. Кадла, Н. Рихтер, А. Струцацкал</i>		407
Поляриметрическое исследование компактных внегалактических объектов. <i>В. А. Домбровский, М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич</i>		417
Соотношение угловой диаметр-красное смещение для богатых скоплений галактик	<i>Г. Паал</i>	435
Квазизвездные радиомсточники и оптические квазизвездные объекты <i>М. А. Аракелян</i>		457
Вращающиеся белые карлики в общей теории относительности <i>Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракли, Э. В. Чубарян</i>		467
Определение потенциальной энергии гравитирующих систем со сферической симметрией	<i>В. Л. Афанасьев</i>	481
Синтез элементов в S-процессе <i>В. С. Шорин, В. М. Грибунин, В. Н. Кононов, И. И. Сидорова</i>		489
О нелинейном коэффициенте поглощения электромагнитного излучения в астрофизических условиях <i>С. А. Каплан, Г. М. Хапханов, Ю. Г. Хронополо</i>		501

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О частоте вспышек звезды Наго 18 в Плеядах	<i>Э. С. Парсамян</i>	507
--	-----------------------	-----

В ы п у с к 4

Галактики с ультрафиолетовым континуумом. IV. <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>		511
Морфология некоторых галактик Маркаряна	<i>А. Т. Каллооян</i>	521
Обнаружение переменной циркулярной поляризации оптического излучения рентгеновской звезды SCO X-1	<i>Ю. Н. Гнедин, О. С. Шулов</i>	529
Медленная вспышка в Плеядах	<i>Э. С. Парсамян</i>	547
Фуоры	<i>В. А. Амбарцумян</i>	557
Некогерентное рассеяние. I. Изотропное рассеяние	<i>Н. Б. Емишбарян</i>	573
Образование линий при наличии магнитного поля. III. Образование зеемановского триплета с нерасщепленным верхним уровнем. Оценка влияния магнитного поля	<i>Х. Домке</i>	587

Конвекция в оболочках А-F звезд главной последовательности . . . Э. Эрма	605
О природе радиоизлучения пульсаров А. К. Юхимук	611
К вопросу об устойчивости оболочек звезд Г. С. Бисноватый-Косиак, Я. Б. Зельдович, М. И. Шакура	617
Устойчивость и радиальные пульсации вращающихся нейтронных звезд Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, В. С. Аджян	625
Квазирадиальные пульсации вращающихся белых карликов и нейтронных звезд в ньютоновской теории тяготения В. В. Папоян, Д. М. Седрамян, Э. В. Чубарян	643
Релятивистские эффекты при образовании оболочки во время коллапса вращающейся звезды] . . . П. Р. Амизаль, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов	651
Число свободных электронов в конденсированном веществе в зависимости от его плотности А. М. Резикян	655
Изменение скорости звезды как чисто разрывный случайный процесс. II. Массивные звезды в скоплениях. . . В. С. Калиберда, И. В. Петровская	663
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Новые H α эмиссионные звезды вокруг γ Лебедя М. А. Казарян, Э. С. Парсамян	671

INDEX OF AUTHORS

<i>Ambartsumlan V. A.</i> Fuors	557
<i>Ambartsumlan V. A., Mirzoyan L. V., Parsamian E. S., Chavushian H. S., Erastova L. K.</i> Flare stars in pleiades. II	319
<i>Amnuel P. R., Gusetnov O. H., Kasymov F. K.</i> The relativistic effects at the envelope's formation in time of the collapse of rotating star	
<i>Arakelian M. A.</i> Quasistellar radio sources and optical quasistellar objects . .	457
<i>Arakelian M. A., Dibuy E. A., Yestpov V. F., Markarian B. E.</i> The spectra of Markarian galaxies. III	177
<i>Arutyunyan G. G., Sedrakyan D. M.</i> On the rotation of a configuration with a homogeneous material distribution in general relativity	259
<i>Arutyunyan G. G., Sedrakyan D. M., Chubartyan E. V.</i> Rotating white Dwarfs in general relativity	467
<i>Astafev E. R.</i> On the movement of matter in the envelope of P Sygni	377
<i>Afanasjev V. L.</i> The determination of the potential energy of a gravitational system with the spheroidal symmetry	481
<i>Bubadzhanyan M. K.</i> (see <i>Dombrovsky V. A.</i>)	417
<i>Bisnovaty-Kogan G. S.</i> The stability of the gravitating systems of point masses. I. The finite cylinder of radius	121
<i>Bisnovaty-Kogan G. S.</i> The stability of the gravitating systems of point masses. II. The cylinder with monoenergetic streams and the sphere with circular orbits	223
<i>Bisnovaty-Kogan G. S., Zeldovich Ya. B., Shakura N. I.</i> To the problem of stability of adiabatic envelopes of stars	617
<i>Buell J., Kalaba R., Ueno S.</i> Numerical results for Sobolev's function Q of radiative transfer	23
<i>Chalange D., Divan L., Mirzoyan L. V.</i> Spectrophotometric studies of non-stable stars. II. On the spectrum of RW Aurigae in the region 3080—6100A	345
<i>Chavushian H. S.</i> (see <i>Ambartsumlan V. A.</i>)	319
<i>Chernin A. D.</i> (see <i>Tyoonov E. A.</i>)	161

<i>Chernin A. D., Eidelman E. D.</i> Interaction of vortex and potential motions in relativistic hydrodynamics. IV	314
<i>Chubartan E. V.</i> (see <i>Arutyuntan G. G.</i>)	467
<i>Chubartan E. V.</i> (see <i>Papoyan V. V.</i>)	95
<i>Chubartan E. V.</i> (see <i>Papoyan V. V.</i>)	643
<i>Dibag E. A., Ljutuy V. M.</i> The UVB-photometry of spiral galaxies Markarian 10 and 79 with Seyfert type nuclei	169
<i>Dibag E. A.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i>)	177
<i>Divan L.</i> (see <i>Chalange D.</i>)	345
<i>Dombrovsky V. A., Babadzantanz M. K., Hagen-Thorn V. A., Houtkevich S. M.</i>	417
<i>Domke H.</i> Line formation in the presence of magnetic field II. Source function	39
<i>Domke H.</i> Line formation in magnetic field. III. Formation of a Zeeman-triplet with unsplit upper level estimate of the influence of the magnetic field . .	587
<i>Domke H.</i> (see <i>Grntn V. P.</i>)	211
<i>Eidelman E. D.</i> (see <i>Chernin A. D.</i>)	314
<i>Eidman V. Ya.</i> (see <i>Kaplan S. A.</i>)	310
<i>Eidman V. Ya.</i> On the problem of electromagnetic radiation of relativistic bunch of charged particles	135
<i>Eminzade T. A.</i> (see <i>Seydov Z. F.</i>)	306
<i>Erastova L. K.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	319
<i>Ergma E.</i> Convection in the envelopes of main sequence A-F stars	605
<i>Erttstan M. A.</i> (see <i>Grigorian K. A.</i>)	303
<i>Gnedin Yu. N., Shulov O. S.</i> The discovery of variable circular polarization in the light of X-ray star Sco X-1	529
<i>Gorbatsky V. G.</i> On brightness changes in close binary systems of Dwarf stars	57
<i>Gribanin</i> (see <i>Shorin V. S.</i>)	489
<i>Grigorian K. A., Erttstan M. A.</i> Polarimetric and photometric observations of EV Lac during flares	303
<i>Grntn V. P.</i> The Milne problem with perturbation on the boundary	5
<i>Grntn V. P.</i> On the theory of nonstationary radiation transfer for anisotropic scattering	203
<i>Grntn V. P., Domke H.</i> On the polarization of radiation transfer for anisotropic scattering	211
<i>Guseinov O. H., Nouruzova H. I.</i> Congealed stars and multiple systems . . .	65
<i>Guseinov O. H.</i> (see <i>Amnual P. R.</i>)	651

<i>Hagen-Thorn V. A. (see Dombrovsky V. A.)</i>	417
<i>Haglan G. S., Vartanian Yu. L.</i> The internal characteristics and cooling time of the hot barion stars	237
<i>Haglan G. S. (see Vartanian Yu. L.)</i>	625
<i>Hogner W., Kadla Z., Richter N., Strugatskaya</i> Large-scale structural characteristics and photometry of NGC 3031 determined from equidensity curves	407
<i>Houtkevitch S. M. (see Dombrovsky V. A.)</i>	417
<i>Hovsepian A. V. (see Vartanian Yu. L.)</i>	107
<i>Hovsepian A. V. (see Vartanian Yu. L.)</i>	625
<i>Ivanov I. N.</i> On convection in the periodical gravitation field	143
<i>Jimshel'tshvili G. N.</i> The results of spectral observations of CH Cygni for 1967—1969	363
<i>Kadla L. (see Hogner W.)</i>	407
<i>Kalaba R. (see Buell J.)</i>	23
<i>Kaliberda V. S., Petrovskaya I. V.</i> The velocity variation of a star as a purely discontinuous random process. II. Massive stars in the clusters	663
<i>Kalloghltan A. T.</i> On the surface brightness of the bars of spiral galaxies	189
<i>Kalloghltan A. T.</i> Morphology of some Markarian galaxies	521
<i>Kaplan S. A., Eidman V. Ya.</i> Electromagnetic radiation of a rotating magnetic multipole	310
<i>Kaplan S. A., Khaplanov G. M., Khronopulo Yu. G.</i> On the nonlinear absorption coefficient of electromagnetic radiation in astrophysical conditions	501
<i>Kasumov F. K. (see Amnuel P. R.)</i>	651
<i>Kazarlan M. A., Parsamian E. S.</i> New H ₂ -emission stars around γ Cygni	671
<i>Khachikyan E. Ye., Weedman D. V.</i> A spectroscopic study of luminous galactic nuclei	389
<i>Khaplanov G. M. (see Kaplan S. A.)</i>	501
<i>Khronopulo Yu. G. (see Kaplan S. A.)</i>	501
<i>Kononov V. N. (see Shortn V. S.)</i>	489
<i>Korovyakovskiy Yu. P.</i> On the motion of gas in close binary systems	71
<i>Lipovetsky V. A. (see Markarian B. E.)</i>	511
<i>Ljutuy V. M. (see Dibay E. A.)</i>	169
<i>Markarian B. E. (see Arakeltan M. A.)</i>	177
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum. IV.	511
<i>Mirzoyan L. V. (see Ambartsumian V. A.)</i>	319

<i>Mirzoyan L. V.</i> (see <i>Chalonge D.</i>)	345
<i>Mishustin I. N.</i> Barions and antibarions in anisotropic universe	271
<i>Nourusova H. I.</i> (see <i>Guseinov O. H.</i>)	65
<i>Oskantan V. S., Terebizh V. Yu.</i> On some characteristics of the flare activity of UV Ceti type stars. I	83
<i>Oskantan V. S., Terebizh V. Yu.</i> On some characteristics of the flare activity of UV Ceti type stars. II	281
<i>Paal G.</i> An angular diameter red-shift relation for rich clusters of galaxies	435
<i>Papoyan V. V., Sedrakian D. M., Chubartan E. V.</i> Newton theory of rapidly rotating white Dwarfs	95
<i>Papoyan V. V., Sedrakian D. M., Chubartan E. V.</i> Quasiradial pulsations of rotating white Dwarfs and neutron stars in Newton's theory of gravity	643
<i>Parsamian E. S.</i> The frequency of the flare ups in star Haro 18	507
<i>Parsamian E. S.</i> The slowly flare in Pleiades	547
<i>Parsamian E. S.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i>)	319
<i>Parsamian E. S.</i> (see <i>Kazartan M. A.</i>)	671
<i>Petrovskaya I. V.</i> (see <i>Kaliberda V. S.</i>)	663
<i>Resikyan A. M.</i> Number of free electrons in condensed substances depending on their density	655
<i>Richter N.</i> (see <i>Hoegner W.</i>)	407
<i>Sedrakian D. M.</i> (see <i>Papoyan V. V.</i>)	95
<i>Sedrakian D. M.</i> (see <i>Arutyunyan G. G.</i>)	259
<i>Sedrakian D. M.</i> (see <i>Arutyunyan G. G.</i>)	469
<i>Sedrakian D. M.</i> (see <i>Papoyan V. V.</i>)	643
<i>Seydov Z. F., Eminzade T. A.</i> The cooling of white Dwarfs	306
<i>Shakara M. I.</i> (see <i>Bisnovaty-Kogan G. S.</i>)	617
<i>Shorin V. S., Gribunin V. M., Kononov V. N., Stidorova I. I.</i> On nucleosynthesis of elements in S-process	489
<i>Shulov V. A.</i> (see <i>Gnedin Yu. N.</i>)	529
<i>Stidorova I. I.</i> (see <i>Shorin V. S.</i>)	489
<i>Strugatskaya A.</i> (see <i>Hoegner V.</i>)	407
<i>Taranov V. I.</i> Shock waves in the gaseous streams in close binary systems of Dwarf stars	295

<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Oskanian V. S.</i>)	83
<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Oskanian V. S.</i>)	281
<i>Tyoonov E. A., Chernin A. D.</i> The interaction of vortex and potential motions in relativistic hydrodynamics	161
<i>Ueno S.</i> (see <i>Buell G.</i>)	23
<i>Vardanian R. A.</i> On a feature of Mira Ceti type long period variable stars . .	159
<i>Vartanian Yu. L., Hovsepian A. V.</i> Evolution and radial pulsations of isometric white Dwarfs with consideration of rotation, effects of neutronization and general relativity	107
<i>Vartanian Yu. L.</i> (see <i>Hajtan G. S.</i>)	237
<i>Vartanian Yu. L., Hovsepian A. V., Hagian G. S.</i> Stability and radial pulsations of the rotating neutron stars	525
<i>Weedman D. V.</i> (see <i>Khachikian E. Ye.</i>)	389
<i>Yengibarlan N. B.</i> Noncoherent scattering. I. Isotropic scattering	573
<i>Yestpov V. E.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	177
<i>Yukhimuk A. K.</i> On the nature of pulsar radio emission	611
<i>Zayceva A. V.</i> On the spectrophotometric study of some T Tauri—stars and rapid irregular variables	333
<i>Zeldovich Ya. B.</i> (see <i>Bisnovaty-Kogan G. S.</i>)	617

CONTENTS

Number 1

The Milne problem with perturbation on the boundary	<i>V. P. Grtln</i>	5
Numerical results for Sobolev's function Q of radiative transfer <i>J. Buell, R. Kalaba, S. Ueno</i>		23
Line formation in the presence of magnetic field II. Source function	<i>H. Domka</i>	39
On brightness changes in close binary systems of Dwarf stars <i>V. G. Gorbatsky</i>		57
Congealed stars and multiple systems	<i>O. H. Guseinov, H. I. Novruzova</i>	65
On the motion of gas in close binary systems	<i>Yu. P. Korovaykovsky</i>	71
On some characteristics of the flare activity of UV Ceti type stars. I <i>V. S. Oskanian, V. Yu. Terebizh</i>		83
Newton theory of rapidly rotating white Dwarfs <i>V. V. Papoyan, D. M. Sedrakian, E. V. Chubarian</i>		95
Evolution and radial pulsations of isothermic white Dwarfs with consideration of rotation, effects of neutronization and general relativity <i>Yu. L. Vartanian, A. V. Hovsepian</i>		107
The stability of the gravitating systems of point masses. I. The finite cylinder of radius	<i>G. S. Btsnovaty-Kogan</i>	121
On the problem of electromagnetic radiation of relativistic bunch of charged particles	<i>V. Ya. Eldman</i>	135
On convection in the peridical gravitation field	<i>L. N. Ivanov</i>	143
NOTES		
On a feature of Mira Ceti type long period variable stars	<i>R. A. Vardanian</i>	159
The interaction of vortex and potential motions in relativistic hydrodynamics <i>E. A. Tyonov, A. D. Chernin</i>		161

N u m b e r 2

The UBV-photometry of spiral galaxies Markarian 10 and 79 with Seyfert type nuclei	<i>E. A. Dibag, V. M. Ljutuy</i>	169
The spectra of Markarian galaxies. III <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibag, V. F. Yestpov, B. E. Markartan</i>		177
On the surface brightness of the bars of spiral galaxies <i>A. T. Kalloghlian</i>		189
On the spiral structure of the barred galaxies	<i>O. V. Chumak</i>	197
On the theory of nonstationary radiation transfer for anisotropic scattering <i>V. P. Grntn</i>		203
On the polarization of radiation of flare stars	<i>V. P. Grntn, H. Domke</i>	211
The stability of gravitating systems of point masses. II. The cylinder with mono-energetic streams and the sphere with circular orbits <i>G. S. Bisnovaty-Kogan</i>		223
The internal characteristics and cooling time of the hot barion stars <i>G. S. Haglan, Yu. L. Vartantian</i>		237
On the rotation of a configuration with a homogeneous material distribution in general relativity	<i>G. G. Arutjunian, D. M. Sedrakian</i>	259
Barions and antibarions in anisotropic universe	<i>I. N. Mishustin</i>	271
On some characteristics of the flare activity of UV Ceti type stars. II <i>V. S. Oskanian, V. Ya. Terebizh</i>		281
Shock waves in the gaseous streams in close binary systems of Dwarf stars <i>V. I. Taranov</i>		295

NOTES

Polarimetric and photometric observations of EV Lac during flares <i>K. A. Grtgortian, M. A. Eritsian</i>		303
The cooling of white Dwarfs	<i>Z. F. Seydov, T. A. Emtzade</i>	306
Electromagnetic radiation of a rotating magnetic multipole <i>S. A. Kaplan, V. Ya. Etdman</i>		310
Interaction of vortex and potential motions in relativistic hydrodynamics. IV. <i>A. D. Chernin, E. D. Eidelman</i>		314

N u m b e r 3

Flare stars in pleiades. II. <i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzogan, E. S. Parsamian, H. S. Chavushian, L. K. Erastova</i>		319
The spectrophotometric study of some T Tauri—stars and rapid irregular variables <i>G. V. Zagceva</i>		333

Spectrophotometric studies of nonstable stars. II. On the spectrum of RW Aurigae in the region 3080—6100 Å <i>D. Ghalong, L. Divan, L. V. Mirzogan</i>	345
The results of spectral observations of CH Cygni for 1967—1969 <i>G. N. Jimsholeishvili</i>	363
On the movement of matter in the envelope of P Cygni <i>E. R. Astafev</i>	377
A spectroscopic study of luminous galactic nuclei <i>E. Ye. Khachikian, D. V. Weedman</i>	389
Large-scale structural characteristics and photometry of NCG 3031 determined from equidensity curves <i>W. Hognner, Z. Kadla, N. Richter, A. Strugatskaya</i>	407
A polarimetric study of compact extra-galactic objects <i>V. A. Dombrovsky, M. K. Babadzhantanz, V. A. Hagen-Thorn, S. M. Houtkevich</i>	417
An angular diameter red-shift relation for rich clusters of galaxies . . . <i>G. Pall</i>	435
Quasistellar radio sources and optical quasistellar objects . . . <i>M. A. Arakelian</i>	457
Rotating white Dwarfs in general relativity <i>G. G. Arutyunian, D. M. Sedrakian, E. V. Chubarian</i>	467
The determination of the potential energy of a gravitational system with the spheroidal symmetry <i>V. L. Afanasyev</i>	481
On nucleosynthesis of elements in S-process <i>V. S. Shorin, V. M. Gribunin, V. N. Kononov, I. I. Sidorova</i>	489
On the nonlinear absorption coefficient of electromagnetic radiation in astrophysical conditions <i>S. A. Kaplan, G. M. Khaplanov, Yu. G. Khronopulo</i>	501
NOTES	
The frequency of the flare ups in star Haro 18 <i>E. S. Parsamian</i>	507
N u m b e r 4	
Galaxies with ultraviolet continuum. IV. <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky</i>	511
Morphology of some Markarian galaxies <i>A. T. Kalloglian</i>	521
The discovery of variable circular polarization in the light of X-ray star Sco X-1 <i>Yu. N. Gnedin, O. S. Shulov</i>	529
Slow flare up in the Pleiades <i>E. S. Parsamian</i>	547
Fuors <i>V. A. Ambartsumian</i>	557
Noncoherent scattering I. Isotropic scattering <i>N. B. Yengibarian</i>	573
Line formation in magnetic field. III. Formation of a Zeeman-triplet with unsplit- ted upper level estimate of the influence of the magnetic field <i>H. Domke</i>	587

Convection in the envelopes of main sequence A—F stars	<i>E. Ergma</i>	605
On the nature of pulsar radio emission	<i>A. K. Yukhtimuk</i>	611
To the problem of stability of adiabatic envelopes of stars <i>G. S. Btsnovaty—Kogan, Ya. B. Zeldovich, N. I. Shakura</i>		617
Stability and radial pulsations of the rotating neutron stars <i>Yu. L. Vartantun, A. V. Hovseplun, G. S. Haglan</i>		625
Quasiradial pulsations of rotating white Dwarfs and neutron stars in Newton's theory of gravity	<i>V. V. Papogun, D. M. Sedraklan, E. V. Chubarlan</i>	643
The relativistic effects at the envelope's formation in the time of the collapse of rotating star	<i>P. R. Amnuel, A. H. Guselnov, F. R. Kasumov</i>	651
Number of free electrons in condensed substances depending on their density <i>A. M. Resiklan</i>		655
The velocity variation of a star as a purely discontinuous random process. II. Massive stars in the clusters	<i>V. S. Kaliberda, I. V. Petrovskaya</i>	663
NOTES		
H_{α} — emission stars around γ Cygni,	<i>M. A. Kazartun, E. S. Parsamtun</i>	671



CONTENTS

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. IV.	<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky</i> 511
MORPHOLOGY OF SOME MARKARIAN GALAXIES	<i>A. T. Kaloglyan</i> 521
THE DISCOVERY OF VARIABLE CIRCULAR POLARIZATION IN THE LIGHT OF X-RAY STAR SCO X-1	<i>Yu. N. Gnedin, O. S. Shulov</i> 529
SLOW FLARE UP IN THE PLEIADES	<i>E. S. Parsamian</i> 547
FUORS	<i>V. A. Ambartsumian</i> 557
NONCOHERENT SCATTERING. I. ISOTROPIC SCATTERING	<i>N. B. Yengibarian</i> 573
LINE FORMATION IN MAGNETIC FIELD. III. FORMATION OF A ZEEMAN- TRIPLET WITH UNSPLITTED UPPER LEVEL. ESTIMATE OF THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD	<i>H. Domke</i> 587
CONVECTION IN THE ENVELOPES OF MAIN SEQUENCE A—F STARS	<i>E. Ergma</i> 605
ON THE NATURE OF PULSAR RADIO EMISSION	<i>A. K. Yukhimuk</i> 611
ON THE PROBLEM OF STABILITY OF ADIABATIC ENVELOPES OF STARS	<i>G. S. Bisnovaty-Kogan, Ya. B. Zeldovich, N. I. Shakura</i> 617
STABILITY AND RADIAL PULSATIONS OF THE ROTATING NEUTRON STARS	<i>Yu. L. Vartanian, A. V. Hovsepan, G. S. Hajlan</i> 625
QUASIRADIAL PULSATIONS OF ROTATING WHITE DWARFS AND NEU- TRON STARS IN NEWTON'S THEORY OF GRAVITY	<i>V. V. Papoyan, D. M. Sedrakian, E. V. Chubarian</i> 643
THE RELATIVISTIC EFFECTS AT THE ENVELOPE'S FORMATION IN THE TIME OF THE COLLAPSE OF A ROTATING STAR	<i>P. R. Amnuel, A. H. Guseinov, F. K. Kasumov</i> 651
NUMBER OF FREE ELECTRONS IN CONDENSED SUBSTANCES DEPEN- DING ON THEIR DENSITY	<i>A. M. Resikyan</i> 655
THE VELOCITY VARIATION OF A STAR AS A PURELY DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS. II. MASSIVE STARS IN THE CLUSTERS	<i>V. S. Kaliberda, I. V. Petrovskaya</i> 663
NOTES	
NEW H_{α} -EMISSION STARS AROUND γ CYGNI	<i>M. A. Kazarian, E. S. Parsamian</i> 671