

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 28

ИЮНЬ, 1988

ВЫПУСК 3

- UVV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. III. NGC 6764
В. Т. Дорошенко 465
- СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. VII
Б. Е. Маркарян, А. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян,
А. И. Шаповалова 476
- О ВХОЖДЕНИИ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ В ФИЗИЧЕСКИЕ СИ-
СТЕМЫ М. А. Казарян, Э. С. Казарян 487
- УСЛОВИЯ И ХАРАКТЕР ПЕРЕТЕКАНИЯ ВЕЩЕСТВА В ДВОЙНЫХ
СИСТЕМАХ ГАЛАКТИК ТИПА S—E Н. Я. Сотникова 495
- «МЕДЛЕННЫЕ» СТРУИ В СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИКАХ: НАБЛЮ-
ДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ А. С. Зенцова 505
- О ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ ГАЗОВЫХ
СТРУКТУР В ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК
К. И. Усович 510
- ФОРМИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ВНЕГАЛАКТИ-
ЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ТИПА FR-1. РАДИОГАЛАКТИ-
КА В ЦЕНТРЕ БОГАТОГО СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК
С. С. Комиссаров 517
- ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ A_e/V_e ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА
MWC 297. I. КВАЗИОДНОВРЕМЕННЫЕ UVVRIIRK-НАБЛЮДЕНИЯ
Ю. К. Бергнер, В. П. Козлов, А. А. Кривцов, А. С. Мирошниченко,
Р. В. Юдин, Н. Ю. Юганов, К. Г. Джакушева, К. С. Куратов,
Дж. Б. Муканов 529
- НЕОБЫЧНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ОРИОНЕ
А. В. Мирзоян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвельшвили 540
- ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА в Sgr
В. В. Леушин, Г. П. Топильская 554
- ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД $\gamma' Sco$ (P2 Ia) И θSco (F1 II)
Э. А. Самедов. 564

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Վ. Գ. Գորբազի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգին, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուուդ, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասկիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիժ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոկ (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбацкий (зам. главного редактора), В. П. Гринин, В. В. Иванов, А. Т. Каллоглян (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Терезиж.

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирзоян, В. В. Соболев (председатель), Е. К. Харадзе.

«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 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно проанвестить во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՅԻՋՈՒԿԱՆ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինֆեռադեղնու գոտու աստղերի ֆիզիկայի, միջաստղային միջավայրի միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կարգի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծդուհաղոզեյա կնիգա» տրանսկալարյան միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.7:520.82

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК.
III. NGC 6764 И ОБЩИЙ АНАЛИЗ

В. Т. ДОРОШЕНКО

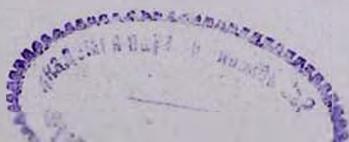
Поступила 24 июня 1987

Принята к печати 25 октября 1987

Многолетняя UBV-фотометрия NGC 6764 показала отсутствие переменности блеска на интервалах в несколько суток. В длинной шкале времени (годы) присутствуют систематические изменения яркости с амплитудой $\Delta V \approx 0^m.2$, на которую накладываются хаотические изменения блеска того же порядка величины. Не наблюдается корреляция между изменением блеска и цвета. Цвета ядер галактик MCG 8-11-11, Марк 6, NGC 6814, полученные ранее, и NGC 6764, а также показатели цвета в кольцевых зонах этих галактик сравниваются на двухцветной (UBV)₀ диаграмме с цветами других внегалактических объектов.

1. *Введение.* Предлагаемая статья является третьей в серии статей по UBV-фотометрии сейфертовских галактик. В первых двух были рассмотрены характеристики переменности цвета и блеска сейфертовских галактик промежуточного типа MCG 8-11-11 и Марк 6 [1] и сейфертовской галактики первого типа NGC 6814 [2]. В этой работе представлены наблюдения сейфертовской галактики второго типа — NGC 6764, в принадлежности которой к сейфертовским в последнее время появились сомнения. Кроме обсуждения фотометрических свойств галактики NGC 6764, здесь проводится обсуждение цветовых характеристик ядер и подстилающих галактик, рассмотренных в первых двух статьях.

NGC 6764 является спиральной галактикой с баром, в котором видна пылевая прослойка. В спиральных рукавах видны сгущения. Согласно [3], она относится к морфологическому типу SB(s)b. Рубин и др. [4] по полуширинам разрешенных и запрещенных линий считали NGC 6764 сейфертовской галактикой второго типа. С другой стороны, основываясь на относительных интенсивностях эмиссионных линий, Шадер и Остерброк [5] причислили ее к группе галактик, подобных гигантским областям H II, которые ионизируются горячими звездами главной последовательности. Остерброк и Коэн [6] первыми отметили в спектре ядерной области этой галактики необычайно сильные эмиссионные линии, свойственные звездам



$W-R$. Впоследствии оказалось, что еще 8 галактик, среди которых есть и карликовые, показывают подобные свойства, т. е. в галактиках этой группы присутствует очень большое число звезд $W-R$, не типичное для гигантских областей H II [7]. В других спектральных диапазонах NGC 6764 плохо изучена и на переменность не исследовалась. По немногочисленным эпизодическим UBV -наблюдениям в 1978—1980 гг. Дибай и др. [8] заподозрили оптическую переменность ядра этой галактики.

2. *Наблюдения.* Систематические наблюдения галактики NGC 6764 были начаты нами в 1982 г. на 60-см рефлекторе Крымской лаборатории ГАИШ в пос. Научном с UBV -фотометром Лютого [9], с диафрагмой $A = 27.''5$ и $14''$. С 1 по 15 августа 1986 г. наблюдения проводились на $UBVR$ -фотометре-поляриметре [10], установленном на 1-м телескопе Института астрофизики АН Тадж.ССР на горе Санглок. Ипользовалась диафрагма $A = 15''$ и дифференциальный метод наблюдения. Карта окрестностей галактики с указанием звезд сравнения приведена на рис. 1, а $UBVR$ -величины звезд, полученные путем привязки к звездам из каталога Бланко и др. [11], даны в табл. 1. Основной звездой сравнения была звезда 5.

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В
ОКРЕСТНОСТИ NGC-6764

Звезда сравнения	V	$B-V$	$U-B$	$V-R$
1	9.35	1.13	1.07	—
2	9.69	1.15	0.90	—
3	10.76	0.42	0.06	—
4	11.35	1.15	0.87	—
5	10.613 ± 0.003	0.609 ± 0.001	0.073 ± 0.003	0.518 ± 0.002
6	11.16	0.28	0.30	—
7	12.00	0.59	0.18	—

Следует отметить ряд трудностей при наблюдениях именно этой галактики. Для уменьшения влияния центрировки и гидирования на измерение яркости галактики, наблюдения в Крыму проводились преимущественно с диафрагмой $27.''5$. Однако к югу от ядра на расстоянии $d \approx \approx 23-25''$ расположена пара звезд, слегка слабее ядра. Поэтому наблюдения с $A = 27.''5$ требуют очень точной гидировки, чтобы избежать помех от этих звезд. После отбрасывания всех сомнительных случаев оказалось, что имеется пять дат, когда на галактику делалось по два наведения с одной диафрагмой за часовой интервал времени. Анализ этих данных

показал, что почти во всех случаях разброс величин V , $(B-V)$ и $(U-B)$ того же порядка, что и статистическая ошибка наблюдений. Как и в двух предыдущих работах [1, 2], вычислялись ошибки по разбросу отсчетов в серии измерений объекта и фона (σ_d) и ошибки по накопленному количеству квантов (σ_p). Наблюдения, у которых эти ошибки сильно различались между собой или были значительно выше средней для данного фильтра, считались неудовлетворительными и выбрасывались из дальнейшего рассмотрения. Заметим, что, благодаря большему диаметру телескопа и значительно лучшим, чем в Крыму, атмосферным условиям на г. Санглок, точность полученных там наблюдений в пять раз выше, чем в Крыму: для Средней Азии — $\sigma_V = 0^m006$, $\sigma_{B-V} = 0^m01$, $\sigma_{U-B} = 0^m02-0^m03$, а для Крыма — $\sigma_V = 0^m03$, $\sigma_{B-V} = 0^m05$ и $\sigma_{U-B} = 0^m10$. Полученные величины V , $(B-V)$, $(U-B)$, $(V-R)$ и их ошибки (наибольшая из σ_d и σ_p) для соответствующей даты и диафрагмы представлены в табл. 2.

3. *Переменность в короткой шкале времени.* Как уже отмечалось, наблюдения на горе Санглок являются наиболее точными. Они проводились в фотометрические ночи с качеством изображения лучше $2''$ и были обеспечены хорошим гидированием. Использование диафрагмы $A = 15''$ позволило не опасаться вклада излучения от соседних звезд, о которых упоминалось выше. Применение описанной нами ранее методики обнаружения переменности [1] показало, что за время 8—14 августа 1986 г. переменность величин V , $(B-V)$ и $(V-R)$ отсутствует, но, возможно, имеется небольшая переменность $(U-B)$. Из табл. 2 видно, что показатель цвета $(U-B)$ за 14 августа на 3σ отличается от $(U-B)$ соседних дат. Аналогичный анализ крымских наблюдений в диафрагмах $A = 25''$ и $27.5''$ (16—18.07.80 и 1—3.09.84) также не обнаружил изменений блеска ядра в полосах V и B , существенно превышающих ошибки. Таким образом, за исключением одного случая, нами не обнаружено кратковременных изменений яркости и цвета ядра NGC 6764.

4. *Переменность на больших временных интервалах.* Анализ всех наблюдений, выполненных с 1982 г. по 1986 г. в диафрагмах $A = 27.5''$ и $14''$ показал, что разность между максимальной и минимальной яркостью в соответствующих диафрагмах существенно превосходит ошибки наблюдений. Это наглядно представлено в табл. 3, где Δ — наибольшая разность наблюдаемых величин V , $(B-V)$ и $(U-B)$, а $\bar{\sigma}$ — средняя ошибка измерений. Видно, что изменения яркости галактики в фильтре V значительно превосходят ошибки наблюдений. На рис. 2, показывающем яркость галактики в соответствующей диафрагме в зависимости от даты наблюдения, заметна тенденция к небольшому ($\Delta V \approx 0^m2$) постепенному поярча-

ФОТОМЕТРИЯ NGC 6764

Таблица 2

Дата	УТ	A	V	B-V	U-B	V-R
1	2	3	4	5	6	7
01.11.78	18 ^h 00 ^m	25 ^r	14.02±0.04	0.68±0.04	-0.27±0.06	1.04±0.04
21.08.79	23 19	25	14.29 0.02	0.79 0.03	0.10 0.08	0.97 0.06
	23 27	15	14.71 0.02	0.64 0.04	-0.13 0.07	1.20 0.04
	23 45	10	15.09 0.03	0.59 0.04	-0.07 0.12	1.14 0.08
11.07.80	23 12	25	14.02 0.02	0.61 0.04	-0.12 0.10	0.92 0.03
12.07.80	23 02	25	14.04 0.03	0.59 0.05	-0.18 0.08	1.01 0.04
	23 30	15	14.86 0.04	0.74 0.10	—	1.31 0.05
16.07.80	22 25	25	14.19 0.02	0.62 0.04	—	1.05 0.03
17.07.80	23 00	25	14.20 0.02	0.68 0.03	-0.36 0.08	—
	23 22	15	14.58 0.02	0.65 0.04	—	—
18.07.80	22 26	25	14.21 0.02	0.60 0.03	—	—
	23 00	15	14.59 0.02	0.72 0.04	—	—
18.07.82	21 52	25	13.94 0.02	0.65 0.03	-0.22 0.05	—
20.07.82	22 48	25	14.03 0.03	0.66 0.04	-0.24 0.05	—
19.08.82	21 30	25	13.81:	0.83 0.04	-0.10 0.05	—
18.09.82	21 45	27.5	14.18 0.03	0.69 0.04	-0.50 0.07	—
08.10.82	17 23	23	14.22 0.01	0.79 0.02	-0.10 0.04	1.06 0.02
	17 37	13.8	14.64 0.01	0.57 0.01	-0.28 0.03	1.09 0.02
07.07.83	19 44	27.5	14.20 0.04	0.58 0.06	—	—
30.08.83	18 45	14.0	14.73 0.04	0.57 0.05	—	—
	19 24	14.0	14.73 0.05	0.51 0.07	—	—
03.09.83	18 16	14.0	14.74 0.04	0.61 0.05	—	—
11.10.83	18 16	14.0	14.55 0.04	0.70 0.05	-0.45 0.07	—
	18 30	27.5	13.91 0.04	0.78 0.05	-0.39 0.03	—
05.05.84	22 38	27.5	14.07 0.04	0.82 0.05	-0.29 0.07	—
	22 49	14.0	14.61 0.03	0.67 0.04	-0.31 0.06	—
28.07.84	19 32	27.5	14.04 0.04	0.78 0.06	-0.23 0.12	—
	19 43	27.5	14.07 0.04	0.82 0.07	—	—
	19 52	27.5	14.05 0.04	0.79 0.06	—	—
30.07.84	21 37	27.5	13.90 0.03	0.78 0.05	-0.14 0.09	—
19.08.84	18 25	27.5	14.01 0.04	0.60 0.05	0.26 0.08	—
	18 55	14.0	14.51 0.03	0.61 0.05	-0.46 0.05	—
	19 08	27.5	13.98 0.03	0.66 0.05	-0.22 0.08	—
31.08.84	21 20	27.5	13.94 0.04	0.72 0.04	-0.25 0.05	—
01.09.84	20 00	27.5	13.97 0.03	—	—	—
02.09.84	21 09	14.0	14.57 0.05	0.58 0.06	-0.25 0.06	—
	21 22	27.5	13.93 0.02	0.75 0.05	-0.15 0.09	—

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
	21 ^h 52 ^m	27.5 ^s	13.96±0.03	0.70 0.05	-0.20 0.08	
03.09.84	21 32	14.0	14.55 0.03	0.58 0.04	-0.37 0.09	
	21 45	27.5	13.94 0.02	0.74 0.04	-0.18 0.06	
20.09.84	18 29	23	14.08 0.02	0.67 0.02	-0.15 0.07	1.06±0.02
23.10.84	18 52	13.8	14.69 0.02	0.66 0.04	-0.20 0.09	1.26 0.03
27.04.85	00 23	27.5	14 01 0.03	0.73 0.04	-0.05 0.05	
11.08.85	20 08	27.5	13.88 0.03	0.72 0.05	-0.31 0.07	
	20 28	14.0	14.49 0.04	0.61 0.05	—	
13.08.85	20 34	70.7	12.82 0.03	0.83 0.03	-0.10 0.07	
	20 42	27.5	13.96 0.03	0.73 0.04	-0.23 0.07	
	20 51	14.0	14.52 0.03	0.55 0.05	-0.12 0.11	
23.08.85	21 25	14.0	14.50 0.03	0.64 0.04	-0.27 0.07	
	21 42	27.5	14.02 0.03	0.65 0.04	-0.19 0.08	
08.10.85	16 59	27.5	13.92 0.03	0.58 0.04	-0.16 0.05	
06.11.85	19 02	14.0	14.69 0.03	0.65 0.05	—	
	19 27	27.5	13.50 0.04	0.78 0.06	-0.31 0.03	
09.11.85	16 38	27.5	13.87 0.03	0.68 0.04	-0.12 0.06	
	17 02	27.5	13.85 0.03	0.74 0.04	-0.11 0.07	
02.07.86	21 57	27.5	13.94 0.02	0.78 0.04	-0.24 0.06	
	22 13	14.0	14.58 0.05	0.70 0.07	-0.39 0.09	
04.07.86	22 34	27.5	14.02 0.03	—	—	
06.07.86	19 58	27.5	14.04 0.04	0.74 0.06	-0.29 0.10	
	20 32	14.0	14.48 0.03	—	—	
10.07.86	22 51	27.5	14.03 0.03	0.69 0.05	-0.34 0.07	
	23 08	14.0	14.58 0.03	—	—	
03.08.86	20 10	15	14.417 0.016	0.66 0.03	-0.24 0.03	1.09 0.02
08.08.86	19 12	15	14.396 0.010	0.67 0.01	-0.28 0.02	1.05 0.01
09.08.86	20 05	15	14.418 0.010	0.66 0.01	-0.27 0.02	1.10 0.01
10.08.86	19 56	15	14.407 0.010	0.66 0.02	-0.29 0.02	1.08 0.01
11.08.86	20 21	15	14.418 0.007	0.66 0.01	-0.29 0.02	1.06 0.01
12.08.86	20 04	15	14.383 0.008	0.68 0.01	-0.29 0.02	1.07 0.01
13.08.86	20 08	15	14.399 0.010	0.66 0.01	-0.27 0.02	1.07 0.01
14.08.86	21 05	15	14.398 0.008	0.63 0.01	-0.21 0.02	1.04 0.01
29.08.86	18 22	27.5	14.14:	0.72 0.04	-0.14 0.08	—
	18 41	14.0	14.50 0.03	0.67 0.05	-0.25 0.07	—
30.08.86	21 37	27.5	14.04 0.03	—	—	—
03.09.86	20 14	27.5	13.86 0.02	0.85 0.03	-0.15 0.05	—
	20 32	14.0	14.60 0.04	0.67 0.05	-0.44 0.08	—

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
06.09.86	18 ^h 54 ^m	27.5 ^s	13.97 0.02	0.75±0.03	-0.28 0.06	—
11.09.86	20 26	14.0	14.52 0.04	0.61 0.05	-0.18 0.07	—
	20 47	27.5	13.99 0.03	0.72 0.04	-0.20 0.07	—
12.09.86	21 17	27.5	14.03 0.03	0.77 0.04	-0.17 0.07	—
	21 43	27.5	13.95 0.03	0.74 0.04	-0.10 0.11	—
21.10.86	16 53	27.5	13.90 0.02	0.81 0.04	-0.33 0.04	—

нию галактики со временем на фоне хаотических, более кратковременных изменений того же порядка. С другой стороны, как видно из табл. 3 и рис. 3, изменения показателей цвета, существенно превосходящие ошибки, по-видимому, отсутствуют, так же, как отсутствует и четкая корреляция флуктуаций яркости и блеска.

Таблица 3

	A=27 ^s .5			A=14 ^s		
	V	B-V	U-B	V	B-V	U-B
Размах, Δ	0.35	0.26	0.34	0.26	0.19	0.34
Сред. ош., $\bar{\sigma}$	0.03	0.05	0.07	0.04	0.05	0.08
Массив точек, n	34	31	28	18	16	10
$\Delta/\bar{\sigma}$	11.4	5.8	4.6	7	3.8	4.2

5. О показателях цвета ядра и галактики. Ввиду того, что вариации блеска наблюдаются на фоне мало меняющихся (или вовсе не меняющихся) показателей цвета, галактика NGC 6764 является хорошим кандидатом для определения цветовых характеристик переменного компонента способом Холоневского [14]. Однако невысокие коэффициенты корреляции между изменениями потоков в разных спектральных участках ($K_{BV} = 0.73 \pm 0.09$ и $K_{UB} = 0.65 \pm 0.11$) указывают, что к полученным данным о цвете переменного компонента нужно относиться с осторожностью. Показатели цвета ядра NGC 6764, найденные методом Холоневского, приведены в табл. 4.

Наблюдения в разных диафрагмах, выполненные в одну ночь, дают возможность получить средние показатели цвета галактики в кольцевой зоне. В данном случае, приняв $H = 75$ км/с Мпк и $z = 0.0088$ для NGC 6764 и осреднив наблюдения за 12 ночей, мы получили следующие показатели цвета в кольцевой зоне на расстоянии (1.2—2.3) кпк от ядра: $(B-V)_{\text{набл.}} = 0^m92 \pm 0^m04$ и $(U-B)_{\text{набл.}} = 0^m02 \pm 0^m04$ (см. также таблицу 4).

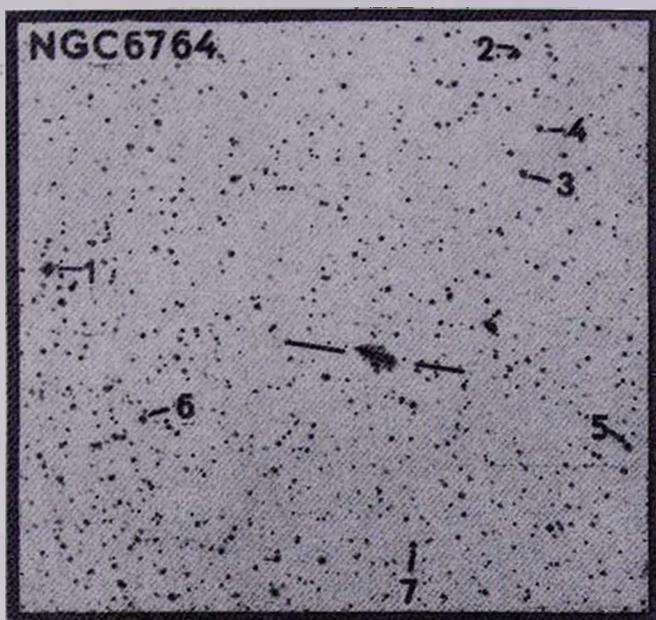


Рис. 1. Карта окрестностей NGC 6764 с указанием звезд сравнения. Север вверху, запад справа. Масштаб 21."1/мм.

К ст. В. Т. Дорошенко

6. *Обсуждение.* Имея показатели цвета ядер галактик, исследованных в данной и предыдущих работах [1, 2], а также показатели цвета подстилающих галактик в кольцевых зонах, естественно сравнить их с аналогичными величинами для других объектов на диаграмме $(U-B) - (B-V)$.

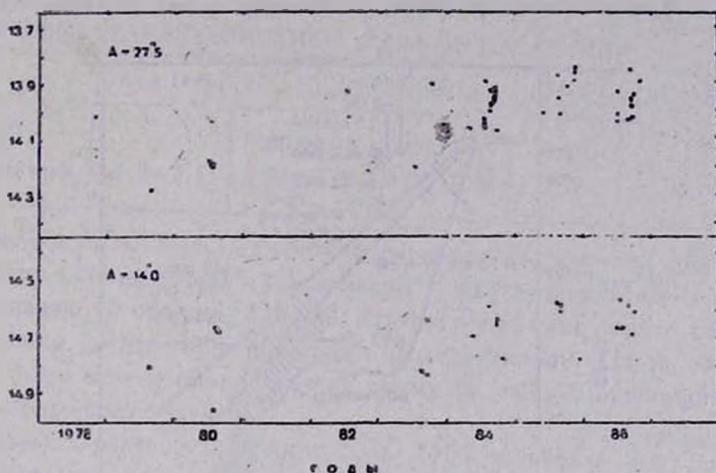
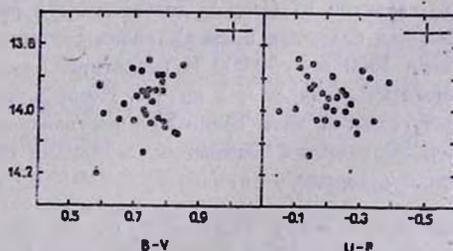


Рис. 2. NGC 6764. Изменение яркости в фильтре V за период наблюдений; в диафрагме $A = 27.5$ (вверху) и $14''$ (внизу).

На рис. 4 показана стандартная главная последовательность с указанием спектральных классов звезд (сплошная кривая), линия цветов для чернотельного излучения в интервале температур от 3000 К до 50 000 К (пунктир) [15], линия цветов для излучения со степенным спектром $F_{\lambda} \sim \nu^{-2}$,

Рис. 3. Сопоставление яркости в фильтре V и цвета для NGC 6764 с $A=27.5$. Размер черточек в крестике в правом верхнем углу соответствует величинам ошибок $(\pm \sigma)$ в оценках блеска и цвета.



индекс которого меняется от -5 до $+1$ [16] (тонкая сплошная линия). Косой штриховкой показана область цветов спиральных галактик раннего типа S0/a—Sbc [17], вертикальной штриховкой — область цветов эллиптических (E) и линзовидных (S0) галактик [18]. Открытыми кружками обозначены цвета ядер ряда сейфертовских галактик первого типа (NGC 4151, 3C 120, Акп 120, 3C 390.3), второго типа (NGC 1068), а также не-

которых квазаров и лацертид, согласно работам [14, 19]. Заполненными кружками отмечены цвета ядер исследованных нами галактик MCG 8-11-11, Марк 6, NGC 6764 и NGC 6814. Звездочками представлены показатели цвета в кольцевых зонах галактик MCG 8-11-11, NGC 6764 и в трех зонах галактики NGC 6814 (номера зон в скобках соответствуют табл. 4 в работе [2]). Как видно из рисунка, показатели цвета области NGC 6814,

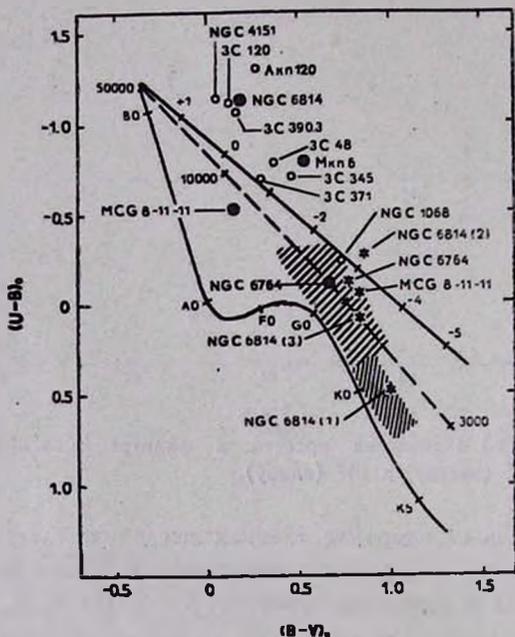


Рис. 4. Положение цветов ядер (заполненные кружки) и кольцевых зон (звездочки) галактик на $(UBV)_0$ диаграмме. На рисунке показаны: главная последовательность (жирная сплошная кривая), линия цветов чернотельного излучения в интервале температур 3000 К—50 000 К (пунктиром), линия цветов степенных спектров, индекс которых меняется от -5 до $+1$. Косой штриховкой обозначена область цветов спиральных галактик типа S0/a—Sbc, вертикальной штриховкой — область показателей цвета E и S0 галактик. Открытыми кружками обозначены цвета ядер ряда галактик, квазаров и лацертид.

близкой к ядру (400—800 пк от него) попадают в область эллиптических и линзовидных галактик. С удалением от центра показатели цвета перемещаются в область цветов спиральных галактик ранних морфологических типов. Возможно, наблюдается дополнительное ультрафиолетовое излучение по сравнению с нормальными спиральными системами на расстоянии 0.7—1.4 кпк от центра галактики NGC 6814 (зона 2). Ядро галактики NGC 6814 по цвету расположено в области цветов ядер галактик Sy 1. Сходство ядер Sy 1 и NGC 6814 проявляется не только по цвету, но и по

многокомпонентной структуре переменности на интервалах от суток до нескольких лет. Большие отрицательные показатели цвета $(U-B)$ сейфертовских галактик первого типа объясняются как тепловое излучение горячего газа, окружающего нетепловой центральный источник [20].

Таблица 4

ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА И ГАЛАКТИКИ NGC 6764

	Зона (кпк)	$(B-V)_{\text{ввбл.}}$	$(U-B)_{\text{ввбл.}}$	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$
Ядро	—	0.80 ± 0.13	0.00 ± 0.19	0.66	-0.11
Галактика	1.2-2.3	0.92 ± 0.04	0.02 ± 0.04	0.78	-0.09

Галактики MCG 8-11-11 и NGC 6764 по показателям цвета являются нормальными спиральными галактиками. Цвета ядер Марк 6 и MCG 8-11-11 попадают в область, которая на этой диаграмме занята объектами с нетепловыми спектрами — квазарами и лацертидами. Цвета указанных галактик также можно объяснить как сумму (в разных пропорциях) теплового и нетеплового излучений.

Цветовые характеристики ядра NGC 6764 занимают на диаграмме $(UBV)_0$ несколько неожиданное место. С одной стороны, видно, что показатели цвета ядра NGC 6764 оказались близкими к аналогичным величинам для ядра NGC 1068. Обе галактики не проявляют бурной активности и обе по цвету расположены далеко от галактик с большой переменностью. Однако нужно учесть, что в ядрах сейфертовских галактик присутствует пыль, которая проявляет себя как в наличии инфракрасных избытков, так и в бальмеровском декременте, отличающемся от рекомбинационного. По данным [21, 22] в галактиках MCG 8-11-11, Марк 6, NGC 6764, а также NGC 1068 поглощение, определяемое по водородным линиям, существенно больше, чем галактическое поглощение. Если учесть поглощение пылью внутри галактики, то точки на диаграмме $(UBV)_0$ передвинутся влево и вверх и приблизятся к области, занятой галактиками Sy 1. Несбыточное положение ядра NGC 1068 на $(UBV)_0$ диаграмме Холоневский [14] объясняет как раз большим поглощением на пыли, сосредоточенной в ядерной области. С другой стороны, Коски [21] отмечает необычно голубой континуум в NGC 6764, который можно аппроксимировать степенным законом с $\alpha = 0.2$ и вклад которого в излучение в районе H_β составляет ~ 65%. Инфракрасные наблюдения этой галактики не показывают ИК-избытков [23]. По нашим данным показатели цвета не получаются такими голубыми. Может быть это различие можно объяснить тем, что, как уже отмечалось выше, недостаточно большой диапазон изменений яркости и отсутствие сильной корреляции потоков в разных фильтрах не позволяют надежно определить показатели цвета ядра методом Холоневского.

7. *Заключение.* В результате многолетнего фотометрического исследования четырех сейфертовских галактик было получено следующее:

1. В ядрах галактик MCG 8-11-11 и NGC 6814 на суточном временном интервале наблюдается переменность блеска, существенно превосходящая ошибки наблюдений.

2. Во всех исследованных галактиках (MCG 8-11-11, Марк 6, NGC 6814 и NGC 6764) наблюдается переменность на больших интервалах времени. Наряду с хаотическими, наблюдаются и систематические изменения блеска.

3. В некоторых галактиках изменения показателей цвета могут коррелировать с изменениями яркости, как, например, в NGC 6814 или Марк 6. При повышении яркости показатели цвета ($U-B$) этих галактик становятся более голубыми. Однако в состоянии ослабленного блеска в NGC 6814 заметна значительная дисперсия показателей цвета ($U-B$) и ($B-V$).

4. Околоядерные области галактики NGC 6814 имеют цветовые характеристики, близкие к E-S0-галактикам. С удалением от ядра показатели цвета NGC 6814 и двух других галактик (MCG 8-11-11 и NGC 6714) больше соответствуют галактикам S0/a-Sbc.

5. Ядра галактик NGC 6814, Марк 6 и MCG 8-11-11 по цветовым характеристикам близки к ядрам других фотометрически активных галактик.

6. Обнаруженная переменность ядра NGC 6764 на больших интервалах времени с амплитудой $\Delta V \sim 0.^m2$ является свидетельством его активности, хотя, возможно и меньших масштабов, чем в трех других случаях.

В заключение автор выражает благодарность дирекции Института астрофизики АН Тадж.ССР за предоставление возможности провести наблюдения в августе 1986 г. на 1-м телескопе на г. Санглок и В. Ю. Рахимову за помощь в этих наблюдениях, а также Л. Л. Корытько за помощь в подготовке рукописи к печати.

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

UBV PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXIES. III. NGC 6764 AND GENERAL DISCUSSION

V. T. DOROSHENKO

No light variations of NGC 6764 in UBV were found within time interval of days during several years of observations. There are systematic light variations with amplitude $\Delta V \approx 0.^m2$ on long time scale (years)

which are spoilt by the chaotic fluctuations of brightness with the same order of magnitude. No correlation between light and color variations was found. Nuclei's colors of galaxies MCG 8—11—11, Mkn 6, NGC 6814 studied in our previous papers and NGC 6764 as well as colors of annular area of these galaxies are compared with colors of some other extragalactic objects on the two colour $(U - B)_0$, $(B - V)_0$ diagram.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Т. Дорошенко, *Астрофизика*, 28, 5, 1988.
2. В. Т. Дорошенко, *Астрофизика*, 28, 233, 1988.
3. S. M. Stukin, H. J. Su, M. P. Schwarz, *Astrophys. J.*, 237, 404, 1980.
4. V. C. Rubin, N. Thonnard, W. K. Ford, *Astrophys. J.*, 199, 31, 1975.
5. J. M. Shuder, D. E. Osterbrock, *Astrophys. J.*, 250, 55, 1981.
6. D. E. Osterbrock, R. D. Cohen, *Astrophys. J.*, 261, 64, 1982.
7. D. Kunth, H. Schild, *Astron. and Astrophys.*, 169, 71, 1986.
8. Э. А. Дубай, В. Т. Дорошенко, К. А. Постнов, *Письма в Астрофиз. ж.*, 7, 527, 1981.
9. В. М. Люгый, *Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга*, № 172, 30, 1971.
10. В. В. Каюмов, Н. Н. Киселёв, П. В. Пушкин, В. Ю. Рахимов, К. В. Тарасов, Г. П. Чернова, В. Н. Якутович, *Бюл. Ин-та астрофиз. АН Тадж.ССР*, № 78, 1987 (в печати).
11. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, *Publ. US Naval Observ.*, 21, 1968.
12. D. R. Altschuler, J. F. C. Wardle, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 82, 1, 1976.
13. D. Clarke, B. G. Stewart, *Vistas Astron.*, 29, 27, 1986.
14. J. Choloniewski, *Acta Astron.*, 31, 293, 1981.
15. В. Л. Страйжис, *Бюл. Вильн. астрон.observ.*, № 19, 40, 1967.
16. Г. М. Бескин, В. М. Люгый, С. И. Неизвестный, С. А. Пустильник, В. Ф. Шварцман, *Астрон. ж.*, 62, 432, 1985.
17. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, A. G. Corwin Jr., *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. Texas Press, Austin, 1976.
18. S. E. Person, J. A. Frogel, M. Aaronson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 39, 61, 1979.
19. В. А. Гаген-Торн, *Астрофизика*, 22, 449, 1985.
20. M. A. Malkan, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 254, 22, 1982.
21. A. T. Koski, *Astrophys. J.*, 223, 56, 1978.
22. R. D. Cohen, *Astrophys. J.*, 273, 489, 1983.
23. G. H. Rieke, *Astrophys. J.*, 226, 550, 1979.

УДК: 524.7—355

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. VII

Б. Е. МАРКАРЯН, Л. К. ЕРАСТОВА, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ,
 Дж. А. СТЕПАНЯН, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 11 февраля 1987

Принята к печати 10 сентября 1987

Приводятся результаты спектральных наблюдений 94 галактик с УФ-континуумом, выполненных на БТА. Определены красные смещения и светимости всех галактик. Эмиссионные линии обнаружены у 36 галактик. Две галактики — Марк 1392 и 1494 — отнесены к сейфертовскому типу.

В результате многолетней работы большого коллектива советских и зарубежных астрономов в настоящее время получены щелевые спектры большинства галактик Маркаряна. Близится к завершению также систематическая работа по получению щелевых спектров оставшихся объектов, проводимая нами в течение последних девяти лет на 6-м телескопе САО АН СССР.

Настоящая статья является седьмой в этой серии [1—3]. Наблюдательный материал получен в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в сочетании с ЭОП типов УМ-92 или УМК-91В. На фотопленках А-600Н и А-500Н получались нерасширенные спектры с дисперсией 90—100 Å/мм и спектральным разрешением 5—8 Å.

Результаты спектральных наблюдений для 94 галактик с УФ-континуумом приведены в табл. 1 и следующих за ней описаниях спектров. В табл. 1 последовательно даны: 1 — номер галактики по [4—6], 2 — фотографическая звездная величина согласно [7], в круглых скобках по [4—6], 3 — красное смещение, измеренное по эмиссионным или абсорбционным линиям, исправленное за движение Солнца ($\Delta z = 0.001 \sin l'' \times \times \cos b''$), 4 — абсолютная фотографическая величина, исправленная за поглощение в Галактике ($\Delta m_{pg} = 0.24 \operatorname{cosec} |b''|$ при $H = 75 \text{ км/с Мпк}$), 5 — тип галактики по [4—6].

Среди изученных объектов большая часть (58) — галактики с абсорбционными линиями, которые условно можно разделить на 2 группы. К пер-

Таблица 1

Номер по [4-6]	m_{pg}	z_0	M_{pg}	Тип по [4-6]
1	2	3	4	5
903	15 ^m .1	0.0203	-20 ^m .3	ds3e:
911	15.7	0.0352	-20.4	ds3e:
913	14.8	0.0270	-20.8	s3e: + s3
916	15.7	0.0271	-20.2	ds3e:
918	15.5	0.0264	-20.3	d3
919	15.6	0.0424	-21.0	ds3e
924	14.6	0.0201	-20.6	ds2e:
925	15.0	0.0173	-20.0	s3e;
939	15.7	0.0179	-19.5	sd2
942	(16.5)	0.0447	(-20.0)	ds2
946	15.0	0.0142	-19.0	ds3
949	(15.0)	0.0215	(-19.9)	sd3e:
950	15.7	0.0171	-18.9	ds3
964	(15.0)	0.0505	(-21.8)	s3e
967	(16.0)	0.0604	(-21.4)	ds3
977	15.1	0.0333	-21.1	ds3e:
981	(16.5)	0.0460	(-20.1)	ds2e:
986	15.5	0.0427	-20.9	sd3e:
994	(16.0)	0.0497	(-20.7)	s3e:
1000	(16.0)	0.0187	(-18.6)	d3
1004	(15.0)	0.0375	(-21.1)	sd2e
1007	14.2	0.0180	-20.4	s3e:
1013	(15.0)	0.0274	(-20.5)	d3e:
1015	15.5	0.0409	-20.8	sd3e:
1016	15.7	0.0446	-20.8	d3e:
1033	(15.0)	0.0182	(-19.6)	s2
1037	16.5	0.0328	-19.7	sd3
1041	(16.5)	0.0337	(-19.7)	d3e
1052	14.8	0.0250	-20.5	s3e
1053	(16.5)	0.0304	(-19.2)	sd3e:
1054	15.7	0.0261	-19.8	d3
1056	15.5	0.0423	-21.3	d2
1059	(16.5)	0.0358	(-16.6)	ds2
1062	15.0	0.0621	-21.8	s3e
1070	15.1	0.0373	-21.1	sd1e:

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
1074	15.4	0.0236	-19 ^m .8	s2e:
1082	(16.0)	0.0433	(-20.7)	s3e:
1084	(16.0)	0.0305	(-20.0)	ds3
1107	15.4	0.0380	-20.9	s2
1111	14.8	0.0272	-20.8	sd3
1113	15.6	0.0429	-21.0	sd3
1123	15.7	0.0191	-20.2	s3e
1145	15.7	0.0507	-21.1	s3
1159	15.2	0.0695	-22.5	d3e:
1240	15.4	0.0398	-20.9	ds3e
1249	16.0	0.0453	-20.7	sd3
1262	14.9	0.0219	-20.1	sd3e:
1274	(16.5)	0.0359	(-19.6)	d3
1277	15.1	0.0355	-21.0	ds3
1280	(16.5)	0.0469	(-20.2)	d3
1283	15.6	0.0322	-20.2	ds2e
1285	(17.0)	0.0312	(-18.7)	ds3e:
1293	(17.0)	0.0262	(-18.3)	sd3
1295	15.6	0.0289	-20.0	ds3e
1305	(15.5)	0.0100	(-17.8)	sd2e
1306	(16.0)	0.0044	(-15.5)	ds1
1312	15.7	0.0219	-19.2	ds3e:
1313	(16.0)	0.0073	(-16.6)	ds2
1316	(15.5)	0.0635	(-21.8)	s3e
1317	(16.5)	0.0477	(-20.0)	sd3
1319	(16.0)	0.0438	(-20.5)	ds2e;
1321	15.2	0.0063	-17.1	ds3e
1322	(16.5)	0.0261	(-18.9)	s2e
1323	15.4	0.0058	-16.7	d3
1324	15.2	0.0142	-18.8	sd3e:
1345	(15.5)	0.0314	(-20.2)	sd3e
1351	15.6	0.0220	-19.4	d3e
1368	(16.5)	0.0244	(-18.7)	d1e
1371	(16.5)	0.0176	(-18.0)	s3e:
1372	15.4	0.0188	-19.2	sd3e:
1373	(16.5)	0.0280	(-19.0)	ds3
1374	15.4	0.0252	-19.9	s3.

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
1377	(16 ^m .5)	0.0165	(-17 ^m .8)	ds3
1350	15.6	0.0055	-16.5	d3
1392	15.2	0.0367	-20.9	s2e
1395	(16.5)	0.0426	(-21.2)	s3
1396	(16.5)	0.0248	(-18.8)	ds3
1437	(17.0)	0.0196	(-17.7)	d2
1438	(16.5)	0.0356	(-19.5)	sd2e:
1439	15.6	0.0181	-19.0	s3e:
1440	(17.0)	0.0243	(-18.2)	d2c:
1458	15.6	0.0488	-21.0	s3e:
1462	(17.0)	0.0211	(-17.9)	ds3e:
1464	(15.5)	0.0365	(-20.6)	ds2e:
1467	(16.5)	0.0531	(-20.4)	d3c:
1470	(16.5)	0.0660	(-20.9)	sd3
1471	(16.5)	0.0196	(-18.2)	d2e:
1474	(16.5)	0.0746	(-21.1)	d3e
1475	(16.0)	0.0238	(-19.1)	sd2e
1487	(16.5)	0.0715	(-21.0)	d3
1489	(16.5)	0.0371	(-19.7)	sd2e:
1494	15.2	0.0306	-20.5	s3e
1497	14.7	0.0201	-20.2	s3e:
1500	15.6	0.0311	-20.2	sd1e

Описание спектров

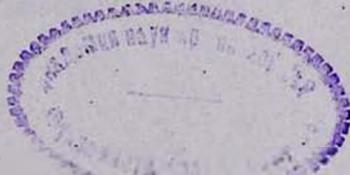
- 903 — В синей области спектра наблюдаются широкие малоcontrastные линии H и K Ca II и G-полоса в поглощении. На телескопе небольшого размера [8] наблюдалась красная часть спектра. Линий не было обнаружено.
- 911 — Наблюдаются в поглощении малоcontrastные G-полоса, а также H и K Ca II.
- 913 — В поглощении наблюдаются линии Ca II H и K, G-полоса и линии бальмеровской серии H_β и H_γ. Ранее [8] в красной части спектра линий не обнаружено.
- 916 — Согласно [8] в красной части спектра отсутствуют эмиссионные линии. В синей части спектра нами выявлены только абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса.
- 918, 919 — Наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса. В красной части спектра [8] линий не обнаружено.

- 924 — В спектре наблюдаются линии поглощения H и K Ca II и G-полоса.
- 925 — Наблюдаются в поглощении: H и K Ca II, G-полоса и линии водорода H₃, H₈, H₉.
- 939 — В поглощении наблюдаются G-полоса и H и K Ca II. Ранее [8] в красной части спектра уверенных линий не выявлено.
- 942 — Абсорбционные линии: H₇, H₈, G-полоса и H и K Ca II.
- 946 — Наблюдались уверенные линии поглощения H и K Ca II и G-полоса.
- 949 — Наблюдаются в поглощении: MgIb, G-полоса и H и K Ca II.
- 950 — Присутствуют в абсорбции: линии бальмеровской серии H₃, H₇, H₈, H₉ и H и K Ca II.
- 964 — Неуверенная G-полоса и линии H и K Ca II в поглощении.
- 967 — Уверенные H и K Ca II и G-полоса в поглощении. Значение красного смещения, приведенное в [9], превосходит наше на 0.0011. Согласно [8] в спектре никаких линий не наблюдалось.
- 977 — В поглощении наблюдаются: H₈, G-полоса и H и K Ca II.
- 981 — В спектре наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса. В красной части спектра [8] линий не обнаружено.
- 986 — В синей части спектра наблюдаются в поглощении H и K Ca II, G-полоса, а также линии бальмеровской серии H₃, H₇, H₈, H₉. В красной части спектра линий не обнаружено [8].
- 994 — Наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса.
- 1000 — Широкая малоконтрастная G-полоса и H и K Ca II в поглощении.
- 1004 — Наблюдаются очень слабые H и K Ca II и слабая G-полоса. Согласно [10] в синей части спектра никаких линий не обнаружено.
- 1007 — В поглощении наблюдаются H и K Ca II и линии бальмеровской серии H₈, H₉, H₉. Согласно [8] в красной части спектра линий не обнаружено. Наше z хорошо совпадает со значением в [9].
- 1013 — Очень слабые H и K Ca II и G-полоса в абсорбции.
- 1015 — В спектре наблюдается очень слабая H линия Ca II и уверенная G-полоса.
- 1016 — В абсорбции наблюдаются H и K Ca II и очень слабая, малоконтрастная G-полоса. Ранее [8] наблюдалась красная часть спектра. Линий не обнаружено.
- 1033 — Присутствуют в поглощении линии H и K Ca II и G-полоса. В красной области спектра [8] линий не обнаружено.
- 1037 — Наблюдаются линии поглощения H и K Ca II.
- 1041 — Абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса.
- 1052 — В поглощении H и K Ca II и G-полоса. В [8] сообщается об отсутствии эмиссионных линий в красной части спектра. Красные смещения по нашим данным и данным [9] хорошо совпадают.

- 1053 — Слабые Ca II и H и K и очень слабая G-полоса в абсорбции.
- 1054 — Наблюдаются линии H и K Ca II и H_ε в поглощении.
- 1056 — Очень широкая и малоконтрастная G-полоса и линии H и K Ca II. По [8] линий в красной части спектра не было обнаружено.
- 1059 — Слабые абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса.
- 1062 — В эмиссии наблюдаются очень слабые H_α и [N II] λ 6583 и в поглощении — линия NaI «D». Ранее на небольшом телескопе [8] эмиссионных линий не наблюдалось.
- 1070 — Наблюдаются абсорбционные линии бальмеровской серии H_α, H_β, H_γ, H_δ и линии Ca II H и K. На небольшом телескопе [8] в красной части спектра линий не обнаружено. Наше значение красного смещения на 0.0014 больше, чем по определениям в [10].
- 1074 — В синей области спектра наблюдаются в поглощении H_β, H_γ, H_δ и линии H и K Ca II. Согласно [10] в том же диапазоне спектра линий не наблюдается.
- 1082 — Наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса. Согласно [8] в красной части спектра линий не обнаружено. Наше значение красного смещения больше приведенного в [10] на 0.0013.
- 1084 — Наблюдаются слабые эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583. Возможно, линия H_α уширена. Отношение H_α / [N II] ~ 1. Согласно [8] эмиссионных линий в красной части спектра не наблюдалось. В синей части спектра линий тоже не наблюдалось [10].
- 1107 — Абсорбционные линии MgIb, G-полоса и H и K Ca II.
- 1111 — В спектре наблюдаются эмиссионная линия H_α и линия поглощения NaI «D».
- 1113 — Слабые линии H и K Ca II в поглощении.
- 1123 — В поглощении наблюдаются H и K Ca II и G-полоса. Красное смещение, определенное в [11], ошибочно.
- 1145 — Очень широкие линии H и K Ca II, G-полоса, H_γ и слабая H_β — в абсорбции.
- 1159 — Слабая G-полоса и линия H и K Ca II в поглощении.
- 1240 — Присутствуют слабые H и K Ca II и G-полоса.
- 1249 — Наблюдаются эмиссионные линии H_α и H_β.
- 1262 — Малоконтрастная G-полоса и слабые широкие H и K Ca II в абсорбции.
- 1274 — В спектре, полученном в красной области, наблюдаются эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583. Отношение H_α / [N II] ~ 3—4.
- 1277 — Наблюдаются сильная H_α и слабая [N II] λ 6583. Отношение H_α / [N II] ~ 4.

- 1280 — Намечаются эмиссионные линии H_α и H_β .
- 1283 — Присутствует в эмиссии узкая, протяженная H_β . В поглощении наблюдаются линии H и K Ca II. В работе [10] отмечена единственная эмиссионная деталь, отождествленная с N_1 . Красное смещение в [10] ошибочно.
- 1285 — В спектре присутствуют линии поглощения H и K Ca II, G-полоса и MgIb.
- 1293 — Наблюдаются в поглощении линии H и K Ca II.
- 1295 — Широкая G-полоса и линии H и K Ca II наблюдаются в абсорбции.
- 1305 — В спектре присутствуют протяженные эмиссионные линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007—4959, H_β и [O II] λ 3727. Отношение [O III] λ 5007/ H_β \sim 1. В поглощении наблюдаются линии водородной серии H_δ , H_γ , H_β и H и K Ca II.
- 1306 — Наблюдаются сильные протяженные линии N_1 , N_2 , H_β и [O II] λ 3727. Отношение N_1/H_β \sim 2. В абсорбции наблюдаются слабые линии бальмеровской серии: H_7 , H_6 , H_5 , H_4 .
- 1312 — В эмиссии — линии H_β , [O II] λ 3727; в поглощении — H и K Ca II.
- 1313 — В синей части спектра присутствуют сильные протяженные эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_β , слабая H_7 и умеренной интенсивности [O II] λ 3727. Отношение N_1/H_β \sim 3.
- 1316 — Красное смещение определено по линиям H и K Ca II. Наблюдается также слабая G-полоса. В том же диапазоне спектра по [10] наблюдалась одна эмиссионная линия, по которой определено красное смещение. Видимо, отождествление в [10] неверно.
- 1317 — Красное смещение определено по одной эмиссионной линии в красной области спектра в предположении, что это H_α .
- 1319 — В эмиссии: протяженная, умеренной интенсивности H_β , в поглощении: G-полоса и линии H и K Ca II.
- 1321 — Наблюдаются уверенные абсорбционные линии H и K Ca II и слабая G-полоса.
- 1322 — Наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионная линия H_α и слабая [N II] λ 6583. Отношение H_α / [N II] $>$ 3.
- 1323 — В синей части спектра наблюдаются эмиссионные линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007—4959, H_β и [O II] λ 3727. В поглощении присутствуют линии H и K Ca II. Отношение N_1/H_β \sim 2.5.
- 1324 — Наблюдаются умеренной интенсивности линии H и K Ca II и слабая G-полоса в поглощении.
- 1345 — Намечаются слабые линии H и K Ca II и G-полоса в абсорбции.

- 1351 — Красное смещение определено по одной эмиссионной линии в предположении, что это H_3 . Согласно [10] в той же части спектра линий не найдено.
- 1368 — В спектре наблюдаются умеренной интенсивности N_1 , H_3 , H_7 и [O II] λ 3727. Линии N_1 и H_3 узкие, протяженные. Отношение $N_1/H_3 \sim 1$. Наблюдаются также широкие макоконтрастные H и K Ca II. В синей части спектра согласно [10] линии отсутствуют.
- 1371 — В синей части спектра наблюдаются линии поглощения H и K Ca II и G-полоса.
- 1372 — Наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II и G-полоса.
- 1373 — В эмиссии наблюдаются линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007—4959 и [O II] λ 3727, а также линии бальмеровской серии H_3 , H_7 , H_8 . Отношение [O III] λ 5007/ $H_3 \sim 2$. Отношение $H_3/[O II] \lambda$ 3727 ~ 1 .
- 1374 — Присутствуют линии поглощения H и K Ca II. Полученное нами значение красного смещения хорошо совпадает с данным в [9].
- 1377 — В красной области спектра наблюдаются эмиссионные линии — сильная H_2 , [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Отношение $H_2/[N II] \sim 2-3$, [N II]/[S II] λ 6716 ~ 1.5 .
- 1390 — Присутствуют слабые эмиссионные линии H_2 и [N II] λ 6583. Отношение $H_2/[N II] \sim 2$.
- 1392 — Наблюдаются широкая эмиссионная линия H_2 с полной шириной на уровне непрерывного спектра ~ 100 А, линии [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6716/31. Отношение $H_2/[N II] \sim 1$, [N II] λ 6583/[S II] $\sim 2-3$. Согласно [12] это сейфертовская галактика промежуточного типа. Наше значение красного смещения достаточно хорошо совпадает с аналогичными значениями в работах [9] и [10].
- 1395 — В синей части спектра наблюдаются: в эмиссии — умеренной интенсивности [O II] λ 3727, в поглощении — G-полоса и линии H и K Ca II.
- 1396 — В спектре наблюдаются несколько наклонных эмиссионных линий: H_2 , [N II] λ 6583, [S II] $\lambda\lambda$ 6716/31, а также [O III] $\lambda\lambda$ 5007—4959. Отношение $H_2/[N II] > 4$, [N II]/[S II] λ 6716 ~ 1 .
- 1437 — В эмиссии N_1 , N_2 , [O II] λ 3727 и H_3 . Отношение $N_1/H_3 \sim 1$.
- 1438 — Спектр показывает сильные эмиссионные линии H_3 , [O III] $\lambda\lambda$ 5007—4959, H_7 , и [O II] λ 3727. Отношение [O III] λ 5007/ $H_3 \sim 1.5$.
- 1439 — В красной части щелевого спектра наблюдаются H_2 , [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6716/31. Отношение $H_2/[N II] \sim 3$, [N II]/[S II] λ 6716 ~ 1 .



- 1440 — В спектре присутствует узкая, протяженная эмиссионная линия H_{α} и $[N II] \lambda 6583$. Отношение $H_{\alpha}/[N II] \sim 3-4$.
- 1458 — В эмиссии наблюдаются слабые N_1 и $[O II] \lambda 3727$, в поглощении — H_{δ} и H и $K Ca II$.
- 1462 — В поглощении линии H и $K Ca II$ и G -полоса.
- 1464 — Наблюдалась синяя часть спектра. Видны эмиссионные линии $[O III] \lambda 5007$, H_{β} , $[O II] \lambda 3727$. Отношение $N_1/H_{\beta} \sim 0.3$. В поглощении наблюдаются линии H и $K Ca II$.
- 1467 — В эмиссии — $[O III] \lambda 5007$. В поглощении — H и $K Ca II$ и G -полоса.
- 1470 — Присутствуют эмиссионные линии $[O III] \lambda \lambda 5007-4959$, H_{β} и $[O II] \lambda 3727$. В поглощении наблюдаются H_{δ} , H и $K Ca II$.
- 1471 — В синей части спектра видны многочисленные эмиссионные линии: $[O III] \lambda \lambda 5007-4959$, $[O II] \lambda 3727$, а также линии бальмеровской серии H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , H_{ζ} , H_{η} . Отношение $[O III] \lambda 5007/H_{\beta} \sim 4$.
- 1474 — В спектре наблюдаются широкие линии поглощения H и $K Ca II$ и G -полоса.
- 1475 — Красное смещение измерено по линиям поглощения H и $K Ca II$.
- 1487 — В эмиссии наблюдается слабая $[O II] \lambda 3727$. В поглощении $Mg Ib$ и очень слабые H и $K Ca II$.
- 1489 — Наблюдается неуверенная линия $H Ca II$. Красное смещение определено по этой линии.
- 1494 — Наблюдается широкая малококонтрастная бленда $H_{\alpha} + [N II]$ шириной на уровне непрерывного спектра более 100 \AA . Вероятно, галактика типа $Sy 1$.
- 1497 — В спектре присутствуют линии поглощения $Mg Ib$ и «D» NaI .
- 1500 — В щелевом спектре, полученном в синей области, наблюдаются наклонные эмиссионные линии $[O III] \lambda \lambda 5007-4959$, $[O II] \lambda 3727$, H_{β} , H_{γ} . Отношение $[O III] \lambda 5007/H_{\beta} \sim 2$.

вой группе относятся достаточно красные галактики со спектрами поздних типов $G0-G2$. Включение их в списки чаще всего связано с ошибками классификации из-за различных факторов: плохие изображения, низкая прозрачность в ультрафиолете и др. В первую очередь это касается объектов типа $d/ds3$. Ко второй группе принадлежат галактики, в спектрах которых наблюдаются бальмеровские линии поглощения H_{γ} , $H_{\delta}-H_{\epsilon}$, а иногда и H_{β} . Распределение энергии у них типично для поздних A или ранних F звезд. У таких объектов при получении высококачественного

Спектра часто удается обнаружить слабые эмиссионные линии в красной области.

Отметим, что точность определения лучевых скоростей, определенная по эмиссионным линиям, около 60 км/с, по абсорбционным линиям — несколько хуже.

Среди галактик с абсорбционными линиями можно было ожидать присутствия объектов типа BL Lac. Однако новых лацертид среди них мы не обнаружили.

Остальные изученные галактики (36) имеют эмиссионные линии в спектре. Две галактики — Марк 1392 и 1494 — отнесены к сейфертовскому типу.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. VII

B. E. MARKARIAN, L. K. ERASTOVA, V. A. LIPOVETSKY,
J. A. STEPANIAN, A. I. SHAPOVALOVA

The results of spectral observations of 94 UV continuum galaxies with the 6-meter telescope are presented. The redshifts and luminosities of all galaxies have been determined. The presence of emission lines in the spectra of 36 galaxies is established. The remainder galaxies have only absorption lines in their spectra. Two galaxies Mark 1392 and 1494 are related to Seyfert type.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 5, 609, 1980; 19, 221, 1983; 21, 419, 1984.
2. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 22, 215, 1985.
3. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 28, 27, 1988.
4. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 581, 1969; 3, 55, 1967.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
6. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
7. F. Zwicky, et al., *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, v. I—VI, Pasadena, California, Institute of Technology, 1961—1968.

8. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 20, 525, 1984.
9. W. C. Keel, *Private communication*, 1985.
10. N. Dennefeld, F. Serve, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 253, 1984.
11. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 609, 1980.
12. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрон. циркуляр*, № 1428, 7, 1986.

УДК: 524.7—74

О ВХОЖДЕНИИ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ
В ФИЗИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН

Поступила 4 марта 1987

Принята к печати 16 октября 1987

Приводятся результаты статистического исследования галактик с УФ-избытком, входящих в списки [1—5]. Показано, что примерно одна треть этих галактик является вероятными членами скоплений. 40 галактик из этих списков составляют 20 пар, которые, по всей вероятности, являются физическими парами, а 12 галактик — 4 тройные системы. Сделано заключение, что более 40% галактик с УФ-избытком из списков [1—5] входят в двойные, тройные и большей кратности системы.

1. Введение. Подробное исследование спектров и прямых снимков галактик с УФ-избытком из списков [1—5] показало разнообразие их физических и морфологических особенностей. По активности эти объекты сильно отличаются друг от друга. Среди них встречаются галактики типа Сейферта, обладающие наиболее высокой активностью, и галактики, в спектрах которых наблюдаются линии поглощения, по-видимому, гораздо менее активные.

Многие из этих объектов обладают звездообразными ядрами, центральными яркими областями и сгущениями, являющимися сверхассоциациями или голубыми галактиками.

В настоящей статье рассматривается вопрос о принадлежности галактик, вошедших в списки [1—5], к физическим системам.

2. Галактики с УФ-избытком из списков [1—5], являющиеся вероятными членами скоплений. Из 580 галактик с УФ-избытком, входящих в списки [1—5], 557 попадают в области неба, охваченные каталогами галактик и скоплений галактик Цвикки [6]. Из них 247 галактик находятся внутри границ скоплений, данных в этих каталогах. К сожалению лучевые скорости имеются лишь для их небольшой части: всего 33-х галактик. Данные об этих галактиках и соответствующих скоплениях галактик приведены в табл. 1, в последовательных столбцах которой даются: порядковый номер галактики по [1—5], ее лучевая скорость и литературный источник,

Таблица 7

ГАЛАКТИКИ С УФ-ИЗБЫТКОМ ИЗ СПИСКОВ [1—5], ПРОЕКТИРУЮЩИЕСЯ НА СКОПЛЕНИЯ

№ галактики по [1—5]	V (км/с) (литература)	№ поля и скопления по Движки	V (км/с) скоплений (литература)
5	2820 [9]	299—15	3200 [15]
23	6848 [13]	500—24	6550 [15]
24	6710 [13]	500—24	6550 [15]
26	4110 [10]	147—1	4120 [15]
31	1560 [11]	335—3	1640 [15]
76	3213 [13]	299—15	4900 [15]
78	5040 [7]	"	" "
82	5970 [7]	"	" "
93	7550 [8]	339—22	8030 [15]
95	1230 [8]	"	1280 [15]
101	5370 [8]	"	3690 [15]
105	3750 [12]	"	3690 [15]
109	7620 [8]	"	8030 [15]
110	15900 [8]	"	" "
119	1650 [11]	339—1	2109 [6]
123	12150 [8]	339—22	8030 [15]
135	8460 [12]	300—4	8530 [15]
136	8520 [12]	"	" "
139	3240 [7]	"	" "
166	8310 [7]	"	" "
180	13290 [7]	340—9	15180 [15]
182	15090 [8]	340—9	15180 [15]
228	5522 [13]	452—6	5660 [15]
300	6720 [7]	514 - 3	6080 [15]
316	7409 [13]	475—9	7200 [15]
317	7260 [7]	"	" "
321	6720 [8]	"	" "
323	9540 [8]	"	" "
329	10920 [7]	454—11	4830 [15]
330	6000 [7]	496—9	5100 [15]
336	3480 [8]	476—5	8370 [15]
460	3330 [8]	300—4	8530 [15]
568	4021 [14]	431—1	4219 [6]

номер поля по [6] и, через черточку, номер скопления в поле, средняя лучевая скорость скопления и литературный источник.

Как видно из табл. 1, наши галактики попадают в границы 15 скоплений, причем 7 из них в область скопления № 339—22, занимающую площадь примерно $9^{\circ}40' \times 4^{\circ}20'$. Для галактик, расположенных в области этого скопления, Бейеси-Пиластрины и др. [15] приводят три значения лучевой скорости, соответствующие трем группам галактик. В табл. 1 галактики нашей выборки мы приписали к группам с близкими лучевыми скоростями, имея в виду, что для достаточно уверенного отнесения галактики к соответствующему скоплению или группе необходимо, чтобы их лучевые скорости были близки.

Вопрос о том, при какой разности этих скоростей еще можно считать галактику членом скопления, был обсужден во многих исследованиях. Из них можно упомянуть исследование Коста и др. [16], посвященное области сверхскопления Центавра-Гиады и исследование Танака [17], рассматривающее скопление галактики Персея [18]. Мы будем использовать результат Эйбелла [19], который принимает, что максимальная разность средней лучевой скорости скопления и лучевой скорости галактики, входящей в его состав, может быть 2000 км/с.

Данные табл. 1 в согласии с этим показывают, что большинство (26 из 33) галактик нашей выборки должно быть членами соответствующих скоплений. Таким образом, использованный нами довольно скудный материал позволяет допустить, что более половины из рассмотренных галактик с УФ-избытком являются вероятными членами скоплений.

Можно думать, что относительное число галактик с УФ-избытком из списков [1—5], с неизвестными лучевыми скоростями, входящих в скопления, не сильно отличается от полученной величины. В этом случае можно заключить, что из всех 247 галактик из списков [1—5], попадающих внутрь границ областей скоплений галактик, указанных Цвикки [6], около 200 галактик являются вероятными членами скоплений, что составляет более одной трети галактик из списков [1—5].

3. *Галактики с УФ-избытком, составляющие вероятные пары.* В работах Холмберга [20], Караченцева [21] и Тернера [22] разработаны критерии, на основе которых были выделены пары галактик, включенные ими в каталоги двойных галактик. Последними двумя авторами даны и критерии изолированности пар.

Однако критерии этих исследователей мы не можем использовать в случае галактик с УФ-избытком из списков [1—5] по той причине, что их подавляющее большинство очень слабо или имеет небольшие размеры (компактны и звездообразны).

Для выделения галактик, составляющих пары, мы воспользовались результатом работы Караченцева и Фесенко [23], согласно которому при умеренных лучевых скоростях угловые расстояния физических пар не превосходят $4'$. Мы считали, что пара является изолированной, если расстояние ближайшей (третьей) галактики больше пятикратного расстояния между компонентами пары. Этот критерий близок к критерию изолированности пары Караченцева [21].

В списках [1—5] имеется 21 пара галактик, для которых расстояния между компонентами не превышает $4'$. Список этих пар представлен в табл. 2, где приводятся также угловые диаметры (d) галактик, угловые (ρ) и линейные (D) расстояния между компонентами пар. Из них пары № 8 и 11 были ранее обнаружены Караченцевым [21] и входят в его каталог под номерами 518 и 536.

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ С УФ-ИЗЫТКОМ ИЗ СПИСКОВ [1—5],
СОСТАВЛЯЮЩИЕ ВЕРОЯТНЫЕ ПАРЫ

№ пар	№ галактики	d	ρ	V (км/с) (литература)	D (в кпк)
1	2	3	4	5	6
1	11	$5''$	188"		
	12	5			
2	38	15	218		
	39	40			
3	65	30	235	7260 [8] 7620 [7]	110
	66	50			
4	177	25	105		
	118	12			
5	126	30	218		
	127	30			
6	131	28	38		
	132	20			
7	135	25	50	8460 [12] 8520 [12]	27
	136	35			
8	139	6	93	3240 [7] 3330 [8]	20
	460	50			
9	158	54	118		
	159	60			
10	169	18	93		
	170	26			
11	198	120	50	4290 [2] 4590 [2]	14
	199	6			
12	205	25	125	7440 [8] 7380 [8]	60
	205	8			
13	245	10	70	9300 [7] 19230 [12]	66
	246	10			

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6
14	356	10	32"		
	357	12			
15	363	12	91		
	364	27			
16	371	30	75		
	372	22			
17	401	7	30		
	402	9			
18	406	15	29		
	407	20			
19	452	8	96		
	453	10			
20	467	12	101		
	468	8			
21	560	20	181		
	561	10			

Данные табл. 2 показывают, что в тех случаях, когда известны лучевые скорости (расстояния) пар, вычисленные нами линейные размеры пар не превышают 110 кпк, то есть принятый предел для углового расстояния между компонентами пар 4' обеспечивает правильный отбор пар.

Только в одном случае из 6 пар (пара № 13) разность лучевых скоростей компонентов может быть рассмотрена как свидетельство нереальности пары. Эта пара № 13 состоит из двух компактных галактик, одна из которых является галактикой типа Сейферта, а другая — галактикой, в спектре которой наблюдаются только линии поглощения.

В остальных случаях пары, по-видимому, физические. Из них для пар № 8 и 11 наши данные мало отличаются от данных Караченцева [24].

При изучении окрестности пар, приведенных в табл. 2, на пластинках, полученных на 2.6-м и 6-м телескопах, а также на картах Паломарского атласа оказалось, что у 12 пар нет близлежащих галактик, сравнимых по яркости с компонентами пар. Они удовлетворяют условиям изолированности, приведенным в работе [21] и являются вероятными физически изолированными парами. Каждая из остальных пар связана с одной или с несколькими сравнительно яркими галактиками, не имеющими УФ-избытка. Например, пары № 1, 3, 12, 15 и 20 составляют, по-видимому, тройную систему с близлежащей галактикой, яркость которой сравнима и несколько больше яркости компонентов пар. Пары № 2, 9 и 10, по всей вероятности, являются членами групп галактик, так как каждая из них связана с галактиками, которые по яркости не уступают компонентам пар. Кроме того, расстояния этих галактик от компонентов соответствующей пары сравнимы с расстоянием между этими компонентами. Таким образом, из иссле-

дованных нами пар галактик (табл. 2) 3 (№ 7, 8 и 11) являются изолированными, 9 (№ 4, 5, 6, 14, 16, 17, 18, 19 и 21) вероятными изолированными парами, 5 (№ 1, 3, 12, 15 и 20), по всей вероятности, составляют тройные системы, а 3 (№ 2, 9 и 10) входят в группы галактик.

Определенный интерес представляют также двойные галактики, один из компонентов которых является галактикой с УФ-избытком, а другой — нормальной галактикой. Таких пар будет несомненно больше, чем пар, оба компонента которых являются галактиками с УФ-избытком (табл. 2). Действительно, как показал И. Д. Караченцев [27] в его каталоге [21], у 53 пар один из компонентов является галактикой Маркаряна и только у 12 оба компонента являются галактиками Маркаряна. Первый список пар, оба компонента которых являются галактиками Маркаряна, был составлен Ж. Айдманом и А. Т. Каллогляном [28]. На основе статистических соображений они пришли к выводу, что большинство из них являются физическими парами.

По ходу обнаружения и исследования галактик с УФ-избытком мы встречали много пар, один из компонентов которых является галактикой с УФ-избытком. Например, галактики № 5, 52, 194 и 579 составляют пары с ближайшими галактиками. Эти пары включены в каталоги Э. Холмберга [20], Х. Арпа [29] и И. Д. Караченцева [21].

Для обнаружения полного количества таких пар надо тщательно исследовать окрестности всех галактик с УФ-избытком из списков [1—5]. Такую работу мы намерены выполнить в будущем.

4. *Галактики с УФ-избытком, составляющие вероятные тройные системы.* Из галактик, входящих в списки [1—5], 12 составляют четыре триплета. В табл. 3 приведены соответствующие данные о них (обозначения те же самые, что и в табл. 2). Угловое расстояние (ρ) дает размер триплета. Лучевые скорости, приведенные для трех систем в табл. 3, дают основание считать, что все они являются физическими системами. По-видимому, физической системой является также триплет № 2.

В работе [25] приведены 84 тройные системы, обнаруженные на картах Паломарского атласа. 54 из них были изучены спектроскопически [26]. Показано, что они являются изолированными физическими системами.

Применяя критерии, приведенные в работе [25], относительно тройных систем табл. 3 можно заключить, что три из них (№ 1, 2 и 4) являются изолированными триплетами. Причем, система № 4 была включена в каталог [25] под номером 82.

Добавим, что на снимке, полученном для триплета № 3 на 2.6-м телескопе, видно, что около него имеется еще одна яркая галактика без УФ-избытка, которая, по всей вероятности, связана с ним.

Таблица 3

ГАЛАКТИКИ С УФ-ИЗЫТКОМ ИЗ СПИСКОВ [1—5],
СОСТАВЛЯЮЩИЕ ВЕРОЯТНЫЕ ТРОЙНЫЕ СИСТЕМЫ

№ тройных систем	№ галактики	d	ρ	V (км/с) (литература)	D (кпк)
1	27	12"	125"	12300 [1]	100
	28	30		12300 [1]	
	29	12		12300 [1]	
2	195	10	118		
	196	30			
	197	10			
3	207	12	150	6650 [8]	80
	208	8		6780 [8]	
	209	40		6840 [8]	
4	346	60	330	4350 [7]	76
	347	20		4080 [8]	
	348	100		4320 [8]	

5. *Заключение.* Данные, представленные в настоящей статье, позволяют делать следующие выводы:

1. Более одной трети галактик с УФ-избытком, входящих в списки [1—5], являются вероятными членами скоплений галактик.

2. Около 40 галактик из списков [1—5] составляют вероятные физические пары.

3. 12 галактик из этих списков образуют вероятные физические триплеты.

Таким образом, следует считать, что более 40% галактик с УФ-избытком из списков [1—5] входят в двойные, тройные и большей кратности системы.

Авторы выражают благодарность члену-корреспонденту АН Арм. ССР Л. В. Мирзояну за обсуждение результатов, полученных в настоящей работе.

Ереванский государственный
университет

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE GALAXIES WITH UV EXCESS WHICH ARE THE MEMBERS OF PHYSICAL SYSTEMS

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The results of the statistical investigation of galaxies with UV excess from lists [1—5] are presented. It is shown that about one third

of these galaxies are the members of the clusters. 40 galaxies from these lists compose 20 pairs, which probably are physical pairs, 12 galaxies compose 4 triple systems. It is concluded that more than 40% of galaxies with UV excess from lists [1—5] are included in the double, triple and other multiple systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
5. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
6. F. Zwicky, B. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies of Clusters of Galaxies*, I—VI, Zürich, 1961—1968.
7. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 26, 5, 1987.
8. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
9. М. А. Казарян, Э. С. Хачикян, *Астрофизика*, 13, 415, 1977.
10. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Астрофизика*, 18, 192, 1982.
11. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 454, 1982.
12. М. А. Казарян, Э. Л. Карапетян, В. С. Тамазян, *Астрон. циркуляр*, № 1154, 6, 1981.
13. J. P. Huchra, M. Davis, D. Lotham, J. Tonry, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 89, 1983.
14. J. P. Huchra, W. F. Wyatt, M. Davis, *Astron. J.*, 87, 1628, 1982.
15. G. G. Baiesi-Pillastrini, G. G. Palumbo, G. Vettolani, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 363, 1984.
16. L. N. Costa, M. A. Nunes, P. S. Pellegrini, C. Willmer, G. Chincarini, J. J. Cowan, *Astron. J.*, 91, 6, 1986.
17. К. Л. Танака, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 37, 481, 1985.
18. И. Йыввээр, Я. Эйнасто, *Симп. МАС И 79, Крупномасштабная структура Вселенной*, М., 1981, стр. 270.
19. Дж. О. Эйбелл, *Симп. МАС № 79, Крупномасштабная структура Вселенной*, М., 1981, стр. 281.
20. E. Holmberg, *Ann. Lund Observ.*, № 6, 1937.
21. И. Д. Караченцев, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 7, 3, 1972.
22. E. L. Turner, *Astrophys. J.*, 208, 20, 1976.
23. И. Д. Караченцев, Б. И. Фесенко, *Астрофизика*, 15, 217, 1979.
24. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 16, 217, 1980.
25. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 11, 3, 1979.
26. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, *Астрофизика*, 17, 5, 1981.
27. И. Д. Караченцев, *Письма в Астрон. ж.*, 7, № 1, 3, 1981.
28. Ж. Айджман, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
29. H. Arp, *Astrophys. J.*, 14, № 123, 1966.

УДК: 524.38—54

УСЛОВИЯ И ХАРАКТЕР ПЕРЕТЕКАНИЯ ВЕЩЕСТВА
В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ГАЛАКТИК ТИПА S—E

Н. Я. СОТНИКОВА

Поступила 30 июля 1987

Принята к печати 20 августа 1987

В рамках ограниченной круговой задачи трех тел численно моделировался процесс перетекания газа из спиральной галактики в эллиптическую. Выяснилось, что возможность потери газа спиральной галактикой сильно зависит от соотношения между направлением ее осевого вращения и орбитального движения галактик двойной системы. В случае, когда эти движения направлены в разные стороны, перетекания газа не происходит. Кроме того, существенным параметром задачи является размер диска спиральной галактики. Согласно проделанным расчетам темп поступления газа в эллиптическую галактику для среднестатистической пары S—E с признаками взаимодействия из каталога И. Д. Караченцева составляет $\sim 0.2 M_{\odot}$ в год. Этого значения вполне достаточно для того, чтобы объяснить повышенное содержание нейтрального водорода ($\sim 10^4 M_{\odot}$) в ряде галактик раннего типа. Расчеты также показали, что за время одного-двух оборотов диска спиральной галактики происходит сильное искажение его формы в результате приливного взаимодействия. Этот факт следует учитывать при определении индивидуальных масс спиральных галактик, входящих в двойные системы, по кривым вращения.

1. *Введение.* В физике двойных галактик, как и в физике двойных звезд, очень важным является процесс обмена веществом между компонентами системы. Изучение этого процесса является тем более актуальным, что в последние годы получила довольно широкое распространение та точка зрения, что характер распределения и количество газа в галактиках раннего типа, а также разного рода активность галактик (вспышки звездообразования, сейфертовская активность, феномен радиогалактики) связаны с приливным влиянием соседней галактики или даже непосредственно с поступлением в них газа из галактики, расположенной вблизи активной (см., например, [1]).

В последнее время все больше появляется теоретических подтверждений подобных идей. Однако почти во всех теоретических работах рассматривается лишь приливное влияние близко пролетающей галактики на процессы звездообразования и активность ядер галактик [2—4]. Что касается двойных и взаимодействующих галактик, то, несмотря на широкий интерес к

ним, возникший со времени опубликования в 1972 г. И. Д. Караченцевым «Каталога изолированных пар галактик северного неба» [5], имеющийся богатый и разнообразный наблюдательный материал до сих пор очень мало использован в теоретических работах. Вопрос же об обмене веществом в двойных системах и возможных последствиях такого обмена, хотя и стоит давно [1], практически не исследован.

Одна из первых, самых простых попыток формализовать этот процесс была сделана В. В. Деминым и М. В. Сажиним в 1985 г. [6, 7]. Была проведена аналогия между эволюцией двойных галактик и эволюцией двойных звезд. На основе данных И. Д. Караченцева о двойных галактиках для среднестатистических систем в рамках модели Роша построены критические эквипотенциальные поверхности и показано, что в системах, имеющих признаки взаимодействия, размеры галактик существенно превосходят размеры критической поверхности (по крайней мере для системы типа E—E, для которых модель Роша представляется наиболее оправданной), а это, как известно из физики двойных звезд, является условием активной потери вещества компонентами системы. Аналогичная задача с использованием более богатого статистического материала решалась в ЛГУ И. Л. Маслик в 1983 г. в курсовой работе, оставшейся неопубликованной.

Необходимо, однако, иметь в виду, что дисперсия размеров галактик и проекций расстояния между ними велика и сравнима с самими средними величинами. Учитывая это обстоятельство, нужно с осторожностью делать заключение о том, заполняет галактика свою полость Роша или нет.

В работе [7] на основе распределения гравитационного потенциала в системе двух неподвижных галактик со сферически-симметричным распределением вещества вычислены скорости, необходимые для перелета точечной массы с поверхности галактик к точке L_1 . Скорости, исправленные за фактор проекции, для приведенных в статье [7] трех моделей E—E систем без признаков взаимодействия получаются достаточно большими и составляют 300—400 км/с.

Поскольку, говоря о перетекании вещества, обычно подразумевают газ и, более того, газовые облака, то трудно придумать механизм, придающий облакам такую скорость.

К сожалению, на основе указанных исследований нельзя ничего сказать о характере перетекания вещества в двойных галактиках, а также о количестве перетекающего вещества. В целом вопрос о возможности обмена газом остается открытым.

Чтобы ответить на все эти вопросы, необходимо решить уравнение движения вещества в гравитационном поле системы двух галактик. При этом нужно дать обоснование выбору начальной скорости движения вещества.

Вопрос о том, в какой форме может происходить обмен веществом в двойных галактиках (в форме звезд или в виде газа) рассмотрен в работе

[8]. Найдены параметры газового облака, а также условия в окологалактической среде, при которых возможно течение в виде сблоков. Если считать, что газ в основном состоит из облаков, то при решении задачи об обмене веществом в двойных галактиках нет принципиальной разницы между ними и звездами. И то, и другое можно рассматривать как пробные частицы пренебрежимо малой массы (по сравнению с массой галактики). Тем не менее, интерес представляет именно перетекание газа, поэтому речь в дальнейшем пойдет о газе.

2. *Перетекание вещества с галактики типа Sp на E-галактику в рамках ограниченной круговой задачи трех тел.* Вопрос о характере перетекания газа с одной галактики на другую, а также о количестве перетекающего вещества можно исследовать в рамках ограниченной задачи трех тел. Отличие от звезд состоит, главным образом, в том, что галактики нельзя считать точечными массами, и, строго говоря, необходимо рассчитывать самосогласованный потенциал галактик, что сделать имеющимися средствами вычислительной техники очень сложно. В силу этого приходится все же считать потенциал галактик постоянным во времени, но отличным от точечного.

Рассматриваются S—E-системы, то есть галактика богатая газом и галактика, в которой газа мало. Распределение гравитационного потенциала в диске спиральной галактики, там где находятся газовые облака, выбирается таким, чтобы оно соответствовало плоской кривой вращения, вплоть до расстояния, равного радиусу галактики R_1 . Область, где кривая вращения отлична от плоской ($r < R_0 \ll R_1$), не рассматривается. На расстоянии $r > R_1$ закон вращения считается кеплеровским. Если предположить, что распределение гравитационного потенциала, дающего такую кривую вращения, является сферически-симметричным, то круговую скорость вращения $v_\varphi = \text{const}$ можно выразить через радиус R_1 и полную массу M_1 внутри R_1 следующим образом:

$$v_\varphi = \sqrt{\frac{GM_1}{R_1}}. \tag{1}$$

Пробные частицы-облака, кроме систематической скорости вращения v_φ , имеют еще и небольшую случайную скорость с произвольным направлением $v_{\text{двсл}} \ll v_\varphi$. Их сумма и есть начальная скорость движения газового облака.

Обе галактики вращаются вокруг центра масс по круговым орбитам [9] с угловой скоростью ω . Потенциал эллиптической галактики считается точечным, тем не менее вводится понятие радиуса E-галактики R_2 . Считается, что, если газовое облако попадает в область внутри R_2 , то оно уже

принадлежит эллиптической галактике. Диск расположен в плоскости орбитального движения галактик.

Для удобства вводится следующая система отсчета. Центр системы отсчета расположен в центре спиральной галактики, ось абсцисс направлена вдоль линии, соединяющей центры обеих галактик. Сама система вращается с угловой скоростью ω вокруг некоей неподвижной.

Уравнения, описывающие движение пробной частицы, записываются в безразмерном виде. В качестве единицы длины выбрано расстояние между центрами галактик, единицы времени — величина, обратная угловой скорости обращения галактик по круговым орбитам $1/\omega$.

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{d\tau^2} = 2 \frac{dy}{d\tau} + x - \frac{q}{1+q} - \frac{1}{1+q} F_x + \frac{q}{1+q} \frac{1-x}{r_2^3}, \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} = -2 \frac{dx}{d\tau} + y - \frac{1}{1+q} F_y - \frac{q}{1+q} \frac{y}{r_2^3}, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$q = \frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1} = \frac{\mathfrak{M}_E}{\mathfrak{M}_{Sp}},$$

$$F_x = \frac{x}{R_1 r_1^2} \quad r_1 \leq R_1, \quad F_x = \frac{x}{r_1^3} \quad r_1 > R_1,$$

$$F_y = \frac{y}{R_1 r_1^2} \quad r_1 \leq R_1, \quad F_y = \frac{y}{r_1^3} \quad r_1 > R_1,$$

$$r_1 = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$r_2 = \sqrt{(1-x)^2 + y^2}.$$

Начальная скорость \vec{V}_0 в безразмерном виде:

$$\vec{V}_0 = \vec{V}_\varphi + \vec{V}_{\text{дисп}}, \quad (3)$$

где \vec{V}_φ — безразмерная круговая скорость вращения пробной частицы, $\vec{V}_{\text{дисп}}$ — небольшая случайная добавка к систематической скорости вращения:

$$\begin{cases} V_{\varphi x} = -V_\varphi \sin \varphi \\ V_{\varphi y} = V_\varphi \cos \varphi, \end{cases}$$

$$V_\varphi = \pm \frac{1}{\sqrt{(1+q)R_1}} - r_{1,0}, \quad (4)$$

$$|\vec{V}_{\text{дисп}}| = \alpha V_\varphi, \quad \alpha \ll 1.$$

Знаки «+» и «-» в выражении для V_{φ} соответствуют прямым и обратным движениям, то есть случаю, когда вращение диска направлено в ту же сторону, что и орбитальное движение, и случаю, когда диск и галактики вращаются в разные стороны; φ — угол между радиус-вектором начального положения пробной частицы $r_{1,0}$ и линией, соединяющей центры галактик.

Распределение поверхностной плотности в диске выбирается соответствующим экспоненциальному закону:

$$\sigma(r) \propto e^{-r/r_0}, \quad (5)$$

r_0 — параметр модели. Для удобства вычислений считается $r_0 = R_1$. Получающиеся результаты можно пересчитать для других значений параметра r_0 . Внешние области диска, откуда происходит истечение газа, моделируются 576 точками, распределенными по закону (5).

Наиболее подробно были рассчитаны следующие варианты:

$$\begin{aligned} R_1 &= 0.20, \quad \alpha = 0, 0.03, 0.05, \\ q &= 0.5, \quad R_1 = 0.30, 0.35, 0.40 \quad (R_{\text{кр}} = 0.44), \\ q &= 1.0, \quad R_1 = 0.20, 0.30, 0.35 \quad (R_{\text{кр}} = 0.37), \\ q &= 2.0, \quad R_1 = 0.20, 0.25, 0.30 \quad (R_{\text{кр}} = 0.31). \end{aligned}$$

Для сравнения в скобках приведены минимальные расстояния до критической поверхности Роша от центра спиральной галактики в плоскости диска. Величина α , характеризующая значение случайной скорости $v_{\text{дисп}}$, выбирается такой, чтобы соответствовать наблюдаемой дисперсии скоростей газовых облаков (5—10 км/с). При этом темп ухода облаков оказывается слабо зависящим от α . В случае звезд следовало бы выбрать $\alpha = 0.1 - 0.2$ ($v_{\text{дисп}} \approx 50$ км/с), но тогда трудно отделить влияние динамических приливов на характер движения вещества в двойной системе от влияния добавочной скорости.

В основном рассчитывались прямые движения. Промежуток времени, на котором рассматривалась эволюция системы облаков, не превышал 1—2-х оборотов Sp-галактики, что соответствует $t_{\text{пр}} = 3 \cdot 10^8$ лет. На большем промежутке времени рассматривать движение газовых облаков не имеет смысла, иначе необходимо задавать самосогласованную модель системы облаков, учитывая их возникновение и разрушение. Это замечание не относится к звездам, и за системой звезд можно следить в течение десятка оборотов диска. При этом можно рассматривать модели с меньшими радиусами.

3. *Результаты численного интегрирования.* Некоторые из результатов численного интегрирования системы (2) с начальной скоростью движения

газового облака (3), (4) представлены на рис. 1—3. Полученные результаты можно охарактеризовать следующим образом:

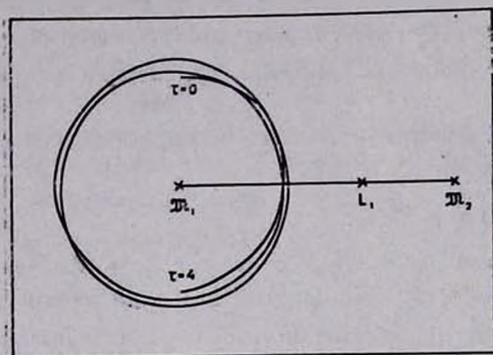


Рис. 1. Случай обратных движений. Траектория движения газового облака. $q = 0.5$, $R_1 = 0.40$, $V_{\text{дисп}} = 0$.

1. За время одного-двух оборотов спиральной галактики перелет точечной массы возможен лишь при прямых движениях. При обратных движениях, вплоть до времен порядка 5 оборотов спиральной галактики, не происходит существенного отклонения движения облаков от первоначального кругового (рис. 1).

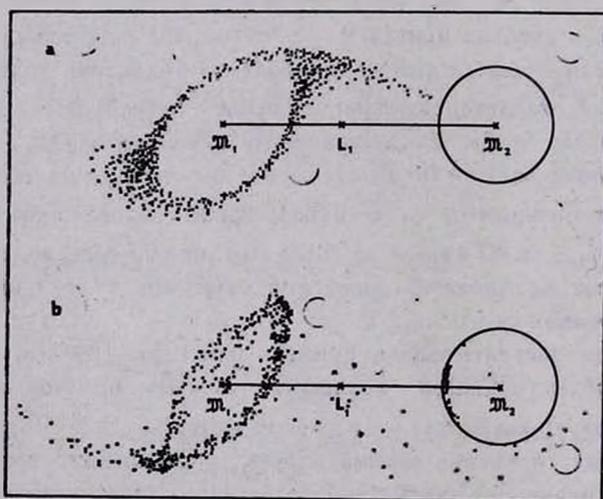
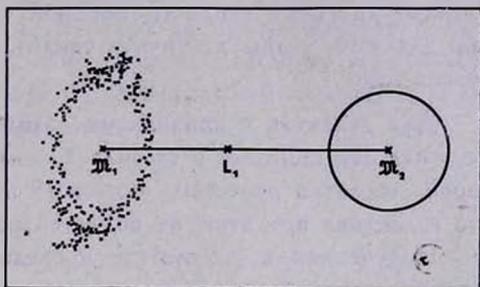


Рис. 2. Эволюция газового потока за время одного оборота спиральной галактики. $q = 2$, $R_1 = 0.30$, $\alpha = 0.03$; а) $\tau = 1$, б) $\tau = 2$.

2. Для эффективного истечения газа из спиральной галактики за время одного-двух ее оборотов, необходимо, чтобы ее размеры были достаточно близки к радиусу критической поверхности Роша, построенной для то-

чечных масс, а именно, должны отличаться от него не больше, чем на 10%. При этом звезды могут «уходить» из спиральной галактики и в том случае, если её размеры меньше указанных. Правда, времена «раскачки» в этом случае будут существенно больше.

Рис. 3. Искажение формы газового диска за время одного оборота спиральной галактики. Истечения газа не происходит (ср. с рис. 2b). $q = 2$, $R_1 = 0.25$, $\alpha = 0.05$, $\tau = 2$.



3. Часть вещества падает в центральные области самой спиральной галактики.

4. Не все потерянное вещество попадает на эллиптическую галактику: $\sim 20\%$ остается в окологалактической области.

5. Количество газа, попадающего на вторую галактику за время одного оборота спиральной галактики, составляет примерно 0.5% от всего газа, имеющегося в диске.

Для количественных оценок темпа поступления вещества в эллиптическую галактику необходимо задать параметры системы, тем более, что количество перетекающего вещества сильно зависит от этих параметров.

Среднее расстояние между галактиками, входящими в S—E-пары, на основе данных каталога И. Д. Караченцева ~ 34 кпк (взаимодействующие системы). Средняя масса Sp-галактик, входящих в эти системы, $(2-3) \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Если считать, что масса газа составляет $\sim 10\%$ массы звезд, то темп поступления газа будет $0.1-0.6 M_{\odot}/\text{год}$ в самом эффективном из рассчитанных вариантов ($r_0 = R_1$). Более реальная оценка дает примерно в три раза меньшую мощность перетекания: ($R_1/r_0 = 3$).

6. Из приведенных рисунков видно, что имеется сильное искажение диска галактики и отклонение движений газовых облаков от первоначальных круговых даже в том случае, если не происходит истечения газа (рис. 3).

4. Сравнение с наблюдениями. Сопоставление построенной модели перетекания вещества с наблюдательными данными можно сделать следующим образом. Можно разделить галактики, входящие в S—E системы на две группы: с признаками взаимодействия и без таковых. Затем для каж-

дой группы найти среднестатистические характеристики: радиусы S_p -галактик, расстояние между галактиками, отношение масс. Для галактик без признаков взаимодействия отношение среднего радиуса S_p -галактики к среднему расстоянию между галактиками равно $\bar{R}_1/\bar{X} = 0.17$. Это значение соответствует таким из рассматриваемых моделей, в которых первоначальные круговые скорости пробной частицы меньше скорости, необходимой для того, чтобы достичь точки L_1 , и истечение вещества в этом случае невозможно.

Для галактик с признаками взаимодействия $\bar{R}_1/\bar{X} = 0.40$, а эта величина как раз попадает в ту область значений безразмерного радиуса, в которой, согласно расчетам, возможно истечение вещества, несмотря на то, что галактика при этом не обязательно заполняет свою полость Роша.

Полученная в результате проведенных расчетов величина темпа поступления газа в эллиптическую галактику может объяснить некоторые наблюдательные факты. Статистический анализ [10] показал, что данные наблюдений E и S0-галактик в линии 21 см согласуются с бимодальным распределением этих систем по содержанию нейтрального водорода: большинство наблюдаемых галактик раннего типа вовсе не имеют или содержат очень мало газа [11, 12] ($\mathcal{M}_{\text{HI}}/\mathcal{M}_{\text{гал}} < 10^{-4}$ или $\mathcal{M}_{\text{HI}}/L_B < 10^{-2}$), в то время как другие необычайно богаты газом [13, 14]. Это, например NGC 1052, NGC 3226, NGC 4278 и другие подобные E и S0-системы. Примерно 10% всех эллиптических галактик, исследованных на содержание HI, имеют газ с массой порядка 10^5 – $10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ [13]. Иногда этот газ собран в центральной области галактики, а иногда в протяженном диске, как, например, в галактике NGC 5173, в которой масса нейтрального водорода оценивается в $1.2 \cdot 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ [15]. Среднее значение массы газа в подобных системах $\mathcal{M}_{\text{HI}} = 10^8 \mathcal{M}_{\odot}$ ($\mathcal{M}_{\text{HI}}/L_B = 0.06$) [13]. Замечено, что такие галактики почти всегда являются членами группы или пары, в состав которой входит поздняя спираль, богатая газом [1]. Полученной в результате расчетов приливного взаимодействия галактик в тесных парах величины темпа поступления газа в E-галактику ($0.2 \mathcal{M}_{\odot}/\text{год}$) вполне достаточно, чтобы объяснить повышенное содержание газа в подобных системах.

Другой из полученных результатов — искажение структуры диска — также можно сравнивать с наблюдениями. По предварительным данным, которые предполагается опубликовать, распределение сжатий спиральных галактик, входящих в S—E-системы, сильно отличается от распределения сжатий проекций бесконечно тонкого круглого диска на картинную плоскость (при условии равномерного угла между лучом зрения и плоскостью диска). Это распределение скорее соответствует распределению проекций эллипсов, а именно такая структура плоской составляющей га-

лактики и получается при расчетах. Хотя подробного сопоставления и не удалось, приведенный факт может повлиять на оценки индивидуальных масс Sr -галактик, входящих в двойные системы, сделанные на основе измеренных кривых вращения [16, 17]. В какую сторону при этом изменятся индивидуальные массы галактик, еще предстоит выяснить.

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Горбацкому за постоянное обсуждение работы и Д. А. Вернеру за предоставление неопубликованных данных каталога И. Д. Караченцева. Особую признательность автор выражает К. Н. Артемьеву, без огромной помощи которого не были бы произведены численные расчеты.

Ленинградский государственный
университет

CONDITIONS AND CHARACTER OF GAS FLOW IN S—E BINARY SYSTEMS OF GALAXIES

N. YA. SOTNIKOVA

The gas flow from spiral to elliptical galaxy is investigated numerically in terms of the circular restricted three-body problem. It has been shown that the possibility of gas outflow from the spiral galaxy strongly depends on the relation between the direction of disk rotation and relative orbital motion. In the case of retrograde movements gas flow does not take place. Another essential parameter is the size of spiral galaxy. The rate of gas flow to the elliptical galaxy for the typical S—E pair with signs of interaction from I. D. Karachentsev's catalogue is $0.2 M_{\odot}$ per year. It is sufficient to explain the high content of neutral hydrogen ($\sim 10^8 M_{\odot}$) in some early type galaxies. The numerical results show that in the course of one or two revolutions of the spiral galaxy, a strong distortion of disk takes place because of tidal interaction. One should take into account this fact when determining the individual masses of spiral galaxies in binary systems from the rotation curve.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Комберг, Ин-т космич. исслед. АН СССР, Препр., № 539, 1979.
2. M. Noguchi, S. Ishibashi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 219, 305, 1986.
3. G. G. Byrd, M. J. Valtonen, B. Sandelins, L. Valtaoja, Astron. and Astrophys., 166, 75, 1986.
4. G. G. Byrd, B. Sandelins, M. J. Valtonen, Astron. and Astrophys., 171, 16, 1987.
5. И. Д. Караченцев, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 7, 3, 1972.

6. В. В. Демин, М. В. Сажин, Вестн. МГУ. Физ., астрон., 26, № 2, 100, 1985.
7. В. В. Демин, М. В. Сажин, Вестн. МГУ, Физ., астрон., 23, № 3, 74, 1985.
8. Н. Я. Сотникова, Астрофизика, 25, 139, 1986.
9. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 249, 1981.
10. R. H. Sanders, *Astrophys. J.*, 242, 931, 1980.
11. G. R. Knapp, *F. J. Kerr. Astron. J.*, 79, 667, 1974.
12. W. K. Huchtmeier, G. A. Tamman, H. J. Welker, *Astron. and Astrophys.*, 42, 205, 1975.
13. G. R. Knapp, E. L. Turner, P. E. Cunliffe, *Astron. J.*, 90, 454, 1985.
14. M. Wardle, G. R. Knapp, *Astron. J.*, 91, 23, 1986.
15. G. R. Knapp, E. Raymond, *Astron. and Astrophys.*, 138, 77, 1984.
16. И. Д. Караченцев, В. А. Минева, Письма в Астрон. ж., 10, № 8, 563, 1984.
17. В. А. Минева, Астрофизика, 26, 335, 1987.

УДК: 524.4—77

«МЕДЛЕННЫЕ» СТРУИ В СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИКАХ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

А. С. ЗЕНЦОВА

Поступила 2 июня 1987

Принята к печати 25 сентября 1987

Рассматривается гипотеза о том, что излучение в оптических эмиссионных линиях лобов сейфертовских галактик возникает за фронтом лобовой ударной волны струи, формирующейся при ее движении в межзвездном газе. На примере галактик NGC 7628 и NGC 4151 показано, что светимость лобов в оптических линиях получает объяснение в рамках этой гипотезы. Скорость движения лобов в этих объектах $v = 100 \div 200$ км s^{-1} , а температура газа за фронтом лобовой ударной волны $T = (1 \div 4) \cdot 10^5$ К.

Наблюдения сейфертовских галактик (SyG) выявили в их внутренних областях двойные радиоструктуры [1], подобные лобам в радиогалактиках, но отличающиеся от них размерами. Так, поперечный размер двойной радиоструктуры в сейфертовских галактиках составляет $1 \div 5$ кпк [1], а в радиогалактиках — десятки, а в некоторых случаях и сотни кпк. Подобие структуры лобов в радиогалактиках и SyG указывает на универсальность механизма образования радиооблаков в этих объектах, а различие их размеров является свидетельством различия масштабов энерговыделения в них.

В настоящее время получены свидетельства того, что скорости движения лобов с характерными размерами $(1 \div 5)$ кпк в сейфертовских галактиках малы и составляют $v = 100 \div 200$ км s^{-1} . Эти значения существенно меньше скорости лобов v в радиогалактиках, с типичными значениями мощности струй $E_j = 10^{43} \div 10^{44}$ эрг s^{-1} и размером лобов $R_L = 100$ кпк: $v \simeq 10^8$ см s^{-1} . Наблюдения сейфертовских галактик NGC 1068 и NGC 4151 выявили S-образную форму радиолобов в них [2]. Такое искривление формы лобов может быть обусловлено динамическим напором вращающегося межзвездного газа. Последнее происходит на таком расстоянии от ядра R_c , где давление за фронтом ударной волны лоба $P_L = \frac{9}{4} \rho_0 v^2$ (ρ_0 — плотность невозмущенного га-

за) оказывается приблизительно равным динамическому давлению газа, обусловленному его вращением $P_d \approx \rho_0 v_{\text{rot}}^2$. Если скорость вращения газа во внутренней области галактики $v_{\text{rot}}(R)$ известна, то это условие дает оценку скорости лобов на расстоянии R_c от ядра: $v(R_c) \approx v_{\text{rot}}(R_c)$. Согласно наблюдениям [2], для лобов в NGC 1068 $R_c = 0.8$ кпк и скорость вращения газа на таком расстоянии от ядра $v_{\text{rot}} = 170$ км с⁻¹ и $v(R_c) \approx v_{\text{rot}}(R_c)$, для NGC 4151 $R_c = 3$ кпк и $v(R_c) \approx v_{\text{rot}}(R_c) = 200$ км с⁻¹. По оценке, приведенной в работе [2], поток кинетической энергии струй в указанных галактиках составляет $\dot{E}_j = 10^{40} \div 10^{41}$ эрг с⁻¹.

Малые скорости движения лобов в SyG обуславливают особенности их наблюдательных проявлений. Так, светимости струй в оптических эмиссионных линиях у SyG составляют $\sim 10^{39} \div 10^{41}$ эрг с⁻¹ и оказываются сравнимыми со светимостью их ядер в этих линиях. Вопрос о механизмах возбуждения оптических линий в струях SyG остается открытым. Нагрев и ионизация газа за фронтом лобовой ударной волны струи могут обуславливать это излучение струй. Однако не исключена и возможность ионизации газа, и возбуждения линий УФ-излучением ядра галактики. Ниже на примере сейфертовских галактик NGC 7628 и NGC 4151 будет показано, что излучение в линиях в их струях возникает в результате распространения струи в межзвездном газе. SyG2 NGC 7628 примечательна тем, что у нее струевидный выброс из ядра выявлен по излучению в линиях H α и [N II]. Других линий в спектре не обнаружено. Полная светимость струи в линиях составляет $L = 10^{39}$ эрг с⁻¹ [3]. Поверхностная яркость в линиях максимальна вблизи внешней по отношению к ядру галактики границы струи и убывает по направлению к ядру. Излучение струи в других спектральных диапазонах, в частности в радиодиапазоне, не обнаружено [3]. Отсутствие в спектре линии [O III] λ 5007 позволяет заключить (при наличии в спектре линии [N II]), что концентрация ионов O⁺² мала, т. е. температура в области свечения $kT < 50$ эВ или $T < 6 \cdot 10^5$ К. Обнаружение в спектре струи линий [N II] $\lambda\lambda$ 6548+6583 позволяет установить нижнюю границу температуры свещающегося газа: $kT > 20$ эВ. Итак, $3 \cdot 10^5 < T < 6 \cdot 10^5$ К. Температура газа за фронтом ударной волны $T = 4 \cdot 10^5$ К соответствует скорости ударной волны $v = 150$ км с⁻¹. Это значение скорости движения газа находится в согласии с наблюдательными данными о величине доплеровского сдвига линий. Смещение линий H α и [N II] в спектре струи NGC 7628 соответствует скорости движения излучающей области относительно ядра $v_c \approx 250$ км с⁻¹ [3]. Неопределенность в определении угла между лучом зрения наблюда-

теля и вектором скорости излучающего газа обуславливает ошибку в определении $v^{\circ} \sim 2$ раза [3]: $v_0 = 100 \div 500$) км с⁻¹.

Оценим массу газа в области излучения линий [N II]. Объемная светимость 1 см³ плазмы в линиях [N II] дается выражением

$$E_{\text{NII}} = 8 \cdot 10^{-17} \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{2 \cdot 10^4}{T_e}\right) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} \quad (1)$$

При $T_e = 4 \cdot 10^4$ К, $E_{\text{NII}} = 10^{-10}$ эрг см⁻³ с⁻¹. Отсюда, зная светимость в линии L_{NII} , находим объем зоны излучения

$$V = \frac{L_{\text{NII}}}{E_{\text{NII}}} \quad (2)$$

и массу излучающего газа

$$M = n_e m \frac{L_{\text{NII}}}{E_{\text{NII}}} \quad (3)$$

При $L_{\text{NII}} = 10^{39}$ эрг с⁻¹ для струи в NGC 7628 получаем $M = \frac{10^{34}}{n_e}$ г,

что при характерном значении плотности газа в лоубе $n_e \approx 1$ см⁻³ дает $M \approx 5M_{\odot}$. Оценим для сравнения массу межзвездного газа, нагребенного струей при распространении в межзвездной среде. Согласно наблюдениям Киля [3] продольный размер струи составляет $R \approx 3$ кпк, а поперечный ее размер $l = 0.4$ кпк. Считая, что заторможенные элементы струи движутся в конусе с телесным углом $\theta = 0.1$, получаем оценку снизу объема, в котором распространяется струя, $V = \frac{1}{3} \pi l^2 R = 10^{61}$ см³, и соответственно массу нагребенного

газа $M = n_0 m V = 10^{10} n_0$ г. При $n_0 = 1$ см³, $M = 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Из сравнения M_{NII} и M следует, что масса излучающего в линии [NII] газа составляет малую часть ($\sim 10^{-6}$) от массы нагребенного струей газа. Покажем, что величина M_{NII} естественно получает объяснение в модели возбуждения газа за фронтом ударной волны струи. Расчеты структуры и излучения межзвездных ударных волн были выполнены в работах [4, 5]. Они показали, что для ударных волн, распространяющихся со скоростями $100 \lesssim v \lesssim 400$ км с⁻¹ в газе с плотностью $1 \lesssim n_0 \lesssim 100$ см⁻³ размер зоны высвечивания газа в запрещенных линиях составляет $l_S \approx 2 \cdot 10^{10}$ см, и на расстоянии $r > 3 \cdot 10^{10}$ см от фронта ударной волны температура газа быстро убывает. Размер зоны высвечивания газа за фронтом слабо зависит от ее скорости [4, 5]. Оценим объем излучающей линии области за фронтом лобовой ударной волны струи, площадь поверхности которой $S \approx \pi l^2$,

$$V_S \simeq \pi l^2 l_S = 6 \cdot 10^{58} \left(\frac{l}{0.4 \text{ кпк}} \right)^2 \left(\frac{l_S}{2 \cdot 10^{18} \text{ см}} \right) \text{ см}^3. \quad (4)$$

При $l = 0.4$ кпк эта величина совпадает по порядку величины с $V_{\text{NII}} \simeq 10^{58} \text{ см}^3$. Близость величин V_{NII} и V_S является аргументом в пользу гипотезы о возбуждении в струе NGC 7628 линий за фронтом ударной волны струи. Отметим, что полученная нами оценка массы газа, излучающего линию H_α , в струе NGC 7628 по порядку величины совпадает с M_{NII} .

У SyG NGC 4151 обнаружена струя с длиной $R = 3.4$ кпк, излучающая в линиях [O III], H_α и [N II] [2]. Ее светимость в линии [O III] $\lambda 5007$ $L_{\text{OIII}} \simeq 10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$, а в линиях [N II] $\lambda 6548 + 6583$ $L_{\text{NII}} \simeq 3 \cdot 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ [2]. Принимая температуру газа в области свечения линий $T_e = 3 \cdot 10^5 \text{ К}$, получим по формуле (3) массу газа в этой области:

$$M_{\text{NII}} = \frac{2 \cdot 10^{35}}{n_e} \text{ г. С другой стороны, масса газа, излучающего в этой}$$

линии за фронтом ударной волны, согласно (4) $M = 10^{36} n_e$ г, если принять, следуя [2], поперечный размер лоуба $l = 1$ кпк. Легко показать, что масса газа, излучающего в линии [O III] $\lambda 5007$, близка по порядку величины к M_{NII} . Величины M_{NII} и M , так же, как и в случае NGC 7628, совпадают по порядку величины при типичном значении плотности газа в лоубе $n_e = 0.1 + 1 \text{ см}^{-3}$. Следует ожидать, что последняя близка к плотности невозмущенной межзвездной среды.

Итак, различие в мощности, а следовательно и скорости струй у радиогалактик и сейфертовских галактик определяет особенности их структуры: формирование протяженных радиолоубов с размером $R_L = 100$ кпк у объектов первого типа и «компактных» лоубов — у SyG. Этот же фактор обуславливает также различие в наблюдательных проявлениях струевидных выбросов из их ядер. Так, если у радиогалактик основным механизмом потери энергии струей является нетепловое излучения релятивистских электронов, то у сейфертовских галактик — излучение газа в оптических линиях за фронтом ударной волны струи. Следует ожидать, что скорости движения этой ударной волны в SyG лишь в несколько раз превышают скорость звука в межзвездной среде, при этом, как известно [6], эффективность генерации релятивистских частиц, а следовательно, и мощность радиоизлучения должны быть невелики.

Физико-технический ин-т

им. А. Ф. Иоффе АН СССР

LOW JETS IN SEYFERT GALAXIES:
OBSERVATIONAL MANIFESTATION

A. S. ZENTSOVA

The hypothesis that optical emission lines excite in lobes of Seyfert galaxies behind the shock front of jet moved in interstellar gas is considered. For NGC 7628 and NGC 4151 it is shown that luminosity of lobes in optical lines may be explained under this assumption. The lobe velocity for this objects is $v = 100\text{--}200 \text{ km c}^{-1}$ and the temperature behind shock front is $T = (1 \div 4) \cdot 10^5 \text{ K}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Ulvestad, A. Wilson, R. Sramek, Astrophys. J.*, 247, 419, 1981.
2. *A. Wilson, J. Ulvestad, Astrophys. J.*, 263, 576, 1982.
3. *W. Keel, Astron. J.*, 90, 577, 1985.
4. *J. Shall, C. McKee, Astrophys. J.*, 227, 131, 1979.
5. *И. С. Балинская, К. В. Бычков, Сообщ. Спец. астрофиз. observ.*, № 26, 51, 1979, № 31, 1981; № 35, 33, 1982.
6. *H. Volk, Proc. 19-th Rencontre de Moriond Astrophys. Meet.*, 1984.

УДК: 524.52

О ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ
ГАЗОВЫХ СТРУКТУР В ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

К. И. УСОВИЧ

Поступила 18 августа 1987

Принята к печати 20 февраля 1988

Рассмотрена динамическая эволюция кольцевых сгущений межзвездной среды, которые могут образовываться в дисках спиральных галактик под действием вязкости «газа» малых облаков Н I. Получена оценка характерного времени действия вязкости в кольце, из которой следует несущественность этого эффекта для последующей эволюции кольца. Сделан вывод о гравитационной неустойчивости ансамбля облаков в кольце, которая может приводить к образованию «сверхоблаков» межзвездного газа.

1. *Введение.* Как следует из наблюдений распределения СО в межзвездной среде (МЗС) спиральных галактик [1], так и из данных о распределении областей Н II [2], во многих случаях максимум концентрации газа достигается на расстоянии в несколько кпк от центра, и, таким образом, выделяется кольцеобразная область с повышенным содержанием молекулярных облаков. В Галактике, например, облака молекулярного водорода (МО) сосредоточены, главным образом, в кольце на расстоянии 4—8 кпк от центра, а также в центральной части внутри 1 кпк. К образованию осесимметричных газовых структур могут приводить различные динамические процессы в галактическом диске. Вместе с тем не исключено, что в ряде случаев наблюдаемая концентрация МО является следствием близости соседних спиральных рукавов друг к другу. Однако во всех случаях таким путем существование кольцеобразных структур объяснить нельзя, и в данной работе они рассматриваются как реальные образования, обусловленные динамическим взаимодействием облаков межзвездного газа.

Как установлено в [3], на характерных временах, значительно превышающих 10^7 лет, система облаков в Галактике может рассматриваться как «газ», частицами которого являются облака. Вязкость «газа» облаков Н I, вызывающая перенос углового момента в галактическом диске, согласно [4, 5] может быть причиной появления кольцеобразных конденсаций МЗС. Путем численного решения задачи о динамике «газа» облаков в:

поле гравитационного потенциала, обусловленного звездным компонентом диска (все облака считаются имеющими массу порядка $100 M_{\odot}$), было показано, что в первоначальном однородном газовом диске за время $(0.5 - 1.0) \cdot 10^9$ лет должны образоваться осесимметричные крупномасштабные уплотнения. Естественно ассоциировать эти уплотнения с наблюдаемыми в спиральных галактиках структурами. Заметим, что в [6, 7] рассматривалась аналогичная задача для гравитационно взаимодействующих гигантских МО ($M \approx (10^3 - 10^6) M_{\odot}$), и для них также получалась кольцевая структура. Однако вопрос о том, как образовались гигантские МО в Галактике, в [6, 7] не обсуждался, и задача об образовании наблюдаемой структуры МЗС тем самым оказывалась несамосогласованной. В образовании массивного облачного компонента МЗС важную роль может играть гравитационная неустойчивость в ансамбле малых облаков [5, 8].

Эволюция осесимметричных сгущений, состоящих из малых облаков, и, в частности, возможность образования там более крупных МО рассматривается в данной статье.

2. Роль вязкости в эволюции кольца. Выше отмечено, что вязкость должна вызывать перераспределение «газа» облаков в диске. Для того, чтобы выяснить ее роль в эволюции уже сформировавшегося кольца облаков, сделаем оценку характерного времени перераспределения плотности в «газе» облаков под действием вязкости.

Рассмотрим диск, состоящий из облаков II. Так как граничные условия практически не сказываются на образовании кольцевой структуры в диске [5], скорость радиального движения на внешней границе при $r = R$, $v_r(R)$, будем считать достаточно малой по сравнению со скоростью внутри диска, а нижнюю границу диска зафиксируем при $r = R_0$:

$$v_r(R) \lesssim \frac{v_r(r)}{10}, \quad v_r(R_0) = 0. \quad (1)$$

Масса диска M_g равна

$$M_g = 2\pi \int_{R_0}^R \sigma(r) \cdot r dr, \quad (2)$$

где $\sigma(r)$ — поверхностная плотность «газа» облаков. Дифференцируя (2) по t и используя уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma \cdot r \cdot v_r), \quad (3)$$

при учете сохранения массы диска и выполнении условия (1) имеем:

$$\mathfrak{X}_g = 2\pi\sigma(R) \cdot v_r(R) \cdot R \cdot t_{\text{дин}}, \quad (4)$$

где $t_{\text{дин}}$ — характерное время радиальных перемещений в диске, вызванных перераспределением в нем углового момента. Оно вводится по формуле:

$$t_{\text{дин}}^{-1} = \frac{2\pi}{\mathfrak{X}_g} \int_{R_0}^R \sigma(r) \cdot v_r(r) \cdot r \cdot r^{-1} dr. \quad (5)$$

Запишем усредненное по диску выражение для характерного значения коэффициента сдвиговой динамической вязкости «газа» облаков:

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{3} \cdot \langle \sigma \rangle \cdot \langle l \rangle \cdot \langle c \rangle, \quad (6)$$

где c — дисперсия скоростей облаков, l — длина свободного пробега. Считая, что скорости радиальных движений «дозвуковые», т. е. $v_r(r) < c$, с учетом (1) и при выполнении критерия применимости приближения сплошной среды ($l \ll R$) можно принять:

$$\frac{\langle c \rangle}{v_r(R)} \cdot \frac{\langle l \rangle}{R} = k, \quad (7)$$

где k — порядка единицы. Из (4), (6) и (7) получим:

$$t_{\text{дин}} = k \cdot \frac{\langle \sigma \rangle}{\sigma(R)} \cdot \frac{\mathfrak{X}_g}{6\pi \langle \eta \rangle}. \quad (8)$$

Расчеты различных авторов (см., например, [6]) показывают, что величина $\langle \eta \rangle$ определяется законом вращения диска, значением $\langle c \rangle$ и для «газа» облаков Галактики должна находиться в интервале $10^{24} - 10^{25}$ г с⁻¹. Полагая в соответствии с результатами [5] $\sigma(R) = (2 - 3) \langle \sigma \rangle$ при использованных там значениях \mathfrak{X}_g и $\langle \eta \rangle$

$$\mathfrak{X}_g = 10^{43} \text{ г}, \quad \langle \eta \rangle = 4.5 \cdot 10^{24} \text{ г с}^{-1},$$

находим из формулы (8) при $k = 1$ $t_{\text{дин}} \simeq 10^9$ лет, что хорошо согласуется с данными численных расчетов. Формулу (8) можно использовать и для тонкой кольцеобразной области в диске, если в ней выполнены условия (1). Легко получить, что масса газа в кольце толщиной 500 пк, находящемся на $r = 5$ кпк от центра и имеющем среднюю плотность $\langle \sigma \text{ (кольцо)} \rangle = 2 \langle \sigma \rangle$, более, чем на порядок меньше массы диска. Поэтому характерное время перераспределения плотности в кольце оказывается близким к характерному времени между столкновениями сблаков НI. В

таком случае для всего ансамбля облаков кольца эффекты вязкости не существенны и в дальнейшем исключаются из рассмотрения.

3. *Гравитационная неустойчивость и формирование массивных облаков.* Дифференциально вращающийся тонкий газовый диск гравитационно неустойчив, если выполнен критерий Тумре-Голдрейча-Линден-Белла для осесимметричных возмущений [9, 10]:

$$\sigma > \sigma_{\text{кр}} = \frac{\kappa \cdot c}{\pi \cdot G}, \quad (9)$$

где κ — эпитциклическая частота, σ — поверхностная плотность, G — постоянная гравитации. Учитывая зависимость κ от r [11] при наблюдаемом значении дисперсии скоростей облаков $\text{HI } c = 10 \text{ км/с}$, находим, что в Галактике

$$\sigma_{\text{кр}} = 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2 \text{ при } r = 5 \text{ кпк, } \kappa = 73 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1},$$

$$\sigma_{\text{кр}} = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2 \text{ при } r = 7 \text{ кпк, } \kappa = 49 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}.$$

Если для однородного диска принять в начальный момент значение $\sigma = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$ [5], локальное увеличение плотности в области на расстоянии 5—7 кпк от центра в 2—3 раза в результате перераспределения в диске углового момента за время $\lesssim 10^9$ лет [4, 5] может приводить к тому, что в этой области, согласно (9), возникнет гравитационная неустойчивость.

При выполнении критерия (9) оказываются неустойчивыми возмущения, длины волн λ которых лежат в интервале $(\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}})$ [8], где

$$\lambda_{\text{min}} \approx 1.8 \frac{c^2}{\pi \cdot G \cdot \sigma}, \quad \lambda_{\text{max}} \approx 7.2 \frac{\pi \cdot G \cdot \sigma}{\kappa^2}. \quad (10)$$

При $\sigma = 8 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$ и $\kappa = 49 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ имеем $\lambda_{\text{min}} \approx 0.4 \text{ кпк}$, $\lambda_{\text{max}} \approx 1.5 \text{ кпк}$. Оба эти значения λ больше, чем характерные размеры гигантских МО, 100—150 пк, поэтому можно ожидать, что в результате неустойчивости формируются более крупные объекты. Характерное время обособления конфигураций масштаба λ есть

$$t_H \approx \left(\frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot G \cdot \sigma} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Таким образом, быстрее нарастают возмущения меньших длин волн. При $\lambda = \lambda_{\text{min}}$ $t_H = 4 \cdot 10^7$ лет. Величина гравитационно связанной массы оказывается порядка $\frac{1}{4} \pi \cdot \lambda_{\text{min}}^2 \cdot \sigma = 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Это близко к характе-

риктикам областей HI в галактике NGC 6822 [12], обладающих массами $(3-5) \cdot 10^5 M_{\odot}$ и имеющих размеры порядка 500 пк. Подобные образования наблюдаются во многих спиральных галактиках, а их размеры и массы могут быть в несколько раз больше, чем приведенные. Данные области HI определяются авторами [13] как „сверхоблака“.

Критерий (9) получен в приближении тонкого диска. Кольцо же газа в диске по сути является крупномасштабным участком неоднородности с цилиндрической геометрией. Неустойчивость цилиндра рассматривалась в [14]. В соответствии с этой работой учет влияния неоднородности на величину ε , входящую в (9), можно произвести, следуя [13]:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{B}{L}, \quad (12)$$

где B — характерный размер участка неоднородности, L — длина волны возмущения, σ_0 — плотность в кольце. Расчеты [5] дают для B значения порядка 500 пк. Поскольку наблюдаемые размеры кольцеобразных уплотнений МЗС того же порядка и сравнимы с длиной волны возмущения $L = \lambda_{\min}$, то в первом приближении применительно к кольцу можно использовать критерий для тонкого диска (9) со значением $\sigma = \sigma_0$.

4. *Об эволюции ансамбля облаков.* Формирующиеся указанным способом сверхоблака представляют собой совокупность сгустков, общий объем которых много меньше объема сверхоблака. Согласно [15] в процессе образования сверхоблаков с параметрами, соответствующими приведенным, в них выделяются ядра с массами $M = (1-3) \cdot 10^5 M_{\odot}$ и начальными радиусами 100—150 пк, постепенно превращающиеся в гигантские МО. Сформировавшиеся ядра сверхоблаков включаются в столкновительный процесс, что с одной стороны приводит к слиянию фрагментов, с другой — к торможению маломассивного компонента при столкновениях с массивным. Эффективность слияния в данном случае подтверждается численными расчетами элементарного акта столкновения [16]. Динамика процесса коалесценции в ансамбле облаков рассматривалась в [3]. В этой работе показано, что при средней плотности ансамбля, превышающей некоторую критическую, происходит «охлаждение» облачного «газа» до значений дисперсии скоростей $s \simeq (2-3)$ км/с. Если это так, то в соответствии с (9) значение σ_{cr} должно стать меньше и λ_{\min} будет порядка характерных размеров МО — 15—40 пк (с массами $10^4-10^5 M_{\odot}$). Согласно (11) время их образования $(1-2) \cdot 10^7$ лет.

Дальнейшая эволюция ансамбля облаков кольца должна определяться процессами обмена веществом и энергией между различными компо-

нентами МЗС [17]. В соответствии с предложенной указанными авторами моделью циклической эволюции шестикомпонентной МЗС, регулируемой вспышками сверхновых, в области молекулярного кольца должны будут происходить малоамплитудные периодические изменения числа массивных облаков с периодом $4 \cdot 10^7$ лет. Этот циклический процесс может продолжаться до тех пор, пока средняя плотность газа в кольце не станет ниже критической, вследствие стока массы на звездообразование. По данным [17] время процесса составит $\approx 1.3 \cdot 10^9$ лет, после чего эволюция МЗС происходит монотонно. В [17] не учитывался вклад вещества, поступающего в МЗС из звезд, поэтому приведенное значение характерного времени можно рассматривать лишь как оценку снизу.

Уточнение процесса формирования массивных газовых облаков в кольцеобразных уплотнениях МЗС требует с одной стороны решения двумерной газодинамической задачи о гравитационной неустойчивости в ансамбле, с другой — выяснения эффектов нелинейности в нарастании подобного типа неустойчивости. Исследование данных вопросов автор предполагает выполнить в дальнейшем.

Автор благодарен В. Г. Горбацикому за постановку задачи и полезные обсуждения.

Ленинградский государственный
университет

ON THE DYNAMICAL EVOLUTION OF RINGLIKE GASEOUS STRUCTURES IN DISCS OF SPIRAL GALAXIES

K. I. USOVICH

The dynamical evolution is considered for ringlike condensations of the interstellar medium that can be formed due to viscosity of "gas" of small clouds HI. The role of viscosity in the process of subsequent evolution of the ring is estimated and it is found that the effect of viscosity may be neglected in this case. Gravitational instability of ensemble of clouds in ring is supposed to result in formation of "superclouds" of the interstellar gas.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Young, In "Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies", D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1983, p. 49.
2. P. W. Hodges, R. C. Kennicutt, *Astrophys. J.*, 267, 563, 1983.
3. L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 236, 868, 1980.
4. В. Г. Горбацикий, В. М. Сербин, *Астрофизика*, 19, 79, 1983.

5. В. Г. Горбачкий, К. И. Усович, *Астрофизика*, 25, 125, 1986.
6. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
7. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 36, 417, 1984.
8. L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 245, 66, 1981.
9. A. Toomre, *Astrophys. J.*, 139, 1217, 1964.
10. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 150, 7, 1965.
11. J. Ostriker, J. Caldwell, In "The Large-Scale Characteristics of the Galaxy", D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1978, 441.
12. S. T. Gottesman, J. Weltachew, *Astron. and Astrophys.*, 61, 523, 1977.
13. B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 31, 1983.
14. S. Chandrasekhar, E. Fermi, *Astrophys. J.*, 118, 116, 1953.
15. И. Г. Колесник, *Кинемат. и физ. небес. тел.*, 3, № 6, 50, 1987.
16. J. C. Lattanzio, J. J. Monaghan, H. Pongracic, M. P. Schwarz, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 5, 495, 1984.
17. S. Ikeuchi, A. Habe, Y. D. Tanaka, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 909, 1984.

УДК: 524.77—466

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ТИПА FR-I. I. РАДИОГАЛАКТИКА В ЦЕНТРЕ БОГАТОГО СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

С. С. КОМИССАРОВ

Поступила 25 июня 1987

Принята к печати 20 февраля 1988

Приводятся результаты численных расчетов по распространению турбулентных струй в гидростатической газовой короне богатого скопления галактик, которые согласуются с наблюдательными данными о структуре радиоисточников типа FR-1 при близких к определяемым в лабораторных условиях параметрах теории турбулентных струй. Выявлены особенности течения, связанные с неоднородностью внешней среды. Указывается на возможность наблюдения у радиогалактик рассматриваемого типа «грибовидных» структур, характеризующихся крутым спектром и низкой поверхностной яркостью.

1. *Введение.* Еще в середине 70-х годов было выявлено, что протяженные внегалактические радиоисточники можно разделить на два класса по структуре их внешних радиокомпонентов. Фонарофф и Райли [1] установили, что тип структуры определяется светимостью источника. Так, почти все источники с $L_{176 \text{ мГц}} < L_{176} \approx 10^{20} \text{ ВтГц}^{-1}$ характеризуются спадом поверхностной яркости протяженных радиокомпонентов по мере удаления от ядра родительской галактики (тип FR-I), а источники с $L_{176} > L_{176}^*$, напротив, имеют «уярчающиеся к краю» протяженные компоненты (тип FR-II) и их наиболее яркие компактные детали («горячие пятна») расположены на наибольшем расстоянии от ядра. Эти и другие данные свидетельствуют о том, что выдвинутая на передний план открытием «струйных выбросов» из ядер галактик и хорошо описывающая источники типа FR-II газодинамическая модель Блэндфорда и Риса [2] нуждается в дальнейшем развитии [3]. Наиболее естественной ее модификацией, необходимой для описания источников типа FR-I, является модель турбулентной струи [3—6].

Подавляющее большинство данных о свойствах турбулентных струй, однако, получено в лаборатории для случая их распространения в одно-

родной внешней среде [7, 8]. Астрофизические же ситуации могут отличаться значительными перепадами давления и плотности окружающего газа, разнообразными формами его течения. Выявление особенностей распространения турбулентных струй в этих условиях представляет собой цель этой и ряда последующих работ.

Сложность приведенной в предыдущей работе [3] системы уравнений Рейнольдса для стационарных осесимметричных незакрученных турбулентных струй, отсутствие у нее автомодельных решений даже в случае однородной внешней среды делают численные методы единственно возможными для теоретического исследования распространения турбулентных струй в неоднородных средах. Для проведения численных расчетов был построен гидродинамический код, использующий консервативную, однородную, конечно-разностную схему [9, 10]. В качестве тестовой задачи рассматривалась несжимаемая затопленная струя в однородной внешней среде, для которой существует известное автомодельное решение Толмина [7].

В качестве первой конкретной астрофизической ситуации рассмотрим случай радиогалактики, покоящейся в центре богатого скопления. Известно, что такие скопления содержат большое количество газа, распределение которого часто хорошо согласуется с изотермической гидростатической конфигурацией [11]. Поскольку нас интересует струя, распространяющаяся из области родительской галактики на расстояния в сотни килопарсек, то следует учесть вклад в потенциал как галактик скопления, так и звезд родительской галактики; для обеих систем примем хаббловское распределение массы:

$$\eta = \eta_0^* (1 + (R/R_c^*)^2)^{-3/2} + \eta_0^g (1 + (R/R_c^g)^2)^{-3/2}.$$

Предполагая, что для каждой из систем $\varphi_0 = 9\sigma^2$, где φ_0 — потенциал в центре, а σ — дисперсия скоростей на луче зрения, а также

$$\sigma_g^2 \left(\frac{m_p}{2kT_*} \right) = 1, \text{ имеем}$$

$$\rho_* = \rho_*^0 \exp \left\{ -9 \times \left[(f(R, R_c^*) - 1) \frac{\sigma^2}{\sigma_g^2} + f(R, R_c^g) - 1 \right] \right\},$$

где $f(R, R_c) = (R_c/R) \ln [R/R_c + (1 + (R/R_c)^2)^{1/2}]$.

При расчетах были приняты следующие значения параметров:

$$\rho_*^0 = 10^{-2} \text{ см}^{-3}, T_* = 10^8 \text{ К}, R_c^* = 3 \text{ кпк}, R_c^g = 300 \text{ кпк}, \sigma_*/\sigma_g = 1/3.$$

2. *Результаты численных расчетов.* Поскольку на расстояниях $\approx 10 \div 20$ кпк от ядра родительской галактики часто наблюдаются «узлы»,

связываемые с внутренними ударными волнами, которые могут играть существенную роль в динамике струй, то для чистоты эксперимента начало расчетной сетки было выбрано так, чтобы соответствовать $z_0 = 25$ кпк. Предполагалось, что на этих расстояниях струя уже полностью турбулизована и имеет гладкие, медленно меняющиеся с z профили газодинамических переменных. Исходя из этого требования подбирались исходные профили $U(r)$ и $d(r)$ продольного компонента скорости и плотности (при этом, конечно, оставался некоторый произвол). Начальные значения радиуса струи и скорости на оси всегда оставались одними и теми же: $R_0 = 5$ кпк, $U_0 = 3 \cdot 10^9$ см s^{-1} . Область расчета была ограничена сверху расстоянием $z_h = 300$ кпк, соответствующим наиболее протяженным источникам класса FR-I. (Источники типа «голова-хвост» (head—tail) могут иметь значительно большие размеры).

Для исследования влияния на решение эмпирических параметров $\bar{\alpha}$, Pr , а также начального числа Маха были рассчитаны модели, параметры которых указаны в табл. 1. Анализ турбулентных струй в лабораторных условиях дает $Pr = 0.7$. Однако, поскольку в случае равенства кинетической энергии турбулентных пульсаций и энергии турбулентного магнитного поля следует ожидать повышения числа Прандтля за счет вклада магнитной вязкости, то рассматривались более высокие значения Pr .

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТНЫХ МОДЕЛЕЙ

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9
α	5/9	5/9	5/9	7/9	7/9	7/9	7/9	7/9	1
Pr	0.7	1.4	2.8	0.7	1.4	1.4	1.4	2.8	1.4
M_0	4	4	4	4	4	3	2	4	4
α	>0.40	>0.25	>0.13	0.69	0.48	0.45	0.46	0.22	0.52

В процессе счета осуществлялся автоматический контроль за выполнением предположений, использованных при получении системы уравнений Рейнольдса. Так, в частности, контролировалось условие теплового удержания струи (или отсутствия ударных волн, вызываемых неоднородностью внешней среды) $l_j \ll l_a$ [12, 13], где l_a — характерный масштаб

изменения давления внешней среды, а $l_j = \int_0^{R_j} M_j(r) dr$ — расстояние, ко-

торое струя проходит вдоль своей оси, прежде чем ее внутренние области отреагируют на изменение внешнего давления. На начальном, наиболее стро-

гом в отношении рассматриваемого условия участка моделям с наиболее высокими числами Маха ($M_j^n = 4$) соответствуют значения $l_j = 7.5$ кпк и $l_a = 115$ кпк, и, следовательно, условие теплового удержания выполняется с большим запасом.

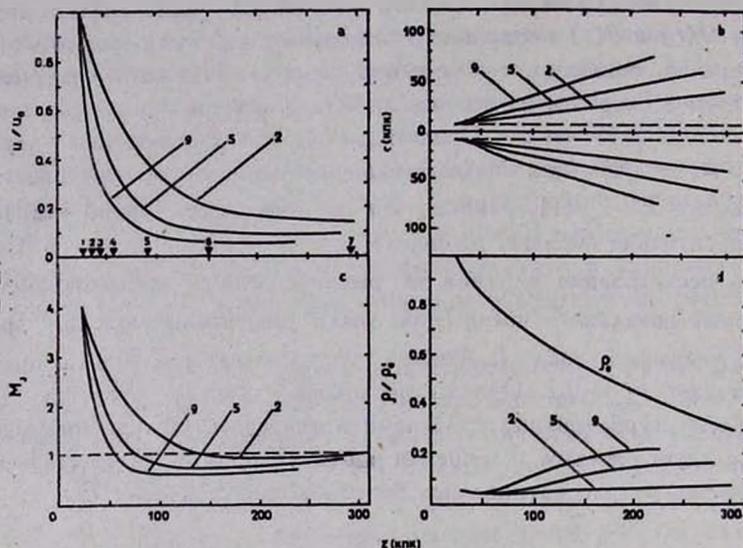


Рис. 1. Зависимость осевых значений газодинамических переменных и радиуса струи от z в моделях 2, 5 и 9, отличающихся только величиной α в выражении для длины смешения. \blacktriangledown — положения, для которых на рис. 4 приведены профили газодинамических переменных. — — — — границы струи в модели Блэндфорда и Риса (рис. 1b) и линия $M_j = 1$ (рис. 1c). — — — — кривая плотности межгалактического газа.

На рис. 1 показано поведение радиуса струи и осевых значений скорости, числа Маха и плотности для моделей 2, 5, 9, отличающихся только параметром α . Систематические изменения приведенных кривых имеют естественное объяснение. Увеличение α приводит к большим значениям длины перемешивания и (при тех же начальных профилях V_0 и ρ) к большим значениям турбулентной вязкости и теплопроводности. Соответственно увеличивается темп турбулентного уширения струи, темп уменьшения ее скорости и темп выравнивания плотностей струи и внешней среды.

Сравнение полученных очертаний струй с реальными геометрическими структурами FR-I — источников показывает, что $\alpha = 1$, по-видимому, соответствует предельно широким, а $\alpha = 5/9$ — предельно узким протяженным компонентам этих объектов, т. е. по этому параметру турбулентности космические и лабораторные струи должны быть близки. Штрихо-

выми линиями на рис. 1b указаны для сравнения границы адiabатической струи, рассмотренной Блэндфордом и Рисом [2].

Поведение скорости (рис. 1a) показывает, что, в отличие от струи, распространяющейся в однородной среде, рассчитываемый интервал расстояний можно разделить на участки быстрого ($z \lesssim 100$ кпк) и медленно-го падения скорости ($z \gtrsim 100$ кпк), что связано с изменением относительной роли вязкости и силы плавучести. Продольное сжатие, следовательно, может быть эффективным средством для сдерживания падения радиояркости только на начальном «быстром» участке течения.

На «быстром» участке сильно падает и число Маха струи, в результате чего она становится полностью дозвуковой. Однако затем достигается минимум и на «медленном» участке M_j испытывает даже небольшой рост (в однородной среде число Маха монотонно уменьшается). Такое поведение, очевидно, связано с действием силы плавучести, сдерживающей падение скорости течения за счет тепловой энергии, и турбулентной теплопроводности, уменьшающей скорость звука в струе в результате выравнивания температур струи и внешней среды.

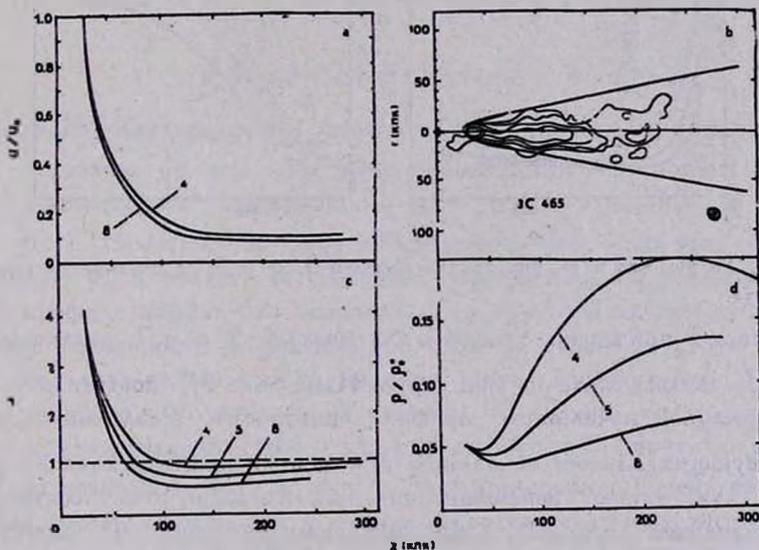


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для моделей 4, 5 и 8, отличающихся только числом Прандтля Pr . На рис. 2b приведены для сравнения радионизотопы одного из протяженных компонентов радионисточника 3C 465 [17].

Влияние на решение числа Прандтля иллюстрирует рис. 2, на котором приведены графики для моделей 4, 5 и 8, отличающиеся только значениями Pr . Сразу можно отметить лишь очень небольшие изменения в поведении скорости V_2 и радиуса струи. Различия в поведении R_j можно заметить

только на начальном участке, где числу Прандтля $Pr = 2.8$ соответствует внутренняя, а $Pr = 0.7$ — внешняя граница заштрихованной области рис. 2а.

Заметные изменения в поведении плотности и числа Маха, вызванные различием в Pr , легко объяснить, т. к. с ростом Pr уменьшается член турбулентной теплопроводности, стремящийся выровнять температуры (плотности) и, следовательно, скорости звука струи и более холодной внешней среды. Поэтому, чем больше Pr , тем меньшую плотность и меньшее число Маха струи следует ожидать.

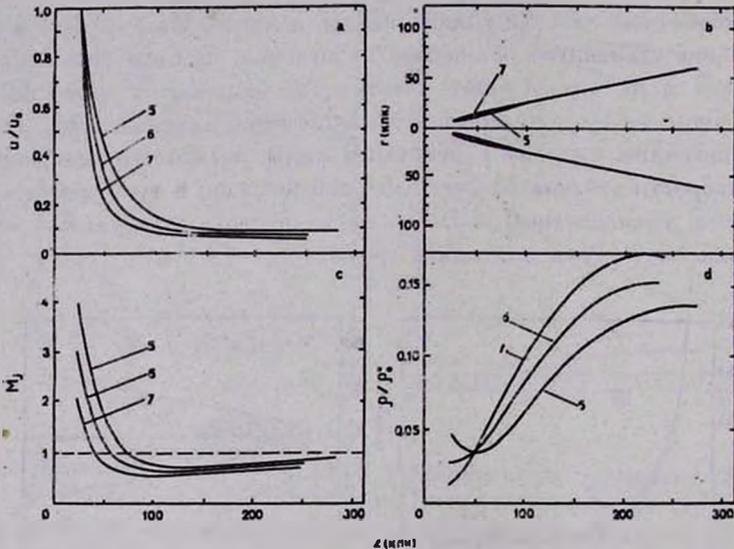


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 для моделей 5, 6 и 7, отличающихся начальным числом Маха.

На рис. 3 приведены графики для моделей 5, 6 и 7, различающихся начальным числом Маха на оси струи. Изменение M_j^0 достигалось линейной деформацией начального профиля плотности. Различия в кривых, соответствующих разным начальным M_j^0 , можно понять исходя из формулы (3) для длины перемешивания [3]. Согласно этому соотношению внутри диапазона $1.2 \leq M_j \leq 4.8$ меньшему значению M_j соответствует большее значение l и, следовательно, большие значения членов турбулентной вязкости и теплопроводности. Это в свою очередь приводит к более быстрому уширению струи, более быстрому падению ее скорости и более быстрому росту ее плотности. После достижения $M_j < 1.2$ данное различие исчезает, что объясняет сходство поведения струй на участке медленного изменения скорости. Интересен тот факт, что, несмотря на значительные различия начальных чисел Маха, струи характеризуются почти одинаковыми значениями M_j при $r > 100$ клк.

На рис. 4 приведены профили газодинамических переменных (на примере модели 2):

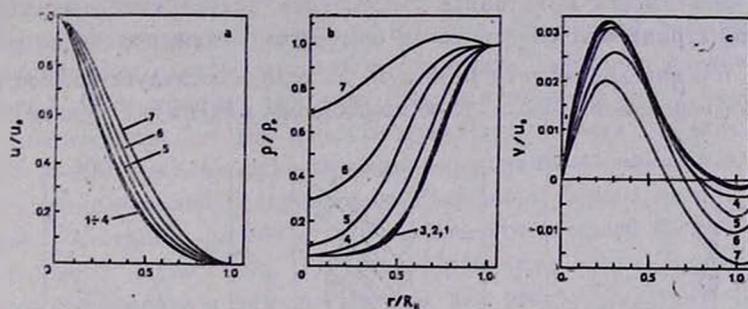


Рис. 4. Профили газодинамических переменных в сечениях струи, указанных символами \blacktriangledown на рис. 1.

$$u(\zeta, z_i) = v_z(\zeta, z_i)/v_z(0, z_i),$$

$$v(\zeta, z_i) = v_r(\zeta, z_i)/v_z(0, z_i),$$

$$d(\zeta, z_i) = \rho(\zeta, z_i)/\rho_0(z_i),$$

где $\zeta = r/R_0$. Координаты z_i плоскостей, для которых приведены профили, указаны на рис. 1а треугольничками. Компонент скорости $v_r(\zeta, z_i)$ вычислялся принимая $Sc = Pr$ (см. уравнения (1) и (2) работы [3]). Отметим: 1) почти автомодельный характер поведения переменной v_z в области ее быстрого уменьшения, 2) сильную деформацию профиля компонента скорости v_r , сохраняющую, тем не менее, его основные особенности в решении Толмина (втекание в струю внешнего газа, отток газа от оси струи, наличие двух экстремумов), 3) малость v_r по сравнению с v_z , из которой следует, что линии тока всюду внутри струи, за исключением узкого пограничного участка, почти параллельны ее оси, 4) неавтомодельность v_r и ρ , 5) формирование более тяжелой, чем внешняя среда, области струи вблизи ее границы. Последнее означает, что в одном и том же поперечном сечении струи сосуществуют участки как положительной, так и отрицательной плавучести.

Поведение интегральных характеристик течения, таких, как полные потоки массы (M), импульса (Π) и кинетической энергии (K) через поперечное сечение струи отражает рис. 5. Обращаясь к полному потоку кинетической энергии следует отметить, что его начальные значения лежат для рассчитанных моделей в интервале $3 \div 7 \cdot 10^{63}$ эрг s^{-1} . Этого, в принципе, достаточно, чтобы даже при невысокой эффективности процессов ускоре-

ния синхротронных электронов обеспечить радиосветимость самых мощных радиогалактик класса FR-I ($L_r \approx 10^{42}$ эрг s^{-1}). В отличие от случая распространения турбулентной струи в однородной внешней среде, для которого имеет место монотонное уменьшение потока кинетической энергии, в рассматриваемом случае после быстрого уменьшения K на расстояниях $z \approx 100$ кпк достигается минимум, за которым следует подъем с признаками насыщения или подхода к локальному максимуму. Такое поведение

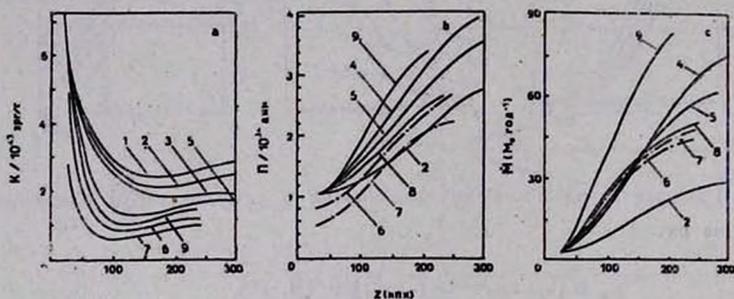


Рис. 5. Зависимость полных потоков энергии (рис. 5а), импульса (рис. 5б) и массы (рис. 5с) турбулентных струй от z .

ние можно объяснить следующим образом: первоначально диссипативный член (***) в правой части уравнения (5) работы [3] является основным и обеспечивает быстрый спад K , струя расширяется, уменьшается ее скорость (рис. 1б), что приводит к значительному уменьшению самого диссипативного члена; в результате в правой части уравнения 5 начинает преобладать член работы сил давления (*), который обеспечивает увеличение потока кинетической энергии и, по мере выравнивания плотностей струи и внешней среды, компенсируется членом работы силы тяжести. Следует отметить, что, несмотря на рост K при $z \geq 100$ кпк, генерация турбулентности и ускорение релятивистских частиц в этой области не прекращаются.

Положительная плавучесть рассчитанных струй объясняет и рост полного потока импульса (рис. 5б). Уменьшение темпа роста Π при $z \approx 200$ кпк также вызвано компенсацией силы давления силой тяжести по мере выравнивания плотностей струи и внешней гидростатической атмосферы.

Рост полного потока массы (рис. 5с) обеспечивается индуцированным втеканием в струю межгалактического газа и зависит от многих факторов. Быстрое увеличение \dot{M} с увеличением z приводит к тому, что на больших расстояниях течение практически полностью состоит из вещества, захваченного из внешней среды, и \dot{M} фактически соответствует темпу выброса:

струей вещества внешней атмосферы. Так, в модели 5 струи выметают из сферы радиуса 150 кпк межгалактический газ с темпом примерно $76 M_{\odot}$ год⁻¹, что за 10^9 лет составит $7.6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, при полной массе газа внутри этой области $10^{12} M_{\odot}$.

В отличие от распространения струи в однородной внешней среде в рассматриваемом случае не удастся получить решение до сколь угодно больших z . Это отражает тот факт, что для моделей 5 ÷ 9 кривые обрываются не достигая $z = 300$ кпк. (В остальных моделях решение обрывается на $z > 300$ кпк). Во всех случаях перед этим образуется пограничная область отрицательной плавучести (см. верхнюю кривую на рис. 4b), а отношение χ плотности на оси струи к плотности внешней среды в точке обрыва близко к 1 (см. табл. 1). (Алгоритмически обрыв соответствует отсутствию сходимости в методе Ньютона для решения системы нелинейных алгебраических уравнений). Скорее всего такое поведение означает отсутствие решения у системы (1) с граничными условиями (6) во всей рассматриваемой области [3].

4. *Обсуждение.* Согласно имеющимся экспериментальным данным по распространению турбулентных струй первоначально положительной плавучести в линейно стратифицированной среде струя по достижении определенного расстояния от сопла становится тяжелее внешней среды и в этой области растекается в поперечном направлении, образуя грибовидную структуру ([13]; рис. 6). Область растекания нельзя рассчитать в рамках системы уравнений Рейнольдса (1) [3], поскольку в ней нарушаются основные приближения теории турбулентных струй. Близость χ к 1 в точках обрыва (раздел 2) и появление пограничных областей отрицательной плавучести позволяет предположить близость этих точек к области растекания, в которой качественно меняется характер течения и отказываются используемые уравнения системы (1) [3]. Если такая интерпретация справедлива, то у ряда радиосточников, которые не испытывают сильного искажающего их структуры влияния, связанного, например, с быстрым движением через межгалактическую среду или с течением внешнего газа, следует ожидать обнаружения структур, напоминающих изображенные на рис. 6 области растекания. Расположенные на наибольших расстояниях от ядра родительской галактики, они должны характеризоваться низкой поверхностной яркостью, значительной протяженностью и, согласно эмпирической зависимости спектрального индекса от z , крутым спектром излучения. В соответствии с этим, лучше всего для их наблюдения подошли бы низкочастотные системы апертурного синтеза.

Протяженные компоненты, сильно напоминающие области растекания, имеет радиосточник ЗС 315 [14]. Их средний спектральный индекс $\alpha \simeq 1.0$. Аналогичную структуру имеет радиосточник ЗС 288 [15].

Большое сходство с областью растекания имеет один из «лобов» радионисточника ЗС 66В. Выполненные с высоким разрешением поляризационные исследования этого источника позволяют выделить внутреннюю деполаризацию излучения и указывают на то, что плотность в этом «лобе» почти совпадает с плотностью внешней среды [16]. С одной стороны, это дает возможность авторам сделать вывод о важной роли процессов увлечения вещества из внешней среды, с другой стороны, совпадение плотностей струи и окружающего газа — условие образования области растекания в гидростатической атмосфере.

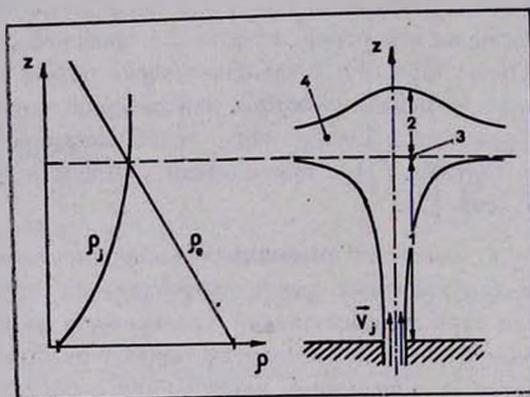


Рис. 6. Поведение турбулентных струй первоначально положительной плавучести в линейно стратифицированной среде по данным лабораторных исследований. 1—область положительной плавучести, 2—область отрицательной плавучести, 3—точка нейтральной плавучести, 4—область растекания.

В целом, на основании полученных результатов можно сказать, что модель турбулентной струи дает новый импульс в развитии газодинамической теории внегалактических радионисточников, поскольку показывает, как на основе единого ключевого положения о струйном истечении из ядер галактик можно описывать совершенно разные наблюдаемые структуры радионисточников. (Не исключено, что турбулентность играет существенную роль и при формировании протяженных компонентов FR-II — радионисточников, возникая в результате взаимодействия обратного течения кокона с межгалактической средой).

Тем не менее, решения только газодинамической задачи не достаточно для количественного, детального сравнения модели с реальными радионисточниками. Необходимо включить в рассмотрение магнитные поля и релятивистские частицы. Если эти компоненты не играют существенной динамической роли, то их анализ можно проводить на основе относительно простой газодинамической модели. Но даже в таком подходе открывается

широкий круг задач, еще требующих своего решения, — вынос магнитного поля из галактического ядра, увлечение магнитного поля из межзвездной среды, магнитное динамо, анизотропия турбулентного магнитного поля, ускорение и перенос релятивистских частиц и т. д. Поэтому на сегодняшний день для расчета радиоизлучения используются лишь сильно упрощенные модели (уже неплохо согласующиеся с наблюдениями [4, 5]).

В свете развиваемого здесь подхода принципиальное значение имеет вопрос о физической причине, по которой мощные радиогалактики имеют сверхзвуковые ламинарные струи (или струи с сильно подавленной турбулентностью), а слабые радиогалактики — турбулентные струи с близкими к лабораторным параметрам турбулентности (β и Pr). Как указано в работе [5], формальной причиной может быть различие в числах Маха для течений в источниках различных типов по классификации Фонароффа—Райли, поскольку с ростом M_j уменьшаются такие характеристики турбулентности, как длина перемешивания и, соответственно, турбулентные вязкость и теплопроводность. Если бы, вопреки уравнению 3, [3], такая зависимость сохранялась бы при $M_j > 4.8$, то для струй с очень высоким числом Маха динамической ролью турбулентности можно было бы пренебречь. Тем не менее, само по себе число Маха еще ничего не говорит о мощности струи, хотя согласно [1] именно мощность определяет структуру радиоисточников.

Другая возможная причина заключается в том, что давления внешней среды оказывается недостаточно для того, чтобы удерживать от расширения струи мощных радиоисточников, и они еще в ядре родительской галактики переходят в режим свободного (баллистического) распространения, для которого пограничное взаимодействие с окружающим газом становится несущественным.

В заключение хочу выразить признательность М. В. Конюкову и Р. Д. Даткесаманскому за неоднократные обсуждения и постоянное внимание к этой работе.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

RADIOLOBE FORMATION IN FR-1-TYPE EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES. 1. RADIOGALAXY IN THE CENTER OF RICH CLUSTER OF GALAXIES

S. S. KOMISAROV

Results of numerical calculations of turbulent jet's propagation through the hydrostatic gas medium of rich cluster of galaxies are pre-

sented. The agreement between theoretical and observational structures of rabiolobes is achieved when the parameters of turbulent jet's model are close to the values obtained in laboratory experiments. Flow peculiarities connected with the inhomogeneous of ambient medium are revealed. A steep spectrum "mashroomlike" features with low brightness temperatures are predicted in some FR-1-type radiogalaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. L. Fanaroff, J. M. Riley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 31, 1974.
2. R. D. Blandford, M. J. Rees, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 395, 1974.
3. С. С. Комиссаров, Астрофизика, 28, 261, 1988.
4. G. V. Bicknell, Astrophys. J., 286, 68, 1984.
5. G. V. Bicknell, Proc. ASA, 6, 130, 1985.
6. С. С. Комиссаров, Физ. ин-т АН СССР, № 263, 1985.
7. Г. И. Абрамович, Теория турбулентных струй, Физматгиз, М., 1960.
8. И. О. Хинце, Турбулентность, Физматгиз, М., 1963.
9. А. А. Самарский, Теория разностных схем, Наука, М., 1977.
10. А. А. Самарский, Ю. П. Попов, Разностные схемы газодинамики, Наука, М., 1975.
11. C. L. Sarazin, Rev. Mod. Phys., 58, 1, 1986.
12. M. J. Wilson, S. A. E. G. Falle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 216, 971, 1985.
13. Дж. Шеу, Турбулентное течение, Мир, М., 1984.
14. K. J. E. Northover, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 177, 307, 1976.
15. G. G. Pooley, S. N. Henbest, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 477, 1974.
16. J. P. Leahy, W. J. Jagers, G. G. Pooley, Astrophys. J., 156, 234, 1986.
17. J. A. Eilek, J. O. Burns, C. P. O'Dea, F. N. Owen, Astrophys. J., 278, 37, 1984.

УДК: 524.33:525.5:520.826

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Ae/Be ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА MWC 297. I. КВАЗИОДНОВРЕМЕННЫЕ UBVRIJK НАБЛЮДЕНИЯ

Ю. К. БЕРГНЕР, В. П. КОЗЛОВ, А. А. КРИВЦОВ, А. С. МИРОШНИЧЕНКО,
Р. В. ЮДИН, Н. Ю. ЮТАНОВ, К. Г. ДЖАКУШЕВА,
К. С. КУРАТОВ, Д. Б. МУКАНОВ

Поступила 10 июля 1987

Принята к печати 10 января 1988

С целью статистического исследования фотометрической переменности молодой звезды MWC 297 получен ряд квазиодновременных наблюдений в фотометрических полосах UBVRIJK. По предложенному методу определены коэффициенты корреляции между изменениями блеска в различных фотометрических полосах. Найдено, что существует антикорреляция между изменениями блеска звезды в полосах U и K . Предложен возможный механизм иррегулярной переменности звезды.

1. *Введение.* В работе Дж. Хербига [1] 297-я звезда из Маунт-Вилсоновского каталога была представлена в числе вероятных молодых звезд ранних спектральных классов (от 3 до 20 масс Солнца). Объект располагается в слабой отражательной туманности, связанной с H II-зоной S 62 [2] неправильной формы и аморфной структуры по классификации Шеплисса. Размер S 62 около $4'$. По немногочисленным наблюдениям Меррилл и др. [3] и Хербиг [1] отмечали присутствие в спектре звезды мощных эмиссионных линий водорода бальмеровской серии с профилями типа P Cug. Аллен и Свингс [4] обнаружили большой инфракрасный избыток, характерный для звезд, находящихся на стадии эволюции до Главной последовательности ($(V-K) > 8^m$). В 1973 г. [5] открыто излучение MWC 297 в CO, исследовавшееся в более поздних работах [6, 7]. В коротковолновой части спектра наблюдений MWC 297 невероятно мало: до 1985 года практически не было опубликовано даже фотометрических данных в диапазоне 0.3—0.9 мкм [8].

Дж. Хербиг [1] оценил спектральный класс MWC 297 как Be. Томпсон и др. [9] по отсутствию эмиссионных линий гелия и ориентировочной оценке расстояния до объекта в 600 пк дают для нее спектральный класс B0, используя калибровку Панаджа [10] для характеристик звезд нулево-

го возраста Главной Последовательности (ZAMS). Придерживаясь упрощающего предположения, что Ae/Be звезды Хербига представляют собой звезды ZAMS, погруженные в газопылевую туманность [9], и используя кинематическую оценку расстояния до MWC 297—450 пк (наблюдения в линиях CO [7]) по калибровке Панаджа [10] и мере объемной эмиссии [9], получаем спектральный класс звезды B0. Абсолютная звездная величина для класса B0 ZAMS составляет $3.^m3$ [10]. Определяемое отсюда фотометрическое расстояние до объекта 530 ± 70 пк, что согласуется с результатами наблюдений в линиях CO.

2. *Постановка задачи. Наблюдения.* Для звезд, находящихся на стадии эволюции до Главной Последовательности, характерна неправильная переменность в ультрафиолетовом (УФ), оптическом и инфракрасном (ИК) диапазонах спектра [12]. Изучение характера переменности блеска молодых звезд в различных диапазонах спектра может дать информацию о механизме, ответственном за переменность. Например, Коэн и Шварц [12] предложили разделить механизмы переменности на две категории:

- переменность вследствие процессов в газовой оболочке,
- затмение планетозималями или пылевыми неоднородностями.

Тогда в простейшем случае корреляция блеска звезды в УФ и ИК областях спектра должна указывать на то, что за переменность в ИК-диапазоне отвечает свободно-свободное излучение оболочки. Анतिकорреляция блеска УФ-ИК требует присутствия пылевого компонента в оболочке звезды.

Существующие небогатые наблюдательные данные не могут дать информации об изменении наблюдательных параметров MWC 297. По наблюдениям Нея, Меррилла [13] можно предположить, что звезда переменна в ИК области спектра (см. табл. 1). Первая фотометрия MWC 297 в видимой и инфракрасной областях спектра (0.3—2.5 мкм) отмечалась в работе [8].

С целью исследования характеристик переменности MWC 297 в течение нескольких наблюдательных сезонов (июль 1984—сентябрь 1987) на высокогорной обсерватории Ассы (Заилийский Алатау) проводились квазисинхронные наблюдения [14] в полосах *UBVRIRJK* фотометрической системы Джонсона (0.3—2.5 мкм). Для наблюдений использовался телескоп с диаметром главного зеркала 1 м (АФИ АН Каз.ССР) и фотометр ФПЗУ, разработанный в ГАО АН СССР [15]. Методика наблюдений описана в работе [14]. Метод системной редукации представлен в [16]. Результаты наблюдений и фотометрия звезды сравнения приведены в табл. 2.

3. *Метод расчета корреляционных коэффициентов для неравноточных измерений.* Особенностью полученного ряда наблюдений является его неравноточность, связанная с разным качеством наблюдательных ночей и

спецификой работы в аналоговом режиме наблюдений [16]. В этом случае проведение любого анализа данных без учета весовых коэффициентов недопустимо. Исходя из этого, нами был предложен метод расчета парных коэффициентов корреляции для неравноточных рядов наблюдений. Метод основан на принципе максимального правдоподобия и позволяет очистить наблюдения процесса переменности объекта от шумового компонента.

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ MWC 297 ПО ЛИТЕРАТУРНЫМ ДАННЫМ

Дата	U	B	V	R	J	H	K	L	Ссылка
	—	—	11	—	—	4.6	3.1	—	[4]
	—	—	11.5	—	—	4.54	3.08	1.50	[27]
	—	—	—	—	—	4.43	2.94	1.48	[28]
	—	—	—	—	—	—	33 J	80 J	[21]*
	—	—	—	—	6.1	4.5	3.1	1.4	[29]
	—	—	—	—	6.7	4.6	3.3	1.5	[13]
	—	—	—	—	—	4.8	2.9	1.6	
13—14.09.80	—	14.31	12.36	—	—	—	—	—	**
24—25.09.81	14.60	14.53	12.24	9.71	—	—	—	—	**

* Результаты из работы [21] приведены в Ян.

** Фотометрия выполнена М. Погодиным.

Согласно [17] переменность звезд, находящихся на стадии эволюции до Главной последовательности, имеет случайный характер. Исследования распределения случайной величины переменности в различных фотометрических полосах не проводились, поскольку не было накоплено достаточной статистики наблюдений. Тем не менее, по статистике фотографических наблюдений [17, 18] поведение спектральных функций величины переменности молодых звезд если не соответствует, то, по крайней мере, близко к нормально распределенному процессу. Вероятно, что этот вопрос требует более детального исследования, но в первом приближении можно предположить, что процесс переменности молодых звезд имеет нормальное распределение.

Рассмотрим наблюдаемую случайную величину, как сумму двух компонентов:

$$x_j = X_j + \xi_j,$$

где X_j — случайный нормально распределенный процесс переменности блеска звезды, ξ_j — шумовая составляющая наблюдаемого потока. Применяя метод максимального правдоподобия к суперпозиции этих процессов, получаем:

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ МВС 297

Дата	U	B	V	R	I	J	H	K
1	2	3	4	5	6	7	8	9
19.07.84	—	—	12.10 .05	9.32 .02	8.24 .03	6.35 .10	4.83 .03	3.27 .01
23.07.84	13.66 .03	14.53 .02	12.05 .04	9.35 .02	8.30 .03	6.00 .07	4.67 .06	3.30 .02
27.07.84	13.84 .03	14.54 .02	12.17 .03	9.45 .02	8.39 .03	6.01 .05	4.58 .02	3.08 .01
7.08.84	—	14.40 .06	12.07 .05	9.28 .02	8.21 .03	5.83 .04	4.36 .03	3.24 .03
8.08.84	13.07 .11	14.36 .04	12.15 .04	9.39 .07	8.30 .07	—	4.74 .03	3.25 .02
8.08.84	13.09 .17	14.23 .12	12.20 .02	9.39 .07	8.28 .08	6.02 .08	4.69 .03	3.24 .01
9.08.84	13.71 .04	—	12.15 .03	9.29 .10	8.18 .07	6.28 .03	4.68 .03	3.31 .03
21.08.84	13.60 .24	14.40 .10	12.17 .04	9.51 .09	8.46 .06	5.86 .03	4.60 .02	3.37 .03
25.08.84	13.83 .01	—	12.16 .03	9.45 .06	8.42 .07	6.12 .02	4.70 .02	3.14 .01
10.05.85	14.28 .08	14.30 .09	12.02 .04	9.65 .04	7.89 .05	6.14 .07	4.67 .02	3.39 .01
13.05.85	—	—	12.01 .04	—	—	—	4.44 .05	3.13 .02
12.06.85	14.92 .16	14.28 .11	12.00 .06	9.63 .04	7.95 .04	6.21 .01	4.65 .10	3.25 .01
14.06.85	—	14.45 .05	12.05 .04	9.64 .04	7.88 .06	5.96 .01	4.39 .01	3.30 .02
19.06.85	—	14.35 .02	12.05 .04	9.67 .03	8.06 .05	—	—	—
24.06.85	14.85 .29	14.86 .08	12.09 .05	9.66 .04	8.01 .05	6.21 .02	4.69 .01	3.21 .02
26.06.85	14.46 .03	14.50 .06	12.01 .04	9.59 .04	7.89 .05	6.06 .06	4.61 .03	3.26 .03
29.06.86	14.17 .16	14.55 .06	12.02 .05	9.61 .04	7.87 .05	5.98 .07	4.22 .04	3.16 .03
2.07.86	14.70 .20	14.70 .06	12.38 .09	9.59 .04	7.83 .05	6.19 .10	4.26 .04	3.11 .06
3.07.86	14.13 .68	14.65 .10	12.19 .06	9.73 .04	8.03 .07	5.93 .14	4.18 .07	3.26 .08
29.02.87	14.74 .20	14.84 .09	12.44 .05	9.95 .04	8.35 .07	6.16 .04	4.60 .02	3.13 .01
28.02.87	15.09 .30	14.74 .06	12.45 .04	9.86 .04	8.19 .06	5.92 .06	4.59 .02	3.16 .01
7.04.87	14.60 .07	14.63 .11	12.27 .04	9.87 .04	8.24 .04	6.22 .06	4.65 .02	3.24 .01

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
10.04.87	15.97 .32	14.40 .07	12.24 .03	9.92 .04	8.27 .06	6.68 .07	4.71 .02	3.25 .01
11.04.87	16.33 .32	14.54 .32	12.19 .05	9.82 .04	8.28 .06	6.20 .06	4.71 .02	3.20 .02
12.04.87	16.33 .26	14.57 .18	12.32 .04	9.88 .04	8.28 .05	6.23 .06	4.61 .03	3.12 .02
13.04.87	14.41 .38	14.78 .30	12.41 .06	9.87 .05	8.06 .08	6.19 .07	4.65 .03	3.13 .01
6.05.87	14.57 .32	14.70 .08	12.38 .05	9.93 .03	8.35 .05	5.78 .05	4.76 .03	3.27 .02
8.05.87	14.82 .06	14.60 .03	12.07 .05	9.71 .04	7.99 .07	6.16 .06	4.74 .03	3.24 .02
8.08.87	15.12 .08	14.63 .06	12.33 .06	9.89 .04	8.25 .07	6.20 .10	4.74 .04	3.31 .02
15.08.87	14.38 .26	14.59 .06	12.49 .02	9.91 .03	8.41 .06	—	—	—
5.09.87	14.61 .21	14.96 .06	12.26 .06	9.66 .04	8.10 .06	6.20 .10	4.73 .03	3.34 .01
6.09.87	14.98 .05	14.41 .25	12.35 .05	9.79 .04	8.23 .07	6.27 .10	4.75 .04	3.31 .01
11.09.87	14.58 .22	14.68 .05	12.07 .05	9.78 .04	8.27 .07	6.08 .07	4.55 .04	3.23 .02
12.09.87	14.67 .22	14.42 .15	12.24 .05	9.82 .04	8.12 .06	6.02 .04	4.58 .03	3.16 .02
14.09.87	15.00 .08	14.17 .04	12.04 .04	9.73 .04	8.08 .06	6.15 .02	4.64 .02	3.15 .02
η Ser	4.83	4.18	3.25	2.55	2.05	1.65	1.16	1.04

$$L(x, S |_{x_1, x_2, \dots, x_n}) = \ln \left(\prod_i \frac{1}{\left(2\pi \left(S + \frac{1}{w_j}\right)\right)^{1/2}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(x_j - X_0)^2}{S + \frac{1}{w_j}}}\right),$$

где L — функция правдоподобия для рассматриваемой случайной величины, S — дисперсия случайного процесса переменности звезды, X_0 — среднее значение случайной величины, w — вес i -го измерения.

Дифференцируя функцию правдоподобия L по X_0 и S , получаем:

$$\sum_j \frac{w_j}{1 + S \cdot w_j} (x_j - X_0) = 0,$$

$$\sum_j \frac{w_j}{1 + S \cdot w_j} = \sum_j \frac{w_j^2}{(1 + S w_j)^2} (x_j - X_0)^2.$$

Отсюда методом последовательных итераций можно рассчитать дисперсию S , очищенную от шумовой составляющей:

$$X_{0i} = \frac{\sum_j \frac{w_j}{1 + S_{i-1} \cdot w_j} x_j}{\sum_j \frac{w_j}{1 + S_{i-1} \cdot w_j}},$$

$$S_i = \frac{\sum_j \left(\frac{S_{i-1} \cdot w_j}{1 + S_{i-1} \cdot w_j} \right)^2 (x_j - X_{0i})^2}{\sum_j \frac{S_{i-1} \cdot w_j}{1 + S_{i-1} \cdot w_j}}.$$

Применяя описанную процедуру к наблюдениям в различных фотометрических полосах, можно рассчитать двумерный коэффициент корреляции для неравноточных наблюдений:

$$r = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \cdot \sigma_y},$$

где ковариацию проще рассчитывать из соотношения:

$$S_{x+y} = S_x + S_y + 2 \cdot \text{cov}(x, y).$$

Использование описанного метода позволяет проводить математическую фильтрацию наблюдений от аппаратурных и атмосферных шумов и, соответственно, получать корреляционные зависимости между изменениями блеска объекта в различных спектральных диапазонах, неотягощенные шумовым компонентом.

Предположение о нормальном распределении процесса переменности позволяет также применить критерий Фишера [19] для оценки погрешности коэффициента корреляции. Результаты расчета двумерных коэффициентов корреляции, ошибок и значимости [19] приведены в табл. 3.

4. *Обсуждение результатов.* Распределение энергии в спектре MWC 297 и звезды класса B0 (нормированное на полосу V) приведено в сравнении на рис. 1. Видно, что в УФ-области спектра эмиссия MWC 297 ниже уровня звезды B0. Это может быть связано с селективным околосредным поглощением в оболочке звезды. Инфракрасные фотометрические наблюдения звезды [20, 21] показали, что в спектре звезды около 10 мкм (см. рис. 1) существует особенность, связанная с присутствием в оболочке мелких силикатных пылинок — около $4.5 \cdot 10^{-6}$ см. Избыточное поглощение в ультрафиолетовых фотометрических полосах U и B также можно объяснить присутствием таких малых частиц на луче зрения [22].

ИК-излучение от MWC 297 уже в ближней ИК-области спектра обусловлено преимущественно излучением пылевой оболочки [9, 23]. Исходя из полученных антикорреляций между УФ и ИК (табл. 3), можно предположить, что УФ-переменность MWC 297 обусловлена тонкой пылевой оболочкой, состоящей из частиц с характерным размером 0.05 мкм.

Таблица 3

ПАРНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА
MWC 297 ДЛЯ ВОСЬМИ ПОЛОС ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ
СИСТЕМЫ ДЖОНСОНА

		U						
B	(1)	-0.04	B					
	(2)	0.27						
	(3)	—						
	(4)	16						
V	(1)	-0.25	0.54	V				
	(2)	0.24	0.14					
	(3)	—	—					
	(4)	18	31					
R	(1)	0.05	0.40	0.67	R			
	(2)	0.24	0.17	0.11				
	(3)	—	—	+				
	(4)	18	31	34				
I	(1)	-0.02	0.13	0.56	0.26	I		
	(2)	0.24	0.19	0.14	0.17			
	(3)	—	—	+	—			
	(4)	18	22	34	34			
J	(1)	-0.46	0.02	0.11	0.23	-0.02	J	
	(2)	0.22	0.19	0.21	0.18	0.19		
	(3)	—	—	—	—	—		
	(4)	18	28	31	31	31		
H	(1)	-0.46	0.01	0.18	0.13	0.53	0.42	H
	(2)	0.24	0.19	0.18	0.19	0.14	0.16	
	(3)	—	—	—	—	—	—	
	(4)	18	29	33	32	32	31	
K	(1)	-0.92	-0.14	-0.23	-0.21	-0.19	-0.01	0.24
	(2)	0.04	0.18	0.18	0.18	0.20	0.18	0.17
	(3)	+	—	—	—	—	—	—
	(4)	18	29	33	32	24	31	33

(1) — значение коэффициента корреляции (КК) (см. раздел 3);

(2) — ошибка КК по критерию Фишера [19];

(3) — значимость КК [19]: (+) — КК значим, (-) — КК не значим;

(4) — количество квазисовременных наблюдений в соответствующей паре фотометрических полос.

Примечание: Построение статистики для расчета КК с потоком в полосе U описывается в разделе 4.

С другой стороны, следует обратить внимание на аномальный показатель цвета (U-B), особенно в период наблюдений июль—август 1984 г.

Избыточное УФ-излучение Ae/Be звезд Хербига может быть связано с дополнительными нерадиативными процессами в оболочке звезды, например, ударными волнами [23]. Процесс генерации УФ-избытка также нестационарен. В апреле 1987 г. наблюдался глубокий минимум излучения объекта в полосе U , когда за четверо суток блеск звезды упал до 16^m и ниже, а затем снова поднялся до 14^m (см. табл. 2). Исходя из малой скоррелированности потоков в УФ- и ИК-диапазонах спектра по полной статистике наблюдений ($r = -0.21$), ясно, что второй механизм не сказывается на изменении потоков излучения в полосах ближнего ИК-диапазона спектра.

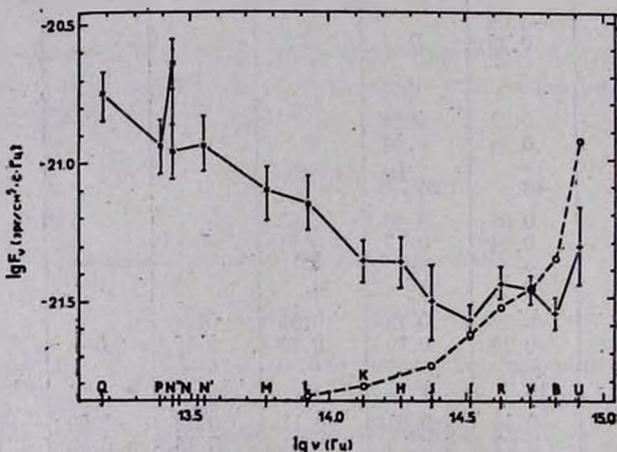


Рис. 1. Распределение энергии в спектре MWC 297. —+— — усредненные результаты наблюдений (см. табл. 2); —*— — данные работы [19]; —○— — фотометрический спектр звезды спектрального класса B0 V нормированный на полосу V.

Чтобы, по-возможности, избавиться от влияния второго механизма, из корреляционного расчета были исключены все наблюдения в полосе U , чьи интервалы ошибок выходили за границу 15^m . Корреляционный коэффициент, приведенный в табл. 3, получен по очищенной статистике. Следует отметить, что очищение статистики увеличило корреляционный коэффициент между полосами U и H (по полным данным $r = -0.28$).

При наблюдении MWC 297 оказывается в диафрагме фотометра вместе с ближайшей к звезде зоной оболочки, ответственной за переменность. Поэтому наблюдаемая антикорреляция блеска не может возникнуть при простом перераспределении вещества в пределах одной температурной зоны. Необходимо изменение числа частиц в зоне оболочки с температурами 1300—1600 К. Можно предположить два возможных механизма изменения температурного распределения частиц в околозвездной оболочке:

— активизация пылеобразования и, как следствие, приток горячей пыли со стороны звезды [24];

— перекачка холодной пыли в более высокотемпературную область вследствие процессов турбулентности [25].

По полученной корреляционной зависимости можно оценить площадь излучающей оболочки. Рассмотрим изменение оптической толщины, которое можно выразить через изменение блеска звезды в УФ:

$$F_{\lambda} = F_{\lambda}^0 \cdot e^{-\tau_{\lambda}},$$

$$\Delta m_{\alpha} = -1.086 \cdot \Delta \tau_{\lambda}.$$

С другой стороны, изменение ИК-светимости также представляется через изменение оптической толщины оболочки:

$$\Delta L_k = \Delta \tau_k \cdot B_{\lambda}(T_p) \cdot S_{\text{звп}},$$

$B_{\lambda}(T_p)$ — функция Планка при $T = 1300$ К [4], $S_{\text{звп}}$ — максимальный размер зоны оболочки, ответственной за излучение,

$$\Delta \tau = \Delta N_d \cdot \sigma_d \cdot Q_{\lambda} \cdot \delta R,$$

ΔN_d — изменение количества пыли в рассматриваемой температурной зоне; σ_d — эффективное сечение поглощения пылинки; Q_{λ} — фактор эффективности поглощения пылинки; δR — радиальная толщина оболочки. Тогда, выражая изменение ИК-светимости звезды через наблюдаемые изменения блеска в полосе К, получаем соотношение, описывающее взаимосвязь УФ- и ИК-переменных:

$$\bar{L}_k \left(10^{-\frac{\Delta m_k}{2.5}} - 1 \right) = 0.921 \cdot \Delta m_{\alpha} \cdot B_{\lambda}(T_p) \cdot S_{\text{звп}} \cdot \frac{Q_{\lambda_{\alpha}}}{Q_{\lambda_k}},$$

где \bar{L}_k — средняя светимость в полосе К по данным табл. 2. Если изменения ИК-блеска малы (менее 7% от среднего уровня), то соотношение можно переписать в виде

$$\Delta m_k = - \Delta m_{\alpha} \frac{B_{\lambda}(T_p)}{L_k} \cdot S_{\text{звп}} \cdot \frac{Q_{\lambda_{\alpha}}}{Q_{\lambda_k}}.$$

По уравнению регрессии для коэффициента корреляции между блеском в полосах U и K (см. табл. 2):

$$\frac{B_{\lambda}(T_p)}{L_k} \cdot S_{\text{звп}} \cdot \frac{Q_{\lambda_{\alpha}}}{Q_{\lambda_k}} = 1.4 \pm 0.1,$$

что дает величину $S_{\text{звп}} = 7.2 \cdot 10^{25}$ см².

Если считать, что нагрев пыли за счет энергии истекающего вещества незначителен для молодых звезд [26], из уравнения теплового баланса можно определить нижнюю границу радиуса пылевой оболочки при $a = 0.05$ мкм:

$$R_{\pi} = 4.4 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{\frac{L_{з*}}{T_{\pi}^3}} = 7.3 \cdot 10^{14} \text{ см} \approx 50 \text{ а. е.}$$

Тогда площадь зоны оболочки, ответственной за переменность в УФ- и ИК-области спектра, значительно меньше сферической, что может быть связано с нарушением сферической симметрии оболочки MWC 297.

5. *Заключение.* В работе показано, что за переменность блеска звезды MWC 297 в фотометрической полосе K отвечает тонкая горячая зона пылевой оболочки. Такие изменения блеска связаны с изменением числа частиц в рассматриваемой зоне. Оценка площади поверхности излучающей зоны дает отклонение геометрии оболочки от сферического случая.

ГАО АН СССР
Астрофизический институт
АН Каз.ССР

HERBIG Ae/Be STAR MWC 297 PHOTOMETRIC INVESTIGATION. I. QUASISIMULTANEOUS UBVRIJK OBSERVATIONS

YU. K. BERGNER, V. P. KOZLOV, A. A. KRIVTISOV, A. S. MIROSHNICHENKO,
R. V. YUDIN, N. YU. YUTANOV, K. G. DZHAKUSHEVA, K. S. KURATOV,
D. B. MUKANOV

A set of young star MWC 297 quasisimultaneous UBVRIJK observations were made and statistically analysed. The correlation coefficients of MWC 297 magnitudes at diverse photometric bands was calculated using a proposed method. U—K band anticorrelations were found. The possible interpretation for the irregular variability of the star in question is proposed.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
2. S. Sharpless, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 6, 257, 1959.
3. J. Merrill, R. Humason, M. Burwell, *Astrophys. J.*, 76, 156, 1932.
4. D. Allen, J. Swings, *Astrophys. Lett.*, 10, 83, 1972.
5. R. Loren, P. van den Bout, J. Davis, *Astrophys. J.*, 185, L67, 1973.
6. L. Blitz, M. Fish, A. Stark, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 183, 1982.
7. J. Canto, L. Rodriguez, N. Calvet, R. Leureault, *Astrophys. J.*, 282, 631, 1984.

8. Ю. К. Бернер, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, К. С. Куратов, Д. Б. Муканов, Астрон. циркуляр, № 1396, 1, 1985.
9. R. I. Thompson, P. A. Stritmatter, E. F. Ericson, F. C. Whitteborn, D. W. Strecker, *Astrophys. J.*, 218, 170, 1977.
10. N. Panagia, *Astron. J.*, 78, 929, 1973.
11. I. Iben, *Astrophys. J.*, 141, 983, 1965.
12. M. Cohen, R. Schwarz, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 176, 110, 1976.
13. E. Ney, K. Merrill, AFGL-TR-80-0050, 1980.
14. Ю. К. Бернер, С. Л. Бондаренко, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, Д. Б. Муканов, Письма в Астрон. ж., 11, 832, 1985.
15. Ю. К. Бернер, С. Л. Бондаренко, А. С. Мирошниченко, Ю. Д. Моралев, А. В. Шумахер, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, Астрон. циркуляр, № 1379, 7, 1985.
16. Ю. К. Бернер, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин, Изв. ГАО АН СССР, 205, с. 152, 1986.
17. Ф. И. Лукацкая, Перемен. звезды, 16, 168, 1967.
18. М. Руузалепп, Публ. Тартус. обсерв., 44, 113, 1976.
19. В. Д. Большаков, Теория ошибок наблюдений с основами теории вероятности, Просвещение, М., 1984.
20. S. Price, R. Walker, AFGL-TR-76-0208, 1976.
21. M. Lebofsky, S. Kleinmann, G. Rieke, F. Low, *Astrophys. J.*, 206, L157, 1976.
22. А. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981.
23. М. Погдин, Астрон. ж., 82, 918, 1985.
24. H.-P. Gail, R. Keller, E. Sedlmayr, *Astron. and Astrophys.*, 133, 320, 1984.
25. D. Lynden-Bell, J. Pringle, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 168, 603, 1974.
26. N. Panagia, *Phys. Scripta*, T11, 71, 1985.
27. D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 161, 145, 1973.
28. M. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 173, 279, 1975.
29. D. Allen, A. Hyland, A. Longmore, J. Caswell, W. Goss, R. Hynes, *Astrophys. J.*, 217, 108, 1977.

УДК: 524.338.6:520.82

НЕОБЫЧНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК
В ОРИОНЕ

Л. В. МИРЗОЯН, Н. Д. МЕЛИКЯН, Р. Ш. НАЦВАШВИЛИ

Поступила 29 декабря 1987

Рассматриваются 20 необычных по структуре фотографических кривых блеска звездных вспышек в Орионе, произошедших в 1969—1985 гг. Все они, по-видимому, относятся к медленным вспышкам, по классификации Аро. Половина из них имеет сравнительно гладкую структуру, 4 кривые являются результатом комбинаций кривых блеска быстрых и медленных вспышек (быстрая-медленная, медленная-быстрая, медленная-медленная), остальные показывают более или менее плоский максимум, напоминая фуорообразные изменения малых масштабов. Удивительный пример фуорообразных изменений, продолжающихся не менее одного года, представляет кривая блеска «вспышки» объекта ВЗ 435=Ab 24. Эти новые наблюдательные данные могут быть рассмотрены в пользу представления о физическом сходстве вспышек и фуорообразных изменений блеска звезд.

1. *Введение.* Изучение кривых блеска звездных вспышек представляет интерес с двух точек зрения: физической (выяснение природы пока загадочного явления вспышки) и эволюционной (вспышечная активность связана с одной из начальных стадий эволюции звезд [1]).

Фотоэлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, обладающих высоким разрешением во времени (~ 1 с), свидетельствуют, что кривые блеска звездных вспышек часто имеют сложную структуру: несколько пиков, сравнительно гладкий пик, тонкие детали, нарушающие плавный ход возгорания и последующего спада, чередования нескольких вспышек и т. д. [2, 3]. Сравнительно редко встречаются вспышки, имеющие простые кривые блеска (быстрое возгорание и медленный спад). Фотоэлектрическую кривую блеска звездной вспышки, в общем случае, можно представить как суперпозицию нескольких кривых простой структуры разной амплитуды и продолжительности [4].

Однако кривые блеска вспышек, зарегистрированные при фотографических наблюдениях, методом звездных цепочек, обладающим временным разрешением более чем на два порядка меньшим (экспозиция каждого изображения в цепочке составляет 5—15 минут), на кривых блеска теря-

ются не только тонкие детали, но и все маломощные (по отношению к спокойному излучению звезды), а также сравнительно кратковременные вспышки. Если же вспышки достаточно мощные и длительные, чтобы быть обнаруженными фотографическим методом, кривые их блеска обычно носят явные признаки кратных вспышек. Иногда они содержат новые сведения о звездных вспышках, которые были неизвестны из фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита окрестностей Солнца.

В настоящей статье рассматриваются некоторые необычные, в этом смысле, кривые блеска вспышек, фотографически зарегистрированных у вспыхающих звезд в ассоциации Ориона методом звездных цепочек.

2. *Наблюдения и фотометрия.* Список вспышек, кривые блеска которых имеют необычную структуру, представлен в табл. 1*. Он основан

Таблица 1

СПИСОК ВСПЫШЕК С НЕОБЫЧНОЙ СТРУКТУРОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА
В ОРИОНЕ

ВЗО [70]	[8]	[7]	m_{pg}	Тип пере- менности	Δm_{pg}	Дата	Телескоп
15		B 31	19. ^m 3B		5. ^m 4B	24.10.85	40"
33		B 12	18.4U		5.0U	18.12.79	40", 21", 28"
60	V 694	T 129	18.3U		5.7U	18.12.79	40", 21", 28"
66	HP	B 24	16.9U	H _α	3.4U	04.11.80	40", 21"
70	V 698	T 187	18.0U		4.6U	25.11.78	40"
73	V 701	T 8	17.8		1.6	26.11.79	28"
99	V 1040	AB 43	17.2		2.2	17.12.71	28"
152		AB 87	15.5		1.0	09.01.81	28"
161	V 742	T 207	17.6U	H _α	2.1U	07.11.77	40"
249	V 788	T 153	16.9		3.8	22.02.82	28"
271	V 563	AB 49	17.0	INS, H _α	3.9	04.02.78	28"
312	V 1074	AB 79	18.2		3.4	15.12.79	28"
319	V 989	AB 21	17.7	H _α	3.0	07.01.70	28"
355	AZ	T 231	15.2U	INSB, H _α	1.4U	07.12.80	40", 21", 28"
380	V 842	T 236	17.5		2.3	03.03.75	40", 21"
399		AB 119	18.6	H _α	4.2	27.01.82	28"
426		B 20	17.4U	H _α	5.4U	22.10.80	40"
434		B 22	15.0U		1.0U	22.10.80	40"
435		B 32	18.5U		4.2U	11.12.82	28"
436	V 1080	AB 83	19.0	H _α	4.5	16.01.80	28"

Примечание. AB — Абстумани, B — Бюракан, T — Тонацянцгла.

* Из этих кривых блеска ранее были рассмотрены три [5, 6].

на просмотре всех фотографических пластинок, полученных в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях за период 1969—1985 гг. Эффективное время всех наблюдений составляет 410 часов.

Наблюдения были выполнены 40" и 21" телескопами системы Шмидта Бюраканской и 28" телескопом системы Максудова Абастуманской астрофизических обсерваторий. В некоторых случаях вспышка была зарегистрирована двумя или тремя телескопами.

В последовательных столбцах табл. 1 приводятся: номер соответствующей звезды в Каталоге вспыхивающих звезд в Орионе [7], Общем каталоге переменных звезд [8], первое обозначение звезды после ее открытия (как вспыхивающей), звездная величина, тип переменности по [8] и наличие H_{α} -эмиссии, амплитуда вспышки — Δm , дата рассматриваемой ниже вспышки и телескоп.

Все вспышки табл. 1 были фотометрированы на микрофотометрах: МФ-4 (Абастумани) или на рисовом «Аскания» (Бюракан). Результаты этой фотометрии для всех вспышек, кроме «вспышки» ВЗ 435 = В 32 Ориона* (см. дальше) приводятся в приложении. В случаях, когда вспышка наблюдалась в двух или трех полосах, даются результаты фотометрии только в одной полосе (U).

3. Медленные вспышки. Еще на заре исследований вспышек в скоплениях и ассоциациях Аро [11] обратил внимание на весьма важную и ранее неизвестную особенность вспышек: существенное различие времен их возгорания. По этому признаку он разделил все фотографически наблюдаемые вспышки на два класса: *быстрые*, когда время возгорания небольшое (на возрастающей ветви кривой блеска имеется не больше одного изображения до максимума блеска) и *медленные*, когда это время больше (до максимума имеются два и больше изображения). Быстрые и медленные вспышки отличаются друг от друга также по частоте и цвету возникающего при вспышке излучения: быстрые вспышки происходят несравненно чаще и имеют более красный цвет, чем медленные. Позже выяснилось [12], что переход между быстрыми и медленными вспышками на самом деле плавный, а различия между ними изменяются при изменении времени возгорания вспышки. Поэтому в дальнейшем условно будем считать медленными те вспышки, время возгорания которых больше 10 мин.

Во всех случаях, когда возрастающая ветвь присутствует, вспышки табл. 1 по этой классификации можно причислить к классу «медленных». Судя по их длительному пребыванию на высоком уровне излучения, после

* Эта звезда, как неправильная переменная АВ 24 Ориона, была открыта в Абастумани, в начале 1984 г. [9]. Несколько позже выяснилось, что она вспыхивающая: на пластинке Э. С. Парсамян, полученной еще 12.09.1970 г., была обнаружена быстрая вспышка этой звезды [10]. В Каталоге вспыхивающих звезд Ориона [7] она получила обозначение В 32.

возгорания, можно предполагать, что и остальные вспышки из табл. 1 являются медленными. Поэтому есть основание считать, что все «необычные» по структуре кривой блеска вспышки являются медленными.

Однако кривые блеска этих «необычных» вспышек значительно отличаются друг от друга по своей структуре*.

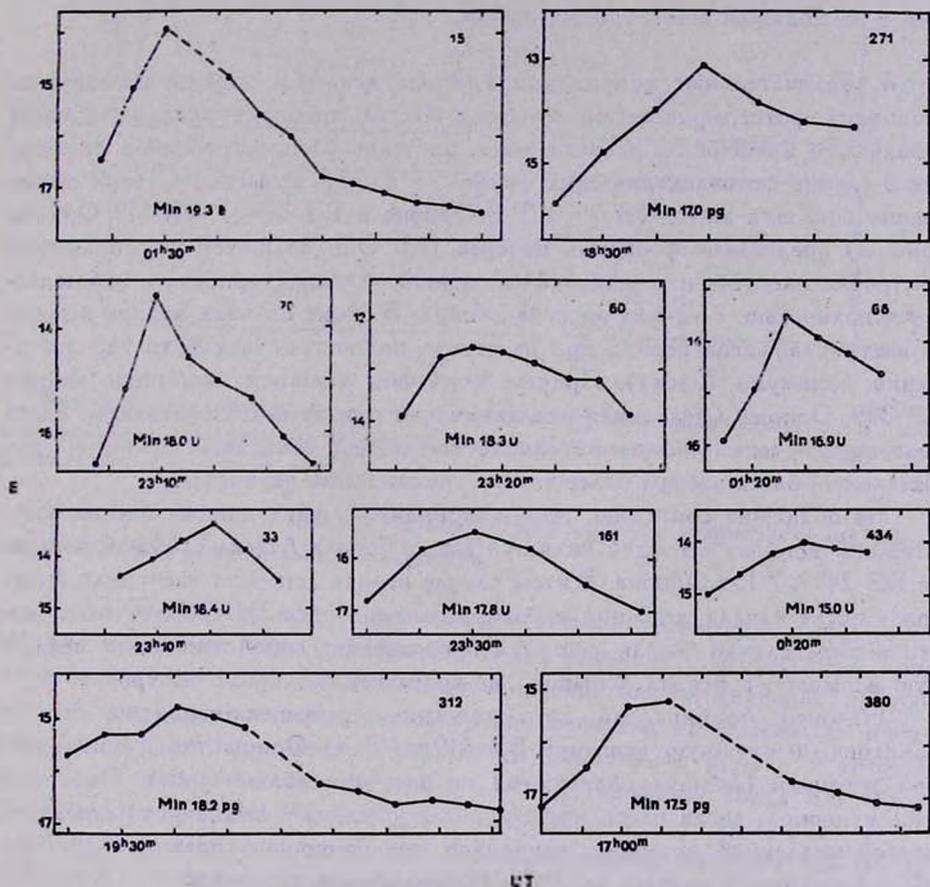


Рис. 1. Кривые блеска необычных вспышек в Орионе со сравнительно гладкой структурой. Приводятся только номера вспышкающих звезд по каталогу [7]. Время дается по UT. Одно деление равно 20 мин. Звездные величины — *m* определены в полосах, для которых указан минимум блеска.

Половина из них имеет сравнительно простую структуру. На рис. 1 представлены кривые блеска этих медленных вспышек. Все они довольно

* О разнообразии кривых блеска медленных, по классификации Аро [11], вспышек, относящихся особенно к их восходящей ветви, ранее отмечалось в работе Э. С. Парсмян [13].

сходны, и информация, содержащаяся в них, очень скудная. Для двух вспышек (ВЗ 33 и ВЗ 161) восходящая и нисходящая ветви кривой блеска почти симметричны. Правда, они охватывают лишь часть кривой блеска вспышки, вокруг ее максимума.

Совершенно иное положение имеет место в случае кривых блеска остальных вспышек, включенных в табл. 1. Это относится, главным образом, к нисходящей ветви кривых блеска.

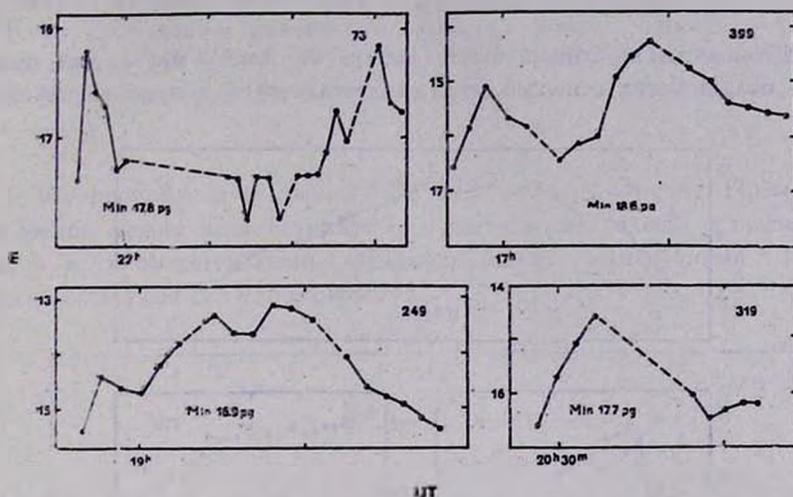
4. *Замечательные комбинации кратных вспышек.* Среди вспышек со сложными фотографическими кривыми блеска признаки кратности, из-за небольшого временного разрешения, — не такое распространенное явление, как в случае фотоэлектрических кривых блеска вспышек. С этой точки зрения вспышки звезд ВЗ 73 = Т 8 Ориона и ВЗ 399 = АВ 119 Ориона (рис. 2) представляют особый интерес [6]. Они являются комбинациями быстрой-медленной и медленной-медленной вспышек, впервые наблюдаемыми полностью, с начала до почти конца. В обоих случаях вторая вспышка наступила, когда первая еще не успела полностью затухнуть (до достижения минимума блеска). Причем, в случае сложной вспышки звезды ВЗ 399 Ориона (медленная-медленная) вторая вспышка началась, когда уровень излучения звезды, обусловленной первой вспышкой, превышал минимальный блеск звезды более чем на две звездные величины.

Не подлежит сомнению, что комбинацией двух кривых блеска сравнительно мощных вспышек является также кривая блеска сложной вспышки ВЗ 249 = 7 153 Ориона. В этом случае вторая вспышка наступила почти сразу после начала угасания первой вспышки (рис. 2). Следует отметить, что в этом случае первая вспышка представляет собой типичную медленную вспышку, а вторая вспышка, по-видимому, является быстрой.

Наконец, комбинацией двух медленных вспышек, вероятно, следует объяснить и сложную вспышку ВЗ 319 = АВ 31 Ориона, хотя конец второй вспышки (включая максимум) не охвачен наблюдениями. Она началась в период, когда блеск звезды, после убывания, вызванного угасанием первой медленной вспышки, находился еще на уровне, превышающем минимальный блеск звезды на 1^m , в фотографических лучах.

Комбинации вспышек медленных и быстрых, сами по себе, представляют факт значительного научного интереса, так как подтверждают, что вспышки обоих классов могут произойти у одной и той же звезды, то есть медленный или быстрый характер вспышки не зависит от физических характеристик звезды, а определяется физическими условиями той среды, где происходит вспышка. Это гармонирует с интерпретацией звездных вспышек Амбарцумяна. Почти одновременное появление быстрой и медленной, медленной и быстрой и, наконец, двух медленных вспышек, в соответствии с этой интерпретацией, является результатом распада источника

избыточной энергии и выделения последней на разных глубинах звездной фотосферы или выше нее (см., например, [14]).



ИТ

Рис. 2. Комбинация вспышек: быстрая-медленная, медленная-медленная и медленная-быстрая. Масштаб по времени — разный. Каждое деление равно одному часу. Обозначения те же, что на рис. 1.

Вместе с тем, этот факт наглядно демонстрирует существование кратных вспышек также большой мощности.

5. *Кривые блеска вспышек с почти плоским максимумом и «фуорооб-разные» изменения.* Большой интерес среди вспышек с необычными кривыми блеска (табл. 1) представляют вспышки, соответствующие кривые которых показывают, что после возгорания вспышки интенсивность излучения звезды остается на высоком, почти неизменном уровне в течение нескольких часов. Это, прежде всего, сложные вспышки звезд ВЗ 152 = АВ 87 Ориона и ВЗ 355 = Т 231 = В 27 Ориона (рис. 3).

В первом случае в максимуме излучения звезда задержалась около двух часов, с небольшими колебаниями блеска, а во втором случае максимум был значительно более длительным — продолжался более четырех часов. Причем, во втором случае явно видно наложение на повышенный уровень блеска нескольких вспышек с амплитудой, равной около 1^m .

Необычная вспышка звезды ВЗ 355 Ориона примечательна и своим удивительно красным цветом. Она была обнаружена во время синхронных *UBV* фотографических наблюдений, с помощью трех телескопов, каждый из которых регистрировал вспышку в одной фотографической ямке [15]. В результате удалось определить показатели цветов *U—B* и *B—V* для 6—326

разных интервалов кривой блеска этой вспышки. Они показали необычное неравенство между амплитудами вспышек [15, 16]:

$$\Delta U < \Delta B < \Delta V,$$

в период вспышки, противоположное тому, что имеет место для подавляющего большинства вспышек. Это свидетельствует о ярко выраженном.

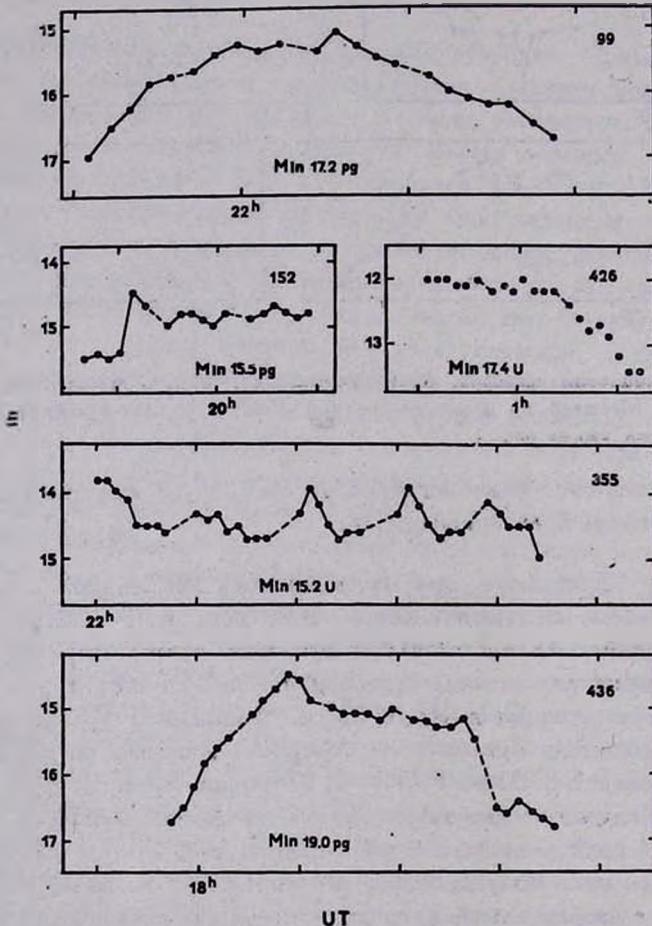


Рис. 3. Необычные кривые блеска вспышек в Орионе, отражающие «фуорообразные» изменения блеска звезды, после возгорания. Масштаб по времени — разный. Каждое деление равно одному часу. Обозначения те же, что на рис. 1.

красном цвете возникшего вспышечного излучения. Этот факт находится в согласии с представлением о красном цвете медленных вспышек.

Во время обеих вышеупомянутых вспышек изменение блеска напоминает изменения блеска, характерные для фуороподобных объектов, однако несравненно меньших масштабов.

К фуорообразным изменениям блеска можно отнести и сложные вспышки звезд ВЗ 426=В 20 Ориона, ВЗ 99=АВ 43 Ориона и ВЗ 436=АВ 83 Ориона (рис. 3). В этих случаях, однако, максимум блеска менее плоский.

6. Фуорообразная «вспышка» ВЗ 435 = АВ 24 Ориона. Промежуточным звеном между вышеупомянутыми изменениями блеска вспыхивающих звезд и крупномасштабными фуорообразными изменениями является «вспышка» звезды ВЗ 435 Ориона [5].

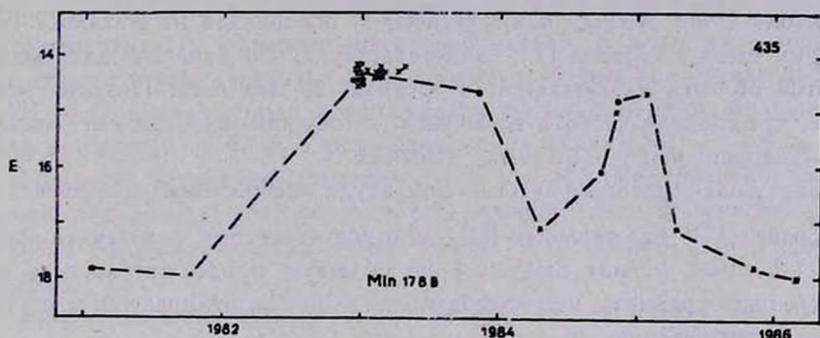


Рис. 4. Кривая блеска фуорообразной «вспышки» ВЗ 435=АВ 24 Ориона. Приведены звездные величины: фотографические (крестики) и в полосе В (темные кружки). Сгущение наблюдений по вертикали обусловлено близостью наблюдений по времени.

Как видно на рис. 4 [7], звезда ВЗ 435 Ориона была открыта после возгорания, на максимуме блеска. Это подтверждают и кривые блеска ее фуорообразной «вспышки», полученные в других областях спектра. До этого звезда наблюдалась в конце 1981 г. и в 1982 г. Во время этих наблюдений она имела минимальный блеск [5]. Вследствие этого неизвестно начало ее «вспышки». Можно лишь сказать, что «вспышка» звезды произошла после 11.10.81 г. и до 11.12.82 г. [5]. Время возгорания этой «вспышки» тоже неизвестно. Очень мало вероятно, что «вспышка» ВЗ 435 была быстрой. Что касается времени ее завершения, то имеющиеся наблюдательные данные о нем довольно противоречивы. Судя по кривым блеска, полученным в Абастуманской астрофизической обсерватории в полосах *UBVRI* [5], можно лишь констатировать, что ВЗ 435 Ориона в максимуме блеска оставалась не менее одного года. Причем после 1984 г. она претерпела еще одну фуорообразную «вспышку».

Это первый случай фуорообразной «вспышки» вспыхивающей звезды, весьма непродолжительной по сравнению с классическими (FU Ориона, V 1057 Лебеда и т. д.), однако более продолжительной, чем медленные вспышки с плоскими максимумами (фуорообразными изменениями малых масштабов). Таким, образом, пример этой «вспышки» ВЗ 435 Ориона показывает, что фуорообразные изменения могут происходить не только у звезд типа Т Тельца, но и у примыкающих к ним вспыхивающих звезд, а сами изменения могут продолжаться несравненно более короткое время (порядка года), чем у классических фуоров.

7. *Заключение.* Рассмотренные нами 20 вспышек, с «необычными» кривым блеска были наблюдаены за 389 часов фотографических наблюдений. В том числе 21 час общий для Бюракана и Абастумани. Следовательно, на одну «необычную» вспышку приходится, в среднем, около 20 часов наблюдений. Между тем, статистика, основанная на Каталоге вспыхивающих звезд в Орионе [7], свидетельствует, что одна звездная вспышка в этой области наблюдается, в среднем, за два часа. Поэтому можно считать, что средняя частота вспышек с «необычными» кривыми блеска на порядок меньше, чем у «обычных» вспышек.

Наименьшая фотографическая амплитуда «необычных» вспышек в полосе U равна 1^m0 для вспышки ВЗ 152 и достигает $\sim 6^m0$ в случае вспышки ВЗ 60. Имея в виду относительно большую продолжительность этих вспышек, надо признать, что «необычные» вспышки отличаются и по большому энерговыделению.

Вспыхивающие звезды, показавшие «необычные» вспышки, имеют различные, но сравнительно высокие, в среднем, светимости: от $M_U = 6.5$ (ВЗ 434) до $\sim 12^m$ (ВЗ 15).

Две из рассмотренных вспыхивающих звезд (ВЗ 271 и ВЗ 355) являются одновременно звездами типа Т Тельца, еще 6 (ВЗ 66, 161, 319, 399 и 436) имеют H_α -эмиссию в спектре, а ВЗ 435 показала такую эмиссию в максимуме блеска фуорообразной «вспышки» (рис. 4).

Рассмотрение необычных по структуре фотографических кривых блеска звездных вспышек, наблюдаемых в области Ориона, показывает, что все необычные вспышки, почти без исключения, можно считать, по классификации [11], медленными.

Однако по форме нисходящей ветви кривой блеска рассмотренные необычные вспышки показывают значительное разнообразие.

Половина кривых блеска необычных вспышек (рис. 1) имеют сравнительно гладкую структуру и характеризуют «нормальные» вспышки. В четырех случаях кривые блеска вспышек представляют собой комбинации сравнительно мощных вспышек, на которые налагаются более мелкие колебания блеска (рис. 2). Встречаются комбинации вспышек: быстрая-мед-

ленная, медленная-быстрая и медленная-медленная. Комбинация вспышек быстрая-быстрая, весьма часто встречающаяся среди кривых блеска вспышек звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, среди рассмотренных необычных вспышек отсутствует. По-видимому, она и не могла быть обнаружена, из-за небольшого временного разрешения фотографических наблюдений.

Остальные кривые блеска вспышек явно указывают на более или менее плоский максимум, характеризующий задержку излучения на новом высоком уровне, достигнутом во время вспышки. Обычно на наблюдаемую кривую блеска вспышки налагаются вспышки-спутники. В общем эти кривые блеска вспышек очень напоминают фуорособразные изменения блеска в гораздо меньшем масштабе (амплитуда—несколько звездных величин, продолжительность вспышки—несколько часов). К этим изменениям следует отнести и удивительную фуорообразную «вспышку» звезды ВЗ 435 = АВ 24 Ориона, которая продолжалась, по крайней мере, больше года и имела амплитуду $\sim 4.7^m$, в фотографических лучах [5].

Имеются основания допустить, что наблюдаемое разнообразие «необычных» кривых блеска обусловлено разнообразием физических условий в средах (фотосферических слоях звезды или выше), где происходит вспышка.

Новые наблюдательные данные можно рассматривать как свидетельство в пользу представления об общей физической природе процессов, происходящих в звездах типа Г Тельца и вспыхивающих, в частности во время вспышек и фуорообразных изменений их блеска [14].

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

UNUSUAL LIGHT CURVES OF STELLAR FLARES IN ORION

L. V. MIRZOYAN, N. D. MELIKIAN, R. SH. NATSVLISHVILI

20 unusual photographic light curves of stellar flares in Orion obtained in 1969—85 are considered. All of them apparently concern slow flares according to Haro's classification. Half of these light curves have comparatively smooth structure (Fig. 1), 4 light curves correspond to the combinations consisting of slow and rapid flares (rapid-slow, slow-rapid, slow-slow) (Fig. 2) and the rest show more or less flat maximum similar to fuor-like variations of small scale (Fig. 3). The light curve of the object FS 435 = AB 24 Ori (Fig. 4) represents a remarkable example of fuor-like variations, continuing about one year.

These new observational data can be considered in favour of the idea on the physical similarity of flares and fuor-like variations.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, в сб. «Звезды, туманности, галактики», ред. В. В. Соболев, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
2. S. Cristaldi, M. Rodono, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 2, 223, 1973.
3. T. J. Moffett, *Astrophys. J.*, 29, 1, 1974.
4. Л. В. Мирзоян, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро», ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 45.
5. Р. Ш. Нацелишвили, в сб. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 116.
6. Л. В. Мирзоян, Р. Ш. Нацелишвили, *Астрофизика*, 27, 605, 1987. -
7. Р. Ш. Нацелишвили, Канд. диссертация, Бюракан, 1987.
8. П. Н. Холопов, Н. Н. Самусь, В. П. Горанский, Н. А. Горыня, Е. В. Казаровец, Н. Н. Киреева, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. И. Медведева, Н. Б. Перова, А. С. Расторгуев, М. С. Фролов, С. Ю. Шузаров, *Общий каталог переменных звезд*, т. 2, Наука, М., 1985.
9. R. Sh. Natsvltshvili, *IBVS*, № 2565, 1984.
10. Э. С. Парсамян, Г. А. Погосян, в сб. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 130.
11. G. Haro, *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, IAU-URSI Symposium, № 20, eds. F. J. Kerr, A. W. Rodgess, Australian Ac. Sci., Canberra, 1964, p. 30.
12. Л. В. Мирзоян, Н. Д. Меликян, в сб. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 156.
13. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, 16, 231, 1980.
14. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
15. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацелишвили, В. В. Амбарян, Г. А. Брутян, *Астрофизика*, 19, 725, 1983.
16. N. D. Melikian, H. S. Chavushian, R. Sh. Natsvltshvili, *IBVS*, № 2622, 1984.

Приложение

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ
„НЕОБЫЧНЫХ“ ВСПЫШЕК В ОРИОНЕ

ВЗО	UT	m_{pg}	ВЗО	UT	m_{pg}	ВЗО	UT	m_{pg}
1	2	3	1	2	3	1	2	3
15	00 ^h 48 ^m	—	66	01 ^h 02 ^m	—	73	00 ^h 27 ^m	17 ^m .2
	54	—		08	—		35	16.8
	01 00	—		14	15 ^m .9U		42	17.1
	06	—		20	14.9U		01 07	16.2
	12	—		26	13.5U		14	16.7
	18	16 ^m .5B		32	13.9U		22	16.8
	24	15.1B		38	14.2U			
	30	13.9B		44	14.6U	99	21 06	17.0
	42	14.8B	70	22 57	16.6U		13	16.5
	48	15.6B		23 03	15.2U		20	16.2
	54	16.0B		09	13.4U		26	15.8
	02 00	16.8B		15	14.6U		33	15.7
	06	16.9B		21	15.0U		43	15.6
	12	17.1B		27	15.3U		50	15.4
	18	17.3B		33	16.1U		57	15.2
	24	17.3B		39	16.6U		22 03	15.3
	30	17.5B	73	21 25	17.4		10	15.2
33	23 02	14.4U		32	16.2		20	15.3
	08	14.1U		39	16.6		27	15.0
	14	13.7U		46	16.7		34	15.0
	20	13.4U		53	17.3		40	15.4
	26	13.9U		22 00	17.2		47	15.5
	32	14.5U		23 15	17.4		57	15.7
60	23 02	13.9U		22	17.4		23 04	15.9
	08	12.8U		29	17.8		11	16.0
	14	12.6U		36	17.4		18	16.1
	20	12.7U		44	17.4		24	16.1
	26	12.9U		51	17.8		34	16.4
	32	13.2U		00 06	17.4		41	16.6
	38	13.2U		13	17.4			
	44	13.9U		20	17.4			

1	2	3	1	2	3	1	2	3
152	18 ^h 41 ^m	15 ^m 5	249	18 ^h 40 ^m	15 ^m 4	312	19 ^h 41 ^m	14 ^m 8
	48	15.4		47	14.4		48	15.0
	55	15.5		54	14.6		54	15.2
	19 02	15.4		19 01	14.7		20 08	16.3
	09	14.5		08	14.2		15	16.4
	16	14.7		15	13.8		22	16.7
	30	15.0		28	13.3		29	16.6
	37	14.8		35	13.6		36	16.7
	44	14.8		42	13.6		42	16.8
	51	14.9		49	13.1	319	20 16	—
	57	15.0		56	13.2		23	16.7
	20 04	14.8		20 03	13.4		30	15.8
	19	14.9		16	14.1		37	15.2
	26	14.8		23	14.6		44	14.7
	33	14.7		30	14.8		21 19	16.2
	40	14.8		36	14.9		25	16.6
	46	14.9		43	15.2		31	16.5
	53	14.8		50	15.4		37	16.4
161	23 10	16.8U	271	17 51	—		43	16.4
	20	15.8U		18 01	—	355	22 02	13.8U
	30	15.5U		12	—		08	13.8U
	41	15.8U		21	15.8		14	14.0U
	51	16.5U		30	14.8		20	14.1U
	00 02	17.0U		40	14.0		26	14.5U
434	00 04	15.0U		49	13.1		32	14.5U
	10	14.6U		59	13.8		38	14.5U
	16	14.2U		19 08	14.2		44	14.6U
	22	14.0U		18	14.3		56	—
	28	14.1U	312	19 20	15.8		23 02	14.3U
	34	14.2U		27	15.3		08	14.4U
				34	15.3		14	14.3U

1	2	3	1	2	3	1	2	3
355	2 ^h 20 ^m	14. ^m 6U	399	16 ^h 35 ^m	—	426	02 ^h 12 ^m	13. ^m 4U
	26	14.5U		42	16. ^m 7	436	17 37	—
	32	14.7U		48	16.0		44	16.7
	38	14.7U		55	15.2		51	16.5
	44	14.7U		17 02	15.8		58	16.2
	00 02	14.3U		09	16.0		18 05	15.8
	08	13.9U		21	16.6		12	15.6
	14	14.2U		28	16.3		19	15.4
	20	14.5U		35	16.2		33	15.1
	26	14.7U		42	15.1		40	14.9
	32	14.6U		48	14.7		47	14.7
	38	14.6U		55	14.4		54	14.5
	44	—		18 09	15.0		19 01	14.6
	01 02	14.3U		16	15.2		08	14.9
	08	13.9U		23	15.6		21	15.0
	14	14.2U		30	15.7		28	15.1
	20	14.5U		37	15.8		35	15.1 ^h
	26	14.7U		44	15.9		42	15.1
	32	14.6U		00 04	12.0U		49	15.2
	38	14.6U	426	10	12.0U		56	15.0
	44	—		16	12.0U		20 10	15.2
	56	14.1U		22	12.1U		17	15.2
	02 02	14.3U		28	12.1U		24	15.3
	08	14.6U		34	12.0U		31	15.3
	14	14.5U		44	12.2U		38	15.2
	20	14.5U		50	12.1U		45	15.5
	26	15.0U		56	12.2U		58	16.5
	16 30	—		01 02	12.0U		21 05	16.6
	40	17.2		08	12.2U		12	16.4
	51	16.5		14	12.2U		20	16.6
	17 01	15.3		20	12.2U		27	16.7
	12	15.2		30	12.4U		34	16.8
	43	16.7		36	12.6U		41	—
	54	16.9		42	12.8U			
	18 04	17.1		48	12.7U			
	15	17.2		54	12.9U			
	25	—		02 00	13.2U			
				06	13.4U			

УДК: 524.387—36

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО
СОСТАВА υ Sgr

В. В. ЛЕУШИН, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 5 мая 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Анализируется химический состав атмосферы главного компонента тесной двойной системы υ Sgr, утратившего водородную оболочку в результате прошедшего обмена массой. Наряду с дефицитом водорода, избытком гелия и изменениями в содержаниях углерода, азота и кислорода, вызванных выгоранием водорода в гелий через CNO-цикл и частично гелия в углерод через тройной α -процесс, найдены избытки в содержаниях многих других элементов. Содержания элементов от водорода до никеля подобны тем, что получены для ряда других звезд с экстремально большими избытками гелия, хотя для υ Sgr имеются некоторые особенности, связанные с двойственностью. Для элементов с $Z > 30$ наблюдается тенденция увеличения избытка с увеличением атомного номера, подобная той, что отмечается для Ат-звезд.

1. *Введение.* Возрастание интереса к изучению химического состава атмосфер химически пекулярных звезд связано с существующим мнением о том, что эти пекулярности обусловлены ядерными реакциями, которые протекали и протекают в недрах звезд. Современные представления о ядерных реакциях на этапах горения водорода в CNO-цикле и гелия в тройном α -процессе в основном описывают энергетическую сторону этих процессов, уделяя мало внимания вопросам химической эволюции вещества, особенно тяжелых элементов, не являющихся основным горючим или катализаторами соответствующих циклов. Ядерные процессы, формирующие тяжелые элементы, вследствие малых количеств этих элементов в веществе звезд, могут привести к наблюдаемым аномалиям в их содержаниях даже на ранних этапах эволюции, когда эти процессы не играют практически никакой роли в энергетике и эволюции звезд. Появившиеся в последнее время работы по химическому составу экстремально гелиевых звезд [1—5] показывают, что на этих этапах возникают обнаружимые изменения содержаний многих элементов. Более поздние стадии звездной эволюции, с одной стороны, сравнительно слабо изучены экспериментально, с другой

стороны, обладают большим числом степеней свободы из-за большого количества исходных параметров.

Исследование химического состава атмосферы υ Sgr дает уникальную возможность делать выводы об особенностях ядерных реакций, прошедших в недрах звезды на этапе превращения водорода в гелий и гелия в углерод, поскольку водородная оболочка этой двойной системы была потеряна в результате перетекания вещества на спутник. Точное изучение содержаний тяжелых элементов в атмосферах звезд, подобных υ Sgr, позволит получить важную информацию о малоизученных термоядерных реакциях, приводящих к возникновению тех или иных аномалий. В этом плане критичным является точность определения содержаний и полнота набора исследуемых элементов.

Задача получения точного и обширного списка содержаний элементов в атмосфере υ Sgr была решена в предыдущих наших работах. В работах [6, 7] была построена модель атмосферы, определены параметры T_e и $\lg g$ и содержания легких элементов — H, He, C, N, O, в работе [8] были получены содержания элементов, тяжелее кислорода. На основе этих определений здесь проводится анализ особенностей химического состава υ Sgr и делаются предположения о прошедших в звезде термоядерных реакциях.

2. *Анализ химического состава υ Sgr.* Относительные содержания элементов в атмосфере υ Sgr по сравнению с Солнцем приведены на рис. 1 и в табл. 1. В 3 и 4 столбцах табл. 1 содержания элементов выражены в логарифмах относительно полного числа атомов, $\lg(N_{\text{эл}}/\Sigma N)$; в 5 и 6 столбцах таблицы и на рис. 1 — нормированы на единицу массы, $\lg(\mu_i N_i / \Sigma \mu_i N_i)$. Анализируя эти данные, можно отметить следующие основные особенности химического состава атмосферы υ Sgr:

1. Значительный дефицит водорода и избыток гелия.
2. Обратное, по сравнению с солнечным, отношение содержаний C : N : O, избыток углерода и азота при нормальном содержании кислорода.
3. Почти нормальные содержания Mg, Si, S, Fe, Ni.
4. Примерно одинаковые избытки, на $1 \div 1.5$ dex, Ne, Na, P, Cl, Ar, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn.
5. Большие избытки, > 2 dex, тяжелых элементов с $Z > 30$, причем, имеется тенденция к увеличению избытка с увеличением атомного номера элемента.

Если предположить, что исходный химический состав υ Sgr был близок к солнечному, то наблюдаемое соотношение содержаний H, He, C,

Таблица 1

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ν Sgr

№	Элемент	$-\lg(N_{\text{эл}}/\Sigma N)$		$-\lg(\mu_i N_i / \Sigma \mu_i N_i)$	
		☉	ν Sgr	☉	ν Sgr
1	H	0.05	3.3	-0.07	3.93
2	He	1.00	0.02	0.52	0.04
6	C	3.50	2.27 \pm 0.13	2.54	1.85
7	N	4.12	1.87 \pm 0.07	3.07	1.38
8	O	3.28	2.7	2.21	2.15
10	Ne	3.50	1.7	2.08	1.05
12	Mg	4.57	4.07 \pm 0.07	3.24	3.34
13	Al	5.65	4.75 \pm 0.25	4.34	3.48
14	Si	4.50	4.13 \pm 0.07	3.17	3.34
15	P	6.62	4.90 \pm 0.20	5.25	4.07
16	S	4.84	4.54 \pm 0.04	3.41	3.69
17	Cl	6.60	4.1	5.71	3.21
18	Ar	5.30	3.58 \pm 0.09	3.82	2.64
19	K	7.00	4.0	6.07	3.07
20	Ca	5.72	4.3	4.24	3.36
21	Sc	9.01	7.35 \pm 0.15	7.48	6.36
22	Ti	7.55	5.66 \pm 0.07	5.94	4.64
23	V	8.13	6.70 \pm 0.10	6.51	5.65
24	Cr	6.58	5.16 \pm 0.05	5.00	4.10
25	Mn	7.17	5.55 \pm 0.05	5.55	4.47
26	Fe	4.50	3.33 \pm 0.10	2.87	2.24
28	Ni	5.42	4.78 \pm 0.09	3.77	3.67
30	Zn	7.63	5.6	5.69	4.42
38	Sr	9.23	8.0	7.41	6.72
39	Y	9.60	8.1	7.77	6.81
40	Zr	9.60	7.50 \pm 0.14	7.76	6.20
42	Mo	10.00	7.3	7.90	5.98
56	Ba	10.15	7.0	7.89	5.52
57	La	10.60	5.35 \pm 0.25	8.58	3.87
58	Ce	10.40	7.27 \pm 0.07	8.37	5.81
60	Nd	10.50	6.0	8.46	4.50
62	Sm	11.00	7.0	8.70	5.48
63	Eu	11.30	8.3	9.00	6.78
64	Gd	10.90	6.6	8.82	5.06
71	Ta	11.70	12.2	9.32	10.60

N, O может быть следствием преобразования водорода в гелий через CNO-цикл, однако, существенной особенностью является то, что суммарное количество нуклонов в C, N и O здесь больше первоначального. Увеличение содержания азота может быть получено на этапе работы CNO-цикла за счет уменьшения содержаний углерода и кислорода. Поскольку содержание кислорода в ν Sgr практически нормальное (реакции преобразования кислорода в азот самые медленные в тройном CNO-цикле), то максимальное количество азота не должно было бы превышать первоначальное количество углерода, равное примерно -2.50 (по массе).

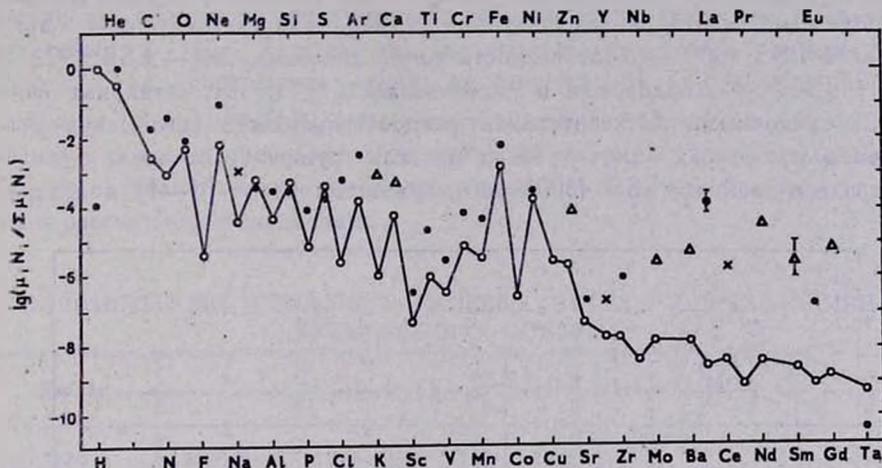


Рис. 1. Относительная распространенность химических элементов в атмосфере ν Sgr по сравнению с Солнцем, кружки, сплошная линия. Крестики — верхняя граница, треугольники — определение по одной линии, точки — по нескольким линиям.

Наблюдаемое содержание азота на порядок больше, -1.5 , одновременно наблюдается и значительный, на 0.8 dex , избыток углерода. Такие изменения содержаний CNO-элементов можно объяснить, если предположить, что в ν Sgr одновременно протекали два процесса: синтез углерода в тройном α -процессе в ядре и синтез гелия через CNO-цикл в слоевом источнике с постоянным подмешиванием в эти слои образующегося в ядре углерода. Равновесное соотношение между углеродом и азотом в слоях горения водорода будет определяться условиями протекания CNO-цикла, а общее их количество — интенсивностью перемешивания, выносящего углерод в слой горящего водорода. Фактором, обуславливающим перемешивание вещества и тем самым приводящим к наблюдаемому соотношению H, He, C, N, O в атмосфере ν Sgr, может быть двойственность звезды.

Таким образом, одновременное горение гелия в тройном α -процессе в ядре и водорода в CNO-цикле в слоевом источнике в двойных звездах

может приводить к одновременному увеличению содержания углерода и азота, причем, содержание азота может превышать первоначальное содержание углерода; содержание кислорода будет определяться только временем действия CNO-цикла.

3. Сравнение с экстремально гелиевыми звездами. Результаты нашего анализа химического состава ν Sgr интересно сравнить с определениями содержаний элементов в атмосферах ряда других звезд с аномально низким содержанием водорода. Сейчас известно 18 таких звезд в области параметров T_e от 11000 K до 40000 K, $\lg g$ — от 1.0 до 4.0 и содержанием водорода меньше 10% по числу атомов [9, 10]. Для трех из них — ν Sgr, KS Per и LSS 4300 — двойственность точно доказана, две — LSS 1922 и BD + 13°3224 — заподозрены в двойственности [11, 12], остальные считаются одиночными. Относительная распространенность химических элементов в атмосферах шести звезд из этой группы (в их числе одна — спектрально-двойная, LSS 4300) по результатам работ [1—4] в сравне-

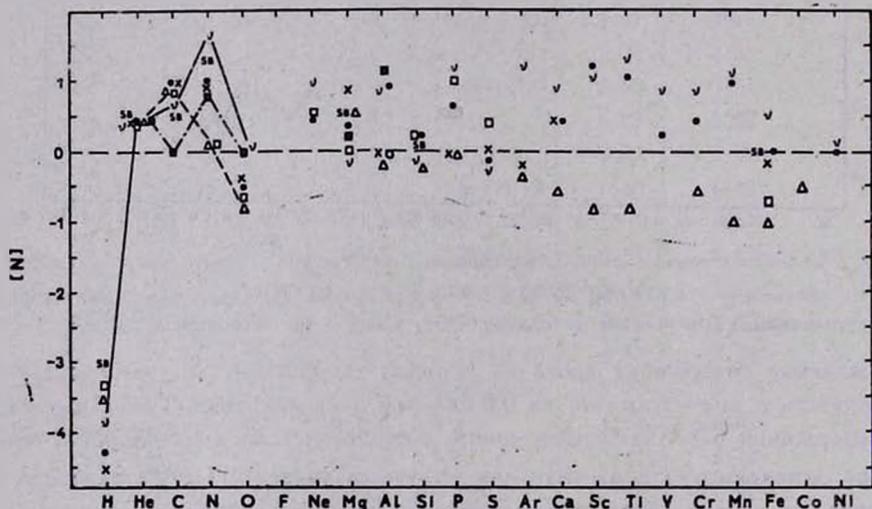


Рис. 2. Относительная распространенность химических элементов в атмосферах экстремально гелиевых звезд: ● — HD 168476, ■ — HD 160641, △ — BD + 10° 2179,

□ — BD — 9° 4395, × — HD 124448, SB — LSS 4300, v — ν Sgr. $[N] = \lg \left(\frac{N_i \mu_i}{\sum N_i \mu_i} \right) - \lg \left(\frac{N_i \mu_i}{\sum N_i \mu_i} \right)_\odot$.

нии с Солнцем показана на рис. 2. Там же приведены наши результаты для ν Sgr. Нормировка такая же, как на рис. 1. Параметры звезд даны в табл. 2, где указаны номер или название каждой звезды, эффективная тем-

пература и ошибка ее определения, $\lg g$, расстояние до галактической плоскости, Z , лучевая скорость, V_r , содержание элементов H, He, C, N, O относительно Солнца и источник этих данных. Для звезды BD + 10°2179 приведены два ряда определений по разным работам (обе выполнены методом моделей атмосфер), их различие может характеризовать точность определения содержаний элементов для экстремально гелиевых звезд в этих работах. Точность крайне низкая, что в основном обусловлено тем, что эти звезды очень слабые, $m_V \sim 10^m$, поэтому делать какие-либо точные заключения на основе этих данных пока преждевременно. Тем удивительнее кажется тот факт, что содержания ряда элементов в звездах, указанных в табл. 2 и на рис. 2, совпадают с очень малым разбросом. Так, содержание гелия варьируется от -0.05 до -0.01 (в единицах $\lg(\mu_i N_i / \sum \mu_i N_i)$), содержания кремния, серы везде почти нормальные, в то же время наблюдаются избытки ряда тяжелых элементов. Все это позволяет сделать некоторые выводы о характере ядерных процессов в рассматриваемых звездах.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ЭКСТРЕМАЛЬНО ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД С ОПРЕДЕЛЕНИЯМИ
ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА

Звезда	T_e	$\lg g$	Z , пк	V_r , $\frac{\text{км}}{\text{с}}$	[H]	[He]	[C]	[N]	[O]	Литература
HD 168476	14000 \pm 500	1.5	-1580	-165	-4.24	0.45	1.	1.0	-0.5	[4]
HD 124448	15750 \pm 500	3.7	1650	-66	-4.5	0.48	0.95	0.9	-0.4	[2]
BD+10° 2179	16250 \pm 1000	3.6	5580	155	-3.8	0.45	1.5	0.9	-0.7	[2]
BD+10° 2179	16800 \pm 600	2.6			-3.5	0.48	0.9	0.1	-0.8	[5]
BD-9° 4395	32000 \pm 6000	2.6	1600		-3.3	0.49	0.8	0.1	-0.65	[3]
HD 160641	40000	3.5		100		0.48	0.	0.8	0.	[11]
LSS 4300	14700 \pm 300	1.4	-59		-3.0	0.50	0.5	1.3		[13]
ν Sgr	13500 \pm 300	1.5			-3.85	0.48	0.7	1.7	0.06	

Эволюционный статус одиночных экстремально гелиевых звезд до сих пор не определен. Имеется два ряда эволюционных расчетов, которые дают значения T_e , $\lg g$, $N(\text{He})$, соответствующие наблюдаемым для этих звезд. Расчеты [14] выполнены для однородных гелиевых звезд с массами от 0.5 до 16 M_\odot , по ним экстремально гелиевые звезды имеют массы от 1 до 2 M_\odot и эволюционируют от начальной гелиевой последовательности к области красных гигантов с уменьшением T_e и постоянной светимостью после выгорания гелия в ядре и перед началом горения углерода. По расчетам [15] экстремально гелиевые звезды имеют массы от 0.6 до 1 M_\odot и эволю-

дионируют от красных гигантов к белым карликам с ростом T_e и уменьшением светимости, имея вырожденное углеродно-кислородное ядро и слоевой источник горения гелия. Однако оба эволюционных сценария не отвечают на ряд вопросов: не объясняют предысторию этих звезд, механизм потери водородной оболочки и большие лучевые скорости. Эти неясности могут быть объяснены предположением, что первоначально экстремально гелиевые звезды являлись компонентами двойных систем, в которых наблюдаемые сейчас компоненты потеряли свою водородную оболочку после заполнения полости Роша, перетекание массы на второй компонент привело к резкому ускорению его эволюции, взрыву и увеличению скорости движения наблюдаемого компонента (эффект пращи). Причем, не исключено, что остаток взорвавшегося компонента, превратившись в релятивистский объект, движется вместе с наблюдаемым.

С другой стороны, сравнение содержаний химических элементов в атмосферах этих звезд между собой и Солнцем показывает, что они не составляют однородной группы. В звездах HD 168476, HD 124448, HD 160641, LSS 4330 наряду с дефицитом водорода и избытком гелия наблюдается значительный избыток азота, что свидетельствует о том, что выгорание водорода в их ядрах шло через CNO-цикл. Следовательно, в начале своей эволюции эти звезды имели массу больше солнечной. В то же время, в атмосферах звезд BD + 10°2179 (по результатам работы [5]) и BD — 9°4395 содержание азота такое же, как на Солнце, поэтому вероятно, что процесс превращения водорода в гелий шел здесь через *pp*-цикл, не затрагивая более тяжелых элементов, что могло произойти, если их массы были равны или меньше солнечной.

Избытки углерода в большинстве экстремально гелиевых звезд, за исключением HD 160641, вероятно, являются следствием выгорания гелия в α -процессе. Избыток азота в двойной звезде LSS 4300 почти так же велик, как в υ Sgr и не может быть объяснен только действием CNO-цикла. Одинаковый характер избытков в υ Sgr и LSS 4300 подтверждает высказанное выше предположение о имевшем место перемешивании между зоной горения водорода в слое и гелия в ядре, которое, по-видимому, стимулировалось двойственностью.

Содержание неона определено только для двух экстремально гелиевых звезд, HD 168476 и HD 160640, как и в υ Sgr оно значительно превышает солнечное, что может быть следствием действия неон-натриевого цикла.

Содержание элементов от неона до никеля в атмосфере υ Sgr очень похоже на наблюдаемое в других экстремально гелиевых звездах (см. рис. 2), особенно тесное совпадение наблюдается между υ Sgr и HD 168476, в то же время здесь, как указывалось выше, в среднем содержания элементов незначительно отличаются от солнечных. Обращает на себя внимание и

тот факт, что обилие такого «пекулярного» элемента, как кремний, для всех экстремально гелиевых звезд и ν Sgr не отличается от солнечного.

4. *Тяжелые элементы в ν Sgr.* К сожалению, по более тяжелым элементам данные для экстремально гелиевых звезд отсутствуют, а здесь для ν Sgr наблюдается довольно интересная закономерность: избытки содержаний элементов, начиная от стронция, возрастают с увеличением атомного веса. Но для самого тяжелого из наблюдаемых элементов, тантала, получен дефицит (по сравнению с Солнцем) на порядок. Интересно, что такой же характер роста избытков тяжелых элементов при одновременно нормальном в среднем содержании промежуточных элементов, от магния до цинка включительно, наблюдается в металлических (Am) звездах [16]. И, наконец, на рис. 3 представлено сопоставление величин отличий содер-

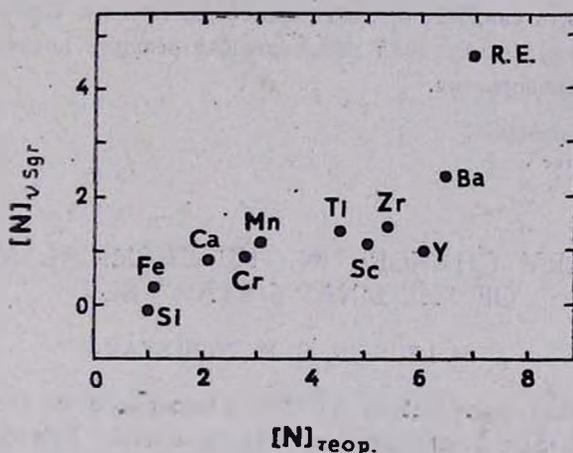


Рис. 3. Сравнение величин избытков в содержаниях элементов в атмосфере ν Sgr с рассчитанными в работе [17].

жаний некоторых элементов в ν Sgr от солнечных с рассчитанными в работе [17] максимальными избытками, получаемыми в результате бомбардировки вещества нормального химического состава α -частицами. Наличие корреляции этих величин может свидетельствовать о том, что наблюдаемые особенности химического состава ν Sgr в определенной степени обусловлены и ядерными процессами, связанными с выгоранием гелия.

5. *Заключение.* Определение содержаний большого количества химических элементов в атмосфере главного компонента двойной системы ν Sgr, лишенного водородной оболочки, позволило сделать следующие заключения.

1. Наряду с аномалиями в содержаниях Н, He, С, N, О, которые объясняются реакциями горения водорода через CNO-цикл и гелия через тройной α -процесс, в атмосфере ν Sgr присутствуют аномалии в содержаниях многих других элементов, которые также имеют безусловно эволюционную природу.

2. Относительная распространенность химических элементов в атмосфере ν Sgr подобна той, что наблюдается в атмосферах Am-звезд.

3. Распределение содержаний элементов от водорода до никеля включительно во многом сходно с тем, что получено для группы экстремально гелиевых звезд, что может свидетельствовать об общности термоядерных реакций, обусловивших их эволюцию.

4. Некоторые особенности химического состава (большой избыток азота) могут быть связаны с двойственностью звезды, которая оказывает влияние на условия протекания термоядерных реакций посредством дополнительного перемешивания.

Ростовский государственный
университет

EVOLUTIONARY CHANGES IN THE CHEMICAL ABUNDANCE. OF THE BINARY STAR ν SGR

V. V. LEUSHIN, G. P. TOPILSKAYA

The chemical composition of the atmosphere of the bright component in the ν Sgr binary system was analysed. This component has lost its hydrogen envelope as a result of mass transfer. Parallel with the hydrogen deficit, helium over-abundance and CNO-anomalies mainly engendered by the hydrogen burning in the CNO-cycle (and partly caused by the hydrogen burning in the course of the 3α process), the anomalies abundances of many other elements were revealed. The abundances of the chemical elements from H to Ni are similar to those observed for the extreme helium stars. However, there do exist certain differences in the ν Sgr binary system. For the elements with $Z > 30$ an increase in the abundances with the growth of the atomic number has been noted. Such a tendency has also been observed in Am-stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Aller, Liege Coll. 8 XV, N357, 353, 1954.
2. D. Schönberner, R. Wolf, Astron. and Astrophys., 37, 87, 1974.

3. *J. Kaufmann, D. Schönberner, Astron. and Astrophys.*, 57, 169, 1977.
4. *H. Walker, D. Schönberner, Astron. and Astrophys.*, 97, 291, 1981.
5. *U. Heber, Astron. and Astrophys.*, 118, 39, 1983.
6. *В. В. Лушин, Г. П. Топильская, Астрофизика*, 22, 121, 1985.
7. *В. В. Лушин, Г. П. Топильская, Астрофизика*, 26, 195, 1987.
8. *В. В. Лушин, Г. П. Топильская, Астрофизика*, 28, 363, 1988.
9. *J. S. Drilling, Astrophys. J.*, 242, L 43, 1980.
10. *A. E. Lynas-Gray, Irish. Astron. J.*, 15, 42, 1981.
11. *J. S. Drilling, A. U. Landolt, D. Schönberner, Astrophys. J.*, 279, 748, 1984.
12. *A. E. Lynas-Gray, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 209, 387, 1984.
13. *D. Schönberner, J. Drilling, Astrophys. J.*, 276, 229, 1984.
14. *B. Paczynski, Acta Astron.*, 21, 1, 1971.
15. *D. Schönberner, Astron. and Astrophys.*, 57, 437, 1977.
16. *S. C. Wolff, The A-Stars: Problems and Perspectives, NASA, Washington*, 1983.
17. *P. J. Branczato, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys.*, 45, 3297, 1967.

УДК: 524.3—852

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД ι^1 Sco (F2 Ia) И θ Sco (F1 II)

Э. А. САМЕДОВ

Поступила 22 сентября 1987

Принята к печати 30 декабря 1987

Методом моделей атмосфер исследованы атмосферы звезд ι^1 Sco (F2 Ia) и θ Sco (F1 II). Найденные следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{\text{эфф}} = 6650 \pm 150$ К и $\lg g = 0.65 \pm 0.2$ для ι^1 Sco; $T_{\text{эфф}} = 6750 \pm 150$ К и $\lg g = 2.4 \pm 0.2$ для θ Sco. Показано, что скорость микротурбулентности в верхних слоях атмосферы существенно превышает скорость звука; по линиям ионов Ti II, Fe I, Cr II получена более высокая скорость микротурбулентности, чем по линиям Fe I. По относительно слабым линиям определен химический состав ι^1 Sco и θ Sco. Содержание металлов в атмосфере ι^1 Sco в среднем оказалось близким к солнечному; найден некоторый дефицит C, Ca, Sc и V. В атмосфере θ Sco обнаружен избыток натрия $[Na/Fe] \approx 0.6$ при общем дефиците металлов относительно Солнца примерно в 2 раза. Путем сравнения с эволюционными расчетами найдены массы, радиусы, светимости и возраст ι^1 Sco и θ Sco. Относительная протяженность атмосфер составляет: $\Delta H/R = 0.12$ для ι^1 Sco и $\Delta H/R = 0.012$ для θ Sco.

1. *Введение.* В настоящей работе методом моделей атмосфер исследованы звезды южного неба ι^1 Sco (F2 Ia) = HR6615 и θ Sco (F1 II) = HR6553. Как и при изучении δ CMa [1], π Sgr [2] и ν Car [3] использовались данные Кастли и Уотсона [4], полученные по спектрограммам с дисперсией 2.1 Å/мм. Расчеты основывались на моделях атмосфер Куруца [5]. Методика расчетов описана в [6]. Все вычисления проведены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

При исследовании атмосферы ι^1 Sco возникла трудность выбора подходящей модели атмосферы, так как модели атмосфер Куруца [5] рассчитаны для значений $\lg g \geq 1$ при $T_{\text{эфф}} > 6500$ К, а для ι^1 Sco можно было ожидать, что $\lg g < 1$, $T_{\text{эфф}} > 6500$ К. Задача облегчалась тем обстоятельством, что распределения температуры в атмосферах F- и G звезд практически не зависят от $\lg g$ (см. [7]). Поэтому, считая $T(\tau)$ заданным, с помощью программы, описанной в [8], мы вычислили распределение газового $P_g(\tau)$ и электронного $P_e(\tau)$ давлений для ряда моделей с эффективными температурами 6500 К, 7000 К и с ускорениями силы тяжести $\lg g < 1$. Турбулентное давление в этих

моделях соответствует найденному распределению микротурбулентности $\xi_i(\tau)$ по линиям ионов для $\iota^1\text{Sco}$.

2. *Определение эффективной температуры и ускорения силы тяжести.* При определении эффективной температуры и ускорения силы тяжести звезд $\iota^1\text{Sco}$ и θSco использован ряд критериев, описанных ниже.

а) Проведено сравнение наблюдаемых [4] и теоретических [5] профилей бальмеровских линий H_γ и H_λ . В [5] отсутствуют профили бальмеровских линий для моделей с $\lg g < 1$ при $T_{\text{эфф}} \geq 6500$ К. Однако расчеты [5] показывают, что профили бальмеровских линий в атмосферах F- и G звезд практически не зависят от $\lg g$, поэтому их можно считать заданными и для моделей с $\lg g < 1.0$. В случае $\iota^1\text{Sco}$ мы воспользовались этим обстоятельством.

б) Сопоставлены наблюдаемые [9] и теоретические [5] значения индекса $[c_1]$. Наблюдаемые значения $[c_1]$ для $\iota^1\text{Sco}$ $[c_1] = 1.392$, для θSco $[c_1] = 0.963$. Он определяется формулой $[c_1] = c_1 - 0.20(b - y)$ и свободен от влияния межзвездного поглощения. В случае $\iota^1\text{Sco}$ теоретические значения $[c_1]$ для моделей с $\lg g = 0.5$ найдены с помощью экстраполяции.

Для θSco мы сопоставили также наблюдаемые [10] и теоретические [5] отношения потоков в двух участках непрерывного спектра (до и после бальмеровского предела). Наблюдаемые потоки исправлены за межзвездное покраснение, соответствующее расстоянию $d = 160$ пк [11]: $\lg \frac{F(4637)}{F(3636)} = 0.368$.

Согласно [12], сверхгигант $\iota^1\text{Sco}$ расположен на расстоянии $d = 1076$ пк. Если наблюдаемые потоки [10] исправить за межзвездное покраснение, соответствующее этому расстоянию или значению $A_V = 0.81$ [13], и сопоставить с теоретическими потоками [5], тогда для $\iota^1\text{Sco}$ получается значение $\lg g$, которое существенно отличается от $\lg g$, найденного по индексу $[c_1]$ и ионизационному равновесию. Мы считаем, что это расхождение связано с неправильным учетом межзвездного поглощения и поэтому в случае $\iota^1\text{Sco}$ критерий отношения потоков не рассматривался.

в) В качестве последнего критерия применялось ионизационное равновесие. Для этой цели мы отобрали относительно слабые линии $\text{FeI}-\text{FeII}$ и $\text{TiI}-\text{TiII}$. В расчетах ионизационного равновесия для звезды $\iota^1\text{Sco}$ использовались модели, рассчитанные нами.

Полученные диаграммы, построенные на основе вышеуказанных критериев, представлены на рис. 1. Из диаграммы для $\iota^1\text{Sco}$ опре-

деляем параметры $T_{эф} = 6650 \pm 150$ К и $\lg g = 0.65 \pm 0.2$; для θ Sco $T_{эф} = 6750 \pm 150$ К и $\lg g = 2.4 \pm 0.2$.

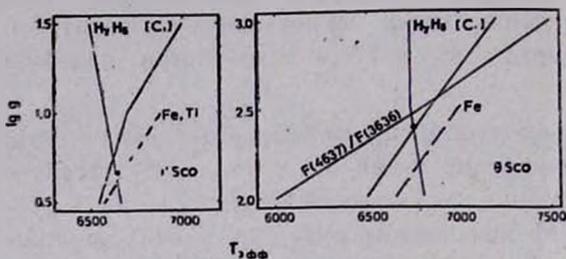


Рис. 1. Диаграмма для определения $T_{эф}$ и $\lg g$ у звезд ι^1 Sco и θ Sco. Точки соответствуют принятым моделям атмосфер.

3. *Анализ микротурбулентности.* По линиям FeI и по линиям ионов TiII, FeII и CrII изучена микротурбулентность в атмосферах ι^1 Sco и θ Sco. Чтобы ответить на вопрос, является ли скорость микротурбулентности ξ_t постоянной или переменной по глубине в атмосферах звезд, необходимо иметь список линий какого-либо атома или иона в широком диапазоне эквивалентных ширин, включая и наиболее слабые линии с ширинами $W_\lambda = (10 - 20) \text{ \AA}$. К сожалению, в данных [4], используемых нами, наиболее многочисленные линии FeI, TiII, FeII и CrII не содержат самых слабых линий. В таком случае поступаем следующим образом. Рассмотрим оба варианта: $\xi_t = \text{const}$ и $\xi_t = \xi_t(\tau)$, и скорость микротурбулентности подбираем так, чтобы определяемое содержание элемента $\lg v$ не показывало хода с ростом W_λ . Определенные постоянные значения ξ_t даны в табл. 1, а зависимости $\xi_t(\tau_{5000})$ представлены на рис. 2.

Таблица 1
НАЙДЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ МИКРОТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ В АТМОСФЕРАХ ι^1 Sco И θ Sco ПРИ ПРЕДПОЛОЖЕНИИ $\xi_t(\tau) = \text{const}$

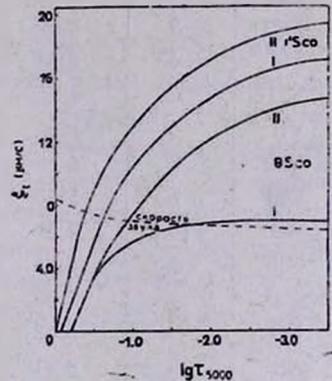
Исследованные линии	ξ_t , км/с	
	ι^1 Sco	θ Sco
FeI	10	6.5
TiII, FeII, CrII	14	10.5

Отметим, что в случае θ Sco анализ микротурбулентности выполнен по меньшему количеству линий FeI, причем эти линии дают

большой разброс в $\lg \xi$. Поэтому определение микротурбулентности в атмосфере θ Sco по линиям FeI является менее уверенным.

Видно, что, как и в случае других F-сверхгигантов [1, 3, 14, 15], в атмосферах ι^1 Sco и θ Sco по линиям ионов получается более высокая скорость микротурбулентности, чем по линиям FeI. Причины такого расхождения рассмотрены в [16, 17], где показано, что оно связано с неучтенными в расчетах отклонениями от ЛТР в степени ионизации атомов. Там же показано, что изменения в степени ионизации в атмосферах F-звезд влияют практически только на концентрацию нейтральных атомов, поэтому скорость микротурбулентности, определенную по линиям ионизованных атомов, следует признать более правильной. Окончательные модели атмосфер ι^1 Sco и θ Sco были вычислены с учетом турбулентного давления, соответствующего распределению $\xi_i(\tau_{5000})$, найденному по линиям ионов.

Рис. 2. Зависимость скорости микротурбулентности от оптической глубины. Кривые I найдены по линиям FeI, кривые II — по линиям TiII, FeII и CrII.



Мы вычислили распределение скорости звука в атмосферах ι^1 Sco и θ Sco. Получено, что в атмосфере ι^1 Sco, начиная с оптической глубины $\tau = 0.4$, а в атмосфере θ Sco — с глубины $\tau = 0.1$, развивается сверхзвуковая микротурбулентность. Столь заметная сверхзвуковая микротурбулентность обнаружена и у поздних F-сверхгигантов [1, 7]. Уже отмечалось [14], что сверхзвуковые турбулентные движения могут приводить к появлению ударных волн, к нагреву верхних слоев атмосферы и к возникновению хромосферы.

4. *Химический состав.* При определении химического состава в атмосферах ι^1 Sco и θ Sco принята скорость микротурбулентности ξ_i , определенная по линиям ионизованных атомов. Содержания элементов вычислены как при $\xi_i = \text{const}$, так и при $\xi_i = \xi_i(\tau)$.

Найденные содержания элементов приведены в табл. 2. Результаты даны в логарифмической шкале, причем $\lg \epsilon(EI) = \lg [N(EI)/N(H)] + 12$. При определении химического состава мы отобрали от-

носителем слабые линии, потому что они мало чувствительны к ошибкам в микротурбулентности, в затухании, а также к отклонениям от ЛТР. Для сравнения в табл. 2 представлен также химический состав Солнца, соответствующий принятой системе сил осцилляторов (см. [18]). Для FeI и FeII были взяты силы осцилляторов из работ [19, 20].

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР ι^1 Sco, θ Sco И СОЛНЦА

Элемент	Число линий	$\lg \epsilon_{\tau} \iota^1 \text{ Sco}$		Число линий	$\lg \epsilon_{\tau} \theta \text{ Sco}$		$\lg \epsilon_{\odot}$
		$\xi_{\tau} = \xi_{\tau}(\tau)$	$\xi_{\tau} = 14 \text{ км/с}$		$\xi_{\tau} = \xi_{\tau}(\tau)$	$\xi_{\tau} = 10.5 \text{ км/с}$	
Cl	2	8.28	8.25	—	—	—	8.61
NaI	—	—	—	2	6.52	6.34	6.28
MgI	3	7.49	7.56	3	7.42	7.39	7.60
CaI	6	5.93	5.98	—	—	—	6.36
ScII	3	2.66	2.69	3	2.69	2.63	3.00
TiI	4	4.61	4.73	—	—	—	4.86
TiII	6	4.65	4.63	5	4.25	4.20	4.82
VII	4	3.65	3.68	2	3.94	3.87	4.00
CrII	5	5.37	5.27	5	5.21	5.11	5.50
MnI	3	5.38	5.50	—	—	—	5.55
FeI	18	7.39	7.54	4	7.24	7.15	7.60
FeII	4	7.45	7.38	4	7.23	7.11	7.60
CoI	3	4.39	4.51	—	—	—	4.55
NiI	4	6.13	6.27	—	—	—	6.08
NiII	3	5.91	5.96	1	6.30	6.24	6.21
ZnI	1	4.32	4.41	—	—	—	4.42
YII	3	2.12	2.03	3	1.77	1.72	2.24
ZrII	3	2.89	2.88	3	2.25	2.22	2.96
BaII	2	2.30	2.45	—	—	—	2.40
LaII	3	0.91	0.97	1	0.82	0.81	1.13

На рис. 3 и 4 представлена разница в значениях $\lg \epsilon$ между исследованными звездами и Солнцем. Из рис. 3 видно, что химический состав атмосферы ι^1 Sco близок к солнечному. Разница $\Delta \lg \epsilon$ в содержании элементов (кроме C, Ca, Sc и V) между ι^1 Sco и Солнцем попадает в узкий интервал от -0.06 до -0.22 . Как и в других F-сверхгигантах [1, 7, 8, 15, 18], наблюдается пониженное содержание углерода. Дефицит углерода обусловлен выгоранием его в реакциях CNO-цикла и полным перемешиванием вещества звезды на стадии гиганта или сверхгиганта. Интересно, что Ca, Sc и V тоже показали

некоторый дефицит. Такое пониженное содержание Ca и Sc мы обнаружили и в атмосфере θ Сма [1].

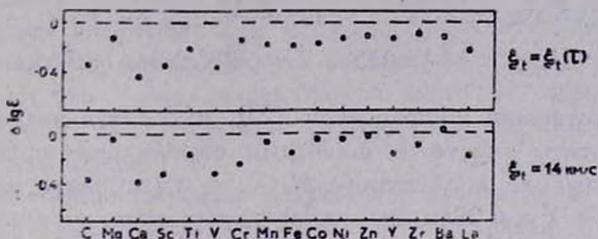
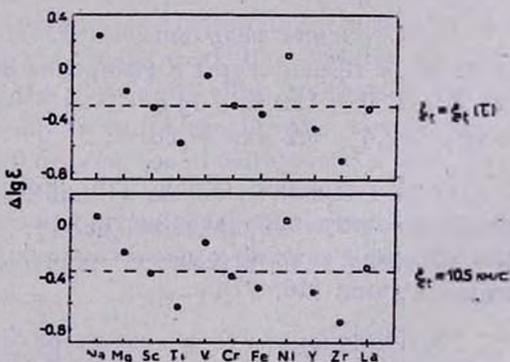


Рис. 3. Различия в содержании элементов между 1^1 Sco и Солнцем при $v_t = v_t(\tau)$ и $v_t = 14$ км/с. Светлыми кружками выделены неуверенные определения, выполненные либо по одной линии (лантан), либо по двум линиям, но со значительным разбросом в содержании (барий).

Содержание элементов, кроме натрия, в атмосфере θ Sco оказалось пониженным относительно Солнца примерно в два раза (рис. 4, штриховая линия); Na показал повышенное содержание $[Na/Fe] = \Delta \lg \epsilon (Na) - \Delta \lg \epsilon (Fe) = 0.6$. Избыток Na обнаружен и у других F-сверхгигантов [7, 8, 18]. В [7] была выдвинута гипотеза, что избыточное содержание Na может объясняться превращением некоторого количества неона в натрий в реакциях NeNa-цикла. Этот избыточный Na должен быть вынесен в атмосферу в результате глубокого перемешивания. Это предположение подкреплено количественными оценками [21].

Рис. 4. Различия в содержании элементов между θ Sco и Солнцем при $v_t = v_t(\tau)$ и $v_t = 10.5$ км/с. Светлыми кружками выделены неуверенные определения, выполненные по одной линии (никель, лантан). Штриховые линии соответствуют средним значениям разностей $\Delta \lg \epsilon$ для металлов.



5. Эволюционные параметры. С помощью эволюционных расчетов [22, 23] на основе найденных значений $T_{эфф}$ и $\lg g$ звезд 1^1 Sco и θ Sco мы оценили их массы. Точнее говоря, использовались эволюционные треки с шагом $0.1 M_{\odot}$, полученные Любимковым [24] путем

интерполяции данных [22, 23]. Если масса M известна, то радиус R и светимость L можно получить из следующих соотношений [18]:

$$\lg(R/R_{\odot}) = 2.22 + 0.5 \lg(M/M_{\odot}) - 0.5 \lg g,$$

$$\lg(L/L_{\odot}) = -15.045 + 2 \lg(R/R_{\odot}) + 4 \lg T_{\text{эфф}}.$$

Непосредственно из расчетов [24] находится возраст t . Полученные результаты вместе с ошибками определения представлены в табл. 3. При выводе параметров, M , R , L и t принято начальное содержание гелия $Y = 0.28$ и начальное содержание металлов $Z = 0.02$, что в среднем соответствует звездам первого типа населения.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД $\iota^1 \text{ Sco}$ И $\theta \text{ Sco}$

Таблица 3

Звезда	$T_{\text{эфф}}$, К	$\lg g$	M/M_{\odot}	$\lg(R/R_{\odot})$	$\lg(L/L_{\odot})$	$\lg t$	$\Delta H/R$
$\iota^1 \text{ Sco}$	6650 ± 150	0.65 ± 0.2	26 ± 8	2.60 ± 0.18	5.45 ± 0.32	6.78 ± 0.2	0.12
$\theta \text{ Sco}$	6750 ± 150	2.4 ± 0.2	6 ± 1	1.41 ± 0.14	3.09 ± 0.24	7.64 ± 0.18	0.012

Мы оценили для звезд $\iota^1 \text{ Sco}$ и $\theta \text{ Sco}$ относительную протяженность атмосферы $\Delta H/R$, где R — радиус звезды, ΔH — геометрическая толщина атмосферы, определяемая как расстояние между глубинами $\tau_{5000} = 10$ и $\tau_{5000} = 0.001$. Найденные значения $\Delta H/R$ представлены в табл. 3. Видно, что для $\theta \text{ Sco}$ протяженность атмосферы составляет лишь 1.2% радиуса звезды, а для $\iota^1 \text{ Sco}$ она существенно больше — 12%.

6. Основные результаты. 1. Найденны следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести исследуемых звезд: $T_{\text{эфф}} = 6650 \pm 150$ К и $\lg g = 0.65 \pm 0.2$ для $\iota^1 \text{ Sco}$; $T_{\text{эфф}} = 6750 \pm 150$ К и $\lg g = 2.4 \pm 0.2$ для $\theta \text{ Sco}$.

2. По линиям ионов Till, FeII и CrII получена более высокая скорость микротурбулентности, чем по линиям FeI. Объяснение такого расхождения связано с неучетом отклонения от ЛТР в степени ионизации атомов [16, 17].

3. Получено, что в атмосфере $\iota^1 \text{ Sco}$, начиная с оптической глубины $\tau_{5000} = 0.4$, а в атмосфере $\theta \text{ Sco}$ — $\tau_{5000} = 0.1$ развивается сверхзвуковая микротурбулентность. Сверхзвуковые движения могут приводить к возникновению хромосферы.

4. Содержание металлов в атмосфере $\iota^1 \text{ Sco}$ в среднем оказалось близким к солнечному. Найден некоторый дефицит С, Са, Sc и V.

В атмосфере θ Sco обнаружено пониженное содержание металлов относительно Солнца примерно в 2 раза. Найден избыток натрия $[Na/Fe] = 0.6$.

5. Путем сравнения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных расчетов найдены масса, радиус, светимость и возраст ι^1 Sco и θ Sco. Обнаружено, что ι^1 Sco, массивная и молодая звезда ($M \sim 26 M_{\odot}$, $t \sim 6$ млн. лет), имеет большой радиус ($R \sim 400 R_{\odot}$) и довольно протяженную атмосферу.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Л. С. Любимкову за постоянное внимание к работе и полезные замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERES OF STARS ι^1 Sco (F2Ia) and θ Sco (F1II)

Z. A. SAMEDOV

By using the model atmospheres we have analyzed the atmospheres of stars ι^1 Sco (F2Ia) and θ Sco (F1II). The following values of the effective temperature and surface gravity were obtained: $T_{\text{eff}} = 6650 \pm \pm 150$ K, $\lg g = 0.65 \pm 0.2$ for ι^1 Sco and $T_{\text{eff}} = 6750 \pm 150$ K, $\lg g = 2.4 \pm 0.2$ for θ Sco. It has been shown that the microturbulent velocity in the upper layer of the atmosphere exceeds noticeably the sound velocity; the analysis of TiII, FeII and CrII lines showed higher values in comparison with FeI lines. We have investigated the chemical composition of ι^1 Sco and θ Sco using relatively weak lines. Metal abundance in the atmosphere of ι^1 Sco on the average is close to that of the Sun; some C, Ca, Sc and V deficiency was found. In the atmosphere of θ Sco Na abundance $[Na/Fe] = 0.6$ was found with metal 2-fold underabundance with respect to the Sun. By means of comparison with the evolution calculations we found masses, radii, luminosities and the age of ι^1 Sco and θ Sco. The atmosphere extension is $\Delta H/R = 0.12$ for ι^1 Sco and $\Delta H/R = 0.012$ for θ Sco.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Любимков, Э. А. Самедов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 72, 99, 1985.
2. Л. С. Любимков, Э. А. Самедов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 77, 97, 1987.
3. Э. А. Самедов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 79 (в печати).
4. J. C. Castley, R. D. Watson, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 41, 397, 1980.
5. R. L. Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.

6. Л. С. Любимков, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 62, 44, 1980.
7. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 66, 130, 1983.
8. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 64, 3, 1981.
9. B. Hausk, M. Mermilliod, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1980.
10. Н. Л. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров, Ю. А. Беллев, А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, В. И. Бурнашев и др., Тр. ГАО АН СССР, 83, 4, 1978.
11. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
12. *The Observer's handbook*, 1986, p. 162.
13. Н. С. Комаров, А. В. Драгунова, В. Ф. Карамыш, Л. Ф. Орлова, В. А. Позигун, Фотометрический и спектральный каталог ярких звезд, Наукова думка, Киев, 1979.
14. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 18, 375, 1982.
15. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
16. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 19, 683, 1983.
17. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, *Астрофизика*, 22, 339, 1985.
18. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 18, 596, 1982.
19. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 70, 57, 1985.
20. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 74, 49, 1986.
21. П. А. Денисенков, В. В. Иванов, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 520, 1987.
22. S. A. Besker, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 45, 475, 1981.
23. W. M. Brunish, J. W. Truran, *Astrophys. J.*, 256, 247, 1982.
24. Л. С. Любимков, Частное сообщение.

УДК: 524.312—355

СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДЕННОГО И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО
АБСОЛЮТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭНЕРГИИ
В СПЕКТРЕ ВЕГИ

В. П. МЕРЕЖИН, Е. В. РУБАН

Поступила 25 сентября 1987

Принята к печати 17 декабря 1987

Проведено сравнение с данными моделей звездных атмосфер наблюдаемого абсолютного распределения энергии в спектре Веге в диапазоне 3100—10 800 Å, полученного в ГАО АН СССР в 1986 г. на основе «привязки» излучения от Веге к излучению наземного источника, прокалиброванного с помощью Государственного первичного эталона. Показано, что наблюдаемое распределение наилучшим образом описывается моделью с $T_{\text{eff}} = 9850$ К. При этом отмечается наличие избытка излучения в диапазоне 7500—10 800 Å на 7—10% по сравнению с модельными данными. Делается попытка объяснения наблюдаемого избытка. Вероятно, Вега является быстрым ротатором ($v \approx 230$ км/с) с углом наклона оси вращения к лучу зрения $i = 4^\circ \div 7^\circ$.

1. *Введение.* Вега (α Lyr, BS 7001, HD 172167, Sp A0 V) как первичному спектрофотометрическому стандарту всегда уделялось большое внимание. Измерения квазимонохроматических освещенностей, E_λ , создаваемых ею на внешней границе земной атмосферы, выполнялись многими исследователями в различных спектральных диапазонах [1—10]. Наиболее изученными являются видимая и ближняя ИК-области спектра в диапазоне длин волн 3100—11 000 Å [2—7]. Однако даже в этом диапазоне точность абсолютных измерений E_λ значительно ниже точности наблюдений этой величины в относительных единицах. Поэтому для повышения точности измерений E_λ в абсолютных энергетических единицах важную роль играет дальнейшее совершенствование методики абсолютной калибровки звездных спектров.

Существенный шаг в этом направлении был сделан А. А. Архаровым, который одновременно использовал два наиболее распространенных метода абсолютизации — диффузно-рассеивающего экрана и удаленного источника, устранив при этом основные недостатки каждого метода в отдельности [11]. На их основе были выполнены измерения распределения энергии в спектре Веге в диапазоне 3100—10 800 Å в единицах спектраль-

ной плотности энергетической освещенности Государственного первичного эталона (ГОСТ 8.196-81). Результаты измерений [7] значительно отличаются от данных предыдущих исследователей [2—5]. Поскольку новые измерения выполнены весьма тщательно в методическом отношении (см. [11]), то эти результаты нам представляются достаточно надежными.

В настоящей работе ставится задача поиска подходящей модели звездной атмосферы для описания новых результатов абсолютных измерений распределения энергии в спектре Веги с целью оценки некоторых физических характеристик этой звезды.

2. *Исходные параметры.* Для сравнения наблюдаемых величин с модельными данными примем следующие значения параметров Веги: угловой диаметр $\theta_{LD} = (3.''24 \pm 0.''07) \cdot 10^{-3}$ [12], параллакс $\pi = 0.''123 \pm 0.''005$ [13]. Тогда расстояние до звезды $d = (8.1 \pm 0.3)$ пк, а радиус $R = (1.97 \pm 0.09) \cdot 10^{11}$ см $= (2.83 \pm 0.13) R_{\odot}$, где R_{\odot} — радиус Солнца.

Массу звезды, M , можно оценить из известных соотношений: абсолютная величина (M_V) — светимость и масса — светимость, приведенных в [14]. Если принять для Веги $M_V = 0.^m7 \pm 0.^m4$, то есть среднее значение абсолютной величины звезды подкласса A0 главной последовательности с учетом вариаций M_V внутри подкласса, то получим $M = (3.0 \pm 0.3) M_{\odot}$ (здесь M_{\odot} — масса Солнца). Тогда величина логарифма динамического ускорения силы тяжести, $\lg g_{\text{дв}}$, оказывается равной 4.01 ± 0.09 . (Заметим, что континуум звезды мало чувствителен к $\lg g$. Действительно, различие в $\lg g$ даже на 0.5 (см. [15]) для него оказывается несущественным).

3. *Сравнение с моделями звездных атмосфер.* Эмпирическое абсолютное распределение энергии в спектре Веги сравнивалось с данными моделей звездных атмосфер, рассчитанных Курцем [15] для различных значений температуры и $\lg g = 4.0$. Вычисленные им потоки световой энергии, F_{λ} , излучаемой с единицы поверхности звезды за 1 с, предварительно переводились в освещенности, f_{λ} , создаваемые звездой радиуса R на расстоянии d , по формуле

$$f_{\lambda} = F_{\lambda} \cdot \left(\frac{\theta_{LD}/2}{2.06265} \cdot 10^{-5} \right)^2 \cdot 3.1416. \quad (1)$$

Перед сравнением вычисленные значения f_{λ} уменьшались на величину межзвездного покраснения с помощью формулы (см. [1])

$$\lg f_{\lambda}^{\text{corr}} = \lg f_{\lambda} - 0.434 \cdot k_{\lambda} \cdot E_{B-V}. \quad (2)$$

Коэффициенты межзвездной экстинкции, k_{λ} , для дальнего ультрафиолета.

($\lambda < 2740 \text{ \AA}$) можно найти в [1], а для видимой и ближней ИК-областей — в работе [16]. Для Веге $E_{B-V} = 0.01$ [1].

К наблюдаемым данным в диапазоне 3100—10 800 \AA [7] были добавлены измерения, выполненные в ракетном ультрафиолете, $\lambda\lambda$ 1380—2740 \AA [1], и данные по измерениям в далекой ИК-области ($\lambda > 1 \text{ мкм}$), полученные в работах [8—10].

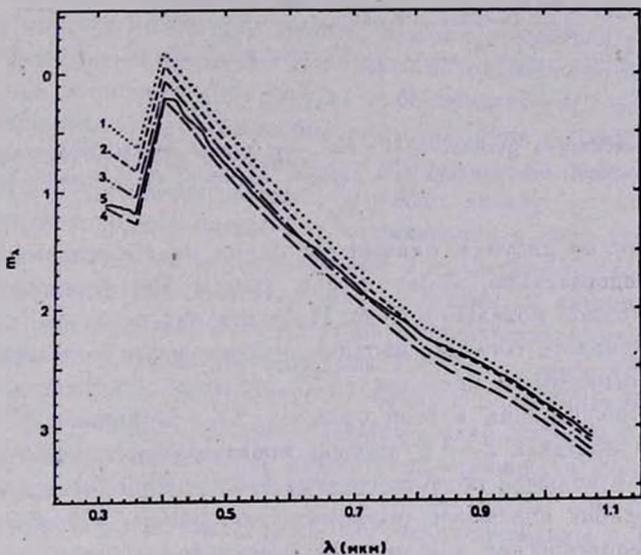


Рис. 1. Абсолютное распределение энергии в спектре Веге. Кривые 1—4 вычислены для $\theta_{DL} = 3.24 \cdot 10^{-3}$ из моделей атмосферы Курда [15] с $\lg g = 4.0$ и температурами 11 000 К, 10 500 К, 10 000 К и 9500 К соответственно. Кривая 5 построена по данным измерений [7].

На рис. 1 представлены результаты сравнения (для иллюстрации мы ограничились диапазоном длин волн от 3100 до 10 800 \AA). Здесь приведены в звездных величинах расчетные кривые для моделей с различными температурами и эмпирическая кривая. Как видно, для описания наблюдаемых данных очень трудно отдать предпочтение какой-либо модели. Тем не менее, мы попытались подобрать по способу наименьших квадратов такое расчетное распределение, которое дает наилучшее согласие с наблюдаемым. Им оказалось распределение, вычисленное для модели с температурой 9850 К.

На рис. 2 приводятся разности в звездных величинах, $m_{\lambda}^H - m_{\lambda}^T$, между эмпирическим распределением ($m_{\lambda}^H = -2.5 \lg E_{\lambda}$) и вычисленным ($m_{\lambda}^T = -2.5 \lg f_{\lambda}^{\text{corr}}$) для модели с этой температурой. Ошибки в вычислениях $m_{\lambda}^H - m_{\lambda}^T$ из-за погрешности измерений E_{λ} показаны на

рис. 2 в виде „усов“. Разброс значений $m_{\lambda}^H - m_{\lambda}^T$ из-за неточности измерений углового диаметра показан в виде параллельного смещения оси („нулевой“ разности) на величину, ограниченную прерывистыми линиями.

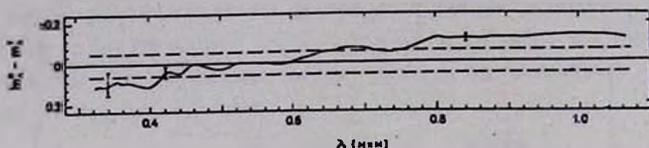


Рис. 2. Зависимость разности $m_{\lambda}^H - m_{\lambda}^T$ от длины волны. Вертикальными отрезками и пунктирными линиями показан разброс значений из-за ошибок наблюдений и вычислений.

Как видно из рисунка, одними ошибками не объяснить наблюдаемое различие. Следовательно, эмпирические данные во всем диапазоне длин волн описать одной моделью нельзя. Исследования показали, что: 1) в далеком ультрафиолете согласие наблюдаемой кривой и модельной с $T_{eff} = 9850$ К достигается в пределах $\pm 7\%$, то есть с точностью до ошибок измерений и вычислений в этой области; 2) в интервале 3100—4000 Å данные [7] в пределах 2—3% хорошо представляются моделью с $T_{eff} = 9650$ К; 3) в видимой области спектра (4000—4600 Å) модель с $T_{eff} = 9850$ К хорошо описывает эмпирическую кривую. Например, при $\lambda = 5550$ Å теоретическое значение квазимонохроматической звездной величины равно 1^m085 , а наблюдаемое — 1^m079 ; 4) для значений m_{λ}^H в диапазоне 6500—7500 Å лучше подходит модельное распределение с $T_{eff} = 10050$ К; 5) в области спектра с $\lambda > 7500$ Å не приемлема ни одна модель, используемая нами для других диапазонов.

Наши попытки подобрать подходящую модель для списания данных [7] в интервале длин волн 7500—10 800 Å привели нас к следующему выводу: если взять значение $\theta_{LD} = 3.''48 \cdot 10^{-3}$, то можно добиться согласия между теоретическими и наблюдаемыми данными при температуре около 9300 К. Однако такое значение углового диаметра является явно завышенным, так как далеко выходит за пределы погрешностей его измерений, даваемых в [12]. Поэтому приходится отказаться от такой интерпретации.

Таким образом, на основании данных [7] эффективная температура Веги должна быть равной 9850 ± 200 К, при этом в распределении энергии в ее спектре в области длин волн, больших 7500 Å, наблюдается избыток излучения порядка 7—10% по сравнению с модельным. С новым значением T_{eff} можно оценить основные физические характеристики Веги. Они оказываются следующими: ее абсолютная величина $M_V = 0^m60 \pm 0^m16$, болометрическая величина $M_{bol} = 0^m24 \pm 0^m16$, логарифм светимости

$\lg L/L_{\odot} = 1.70 \pm 0.07$. На основании выражения $\lg M/M_{\odot} = 1.575 \times \lg T_{eff} - 5.893$, предложенного в [18], получается $M = 2.49 \pm 0.08 M_{\odot}$. Тогда $\lg g_{\text{эф}}$ оказывается равным 3.93 ± 0.06 .

4. *Общие замечания.* Решающее слово о том, какая из предложенных различными исследователями кривых абсолютного распределения энергии в спектре Веге ближе к реальной, остается не за теорией, а за наблюдениями. И здесь необходимы дальнейшие тщательные измерения.

Однако попробуем все-таки понять, как мог появиться избыток излучения у этой звезды. В дальней ИК-области возрастание потока излучения от Веге можно объяснить [10, 19]: а) либо присутствием более холодной звезды-компонента, которая из-за большого различия в блеске между компонентами не наблюдается в оптическом диапазоне; б) либо тепловым излучением пылевой оболочки, которая окружает звезду.

Невидимый холодный компонент, попадающий в поле зрения при наблюдении Веге, может дать дополнительное излучение не только в дальней, но и в ближней ИК-области спектра. Оценим по нашим данным его температуру. Как известно, Вега имеет пять оптических компонентов [20]. Отличие визуальной звездной величины Веге от самого яркого из них (Δm_V) составляет 9.75 . Такая звезда добавит к излучению Веге в видимой области лишь 0.02% , что пренебрежимо мало. Если же за избыточное излучение Веге в ИК-области ответственна также эта звезда, то вклад ее излучения в длину волны, скажем, 9850 \AA составляет уже $\sim 8\%$ от излучения Веге, что соответствует разности величин звезды и Веге в данной длине волны $\Delta m_{9850} = 2.7$.

Исходя из этих данных, можно сосчитать цветовой индекс невидимой звезды $C(9850-5550)$, представляющий собой разность монохроматических звездных величин в длинах волн 9850 \AA и 5550 \AA , по формуле

$$C(9850 - 5550) = \Delta m_{9850} - \Delta m_V + C(9850 - 5550)_B, \quad (3)$$

где $C(9850-5550)_B$ — цветовой индекс Веге. (В этой формуле используется равенство $\Delta m_V = \Delta m_{5550}$, которое, строго говоря, является приближенным. Это внесет некоторую неопределенность в результат вычислений по формуле (3). Однако, из-за близости длины волны 5550 \AA к инфракрасной длине волны системы V , эта неопределенность незначительна и не превышает 0.1).

Искомый цветовой индекс звезды-компонента, полученный по формуле (3), равен -5.1 . Из него легко вычисляется отношение монохроматических освещенностей в двух длинах волн, которое оказывается равным

$$E_{9850}/E_{5550} = 1.1 \cdot 10^3. \quad (4)$$

По данным спектрофотометрических наблюдений нормальных звезд поздних спектральных классов, проведенных в Араратской астрофизической экспедиции, можно построить зависимость наблюдаемого цветового индекса от спектрального класса, а, следовательно, от температуры, и по ней оценить температуру невидимого компонента. Эта зависимость приведена на рис. 3 (температура для подклассов взята из [14]). Для самых

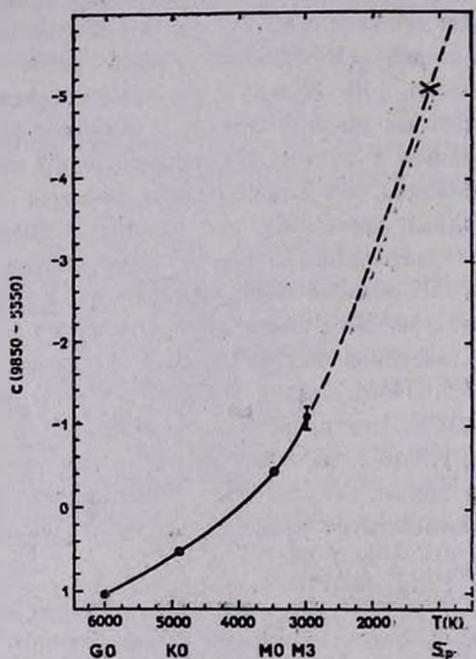


Рис. 3. Зависимость индекса $C(9850-5550)$ от спектрального класса, или температуры (сплошная линия). Прерывистая линия—ее экстраполяция. Точки — результаты наблюдений. Разброс наблюдаемых значений показан размером точки или вертикальным отрезком. Крестиком указано положение искомого объекта.

поздних подклассов индексы разных звезд сильно различаются (разброс индексов показан на рисунке вертикальным отрезком). Для других подклассов разброс параметров невелик и характеризуется размером поставленной точки. Через наблюдаемые точки проведена сплошная линия, изображающая зависимость цветового индекса $C(9850-5550)$ от температуры. Продлив эту кривую в область более низких температур (штриховая линия), легко затем определить температуру звезды с индексом -5^m . Она оказывается ~ 1200 К. Поскольку используемая нами столь далекая экстраполяция очень груба, то неопределенность этого значения ± 300 К.

Можно также оценить температуру компонента теоретически. Для этого предположим, что излучение невидимого источника является тепловым

и что на пути до наблюдателя оно не поглощается сколько-нибудь заметно межзвездной средой. Тогда полученное отношение (4) должно равняться отношению монохроматических потоков чернотельного излучения в соответствующих длинах волн. Поэтому, используя формулу Вина, получим, что температура источника ~ 1500 К. Это значение температуры близко к тому значению, которое оценено нами эмпирически.

Итак, невидимый источник ИК-излучения должен быть очень «холодным» объектом. Как известно, такие низкие температуры характерны для протозвезд, окруженных пылевой оболочкой. Протозвезда нагревает частицы пыли до ~ 2000 К во внутренних слоях оболочки и до ~ 100 К — на ее внешней границе [21]. Тепловым излучением пылинок с температурой ~ 100 К неплохо описывается избыточное излучение Веги в области 25—100 мкм [19]. Однако протозвезда обычно окружена еще и молекулярным облаком. Поэтому для подтверждения гипотезы о протозвезде, дающей вклад в излучение Веги, нужны наблюдательные данные о присутствии молекулярных образований в спектре Веги.

Наличие же пылевой оболочки, нагретой до температуры ~ 1500 К, вокруг Веги нам представляется сомнительным, так как в этом случае излучение Веги в ультрафиолетовой и визуальной областях спектра очень сильно поглощалось бы во внутренних частях оболочки, поскольку именно за счет него происходил бы нагрев, а затем и порезлучение пылинок в ближней ИК-области.

Можно также предположить существование газовой оболочки вокруг Веги, которая излучает в ИК-области за счет свободно-свободных переходов электронов в горячей плазме. Действительно, спектр избыточного излучения (см. рис. 2) очень напоминает спектр тормозного излучения при электронной температуре $\sim 10^4$ К. Однако при такой температуре более существенную роль в области бальмеровского континуума играет излучение за счет свободно-связанных переходов (см., например, [22]), что должно проявиться в избытке излучения в спектре Веги за бальмеровским скачком. Отсутствие такого избытка ставит под сомнение предположение о существовании газовой оболочки вокруг Веги.

Рассмотренные нами возможные источники избыточного излучения Веги в ближней ИК-области являются локальными. Однако Вега, как уже отмечалось выше, — первичный спектрофотометрический стандарт. Это означает, что величины E_λ исследуемых звезд нельзя получить без знания значений E_λ самой Веги или значений E_λ вторичных стандартов, которые опять же выведены с помощью Веги. Очевидно, что при использовании для Веги как стандарта данных [7], наличие избытка излучения в ИК-области у второй звезды перенесется на результаты измерения величин E_λ всех исследуемых звезд и даст избыток излучения у них по сравнению с

модельными данными. А это означает, что существуют какие-то общие причины, влияющие на непрерывные спектры звезд, и для звезд разных классов они, по-видимому, разные. Именно эти причины, на наш взгляд, играют более существенную роль в избыточном излучении Веги, чем локальные источники излучения. На поиск их и направлен наш дальнейший анализ.

Остановимся сначала на вопросе о возможности существования такого избытка у звезд ранних спектральных классов, в частности, звезд подкласса A0 V, к которому относится Вега. Для некоторых из них мы исследовали непрерывные спектры в ближней ИК-области, полученные в одной из прежних абсолютных систем (использовали данные каталога [23], относящиеся к интервалу длин волн 5500—9000 Å). Для анализа были выбраны три объекта (BS 2421, 5511 и 6629) с известными значениями углового диаметра и колор-экссесса E_{B-V} (соответственно $1.45 \cdot 10^{-3}$, $0.59 \cdot 10^{-3}$, $0.62 \cdot 10^{-3}$ и 0.03 , 0.00 , 0.04). Для каждой звезды были найдены с помощью формул (1) и (2) величины $\lg f_i^{\text{corr}}$ для различных моделей звездных атмосфер. Сравнивая их с эмпирическими кривыми абсолютного распределения энергии, мы выбрали модели, дающие наилучшее согласие с наблюдательными данными. Оказалось, что распределения энергии в диапазоне длин волн от 5500 Å до 7700 Å в спектрах звезд BS 2421 и 6629 можно описать с точностью 1—2 % моделью с $T_{\text{eff}} = 9000$ К и $\lg g = 4.0$, а в спектре звезды BS 5511 — моделью с $T_{\text{eff}} = 9400$ К и $\lg g = 4.0$. При этом для длин волн > 7700 Å у всех звезд выявляется ИК-избыток $\sim 7-10\%$.

Еще один пример. В табл. 1 для нормальных непокрасневших звезд подкласса A0 V приведен цветовой индекс $X = m(7000) - m(5550)$, относящийся к длинноволновой области визуального диапазона спектра. Индекс определен из наблюдаемых монохроматических освещенностей E_λ (для $\lambda\lambda$ 5550 Å и 7000 Å), полученных в Чилийской [24] и Араратской астрофизических экспедициях. Результаты представлены в абсолютной системе Оука и Шилда [2]. Здесь же дан соответствующий индекс, рассчитанный для моделей Куруца с минимальной и максимальной для звезд данного подкласса температурами, 9000 К и 10 000 К. Из сравнения наблюдаемых и теоретических значений индекса X видно, что индекс X для многих звезд меньше (звезда краснее) минимального значения этого индекса, предсказываемого теорией.

Таким образом, отклонение непрерывных спектров звезд в дальней визуальной и ближней ИК-областях спектра в сторону увеличения потока излучения от того, что дают модели, характерно для звезд данного подкласса (обратим внимание, что три звезды из табл. 1, BS 3314, 5511

и 7001, входят в число шести звезд, которые определяют нуль-пункт цветовой системы $U-B$, $B-V$ [27]). Очевидно, что использование нового распределения энергии в спектре Веги в качестве стандартного должно усилить этот эффект в других звездах.

Таблица 1

BS	X	BS	X	T_{eff} K	X
1762	0.75	5881	0.75	9000	0.75
3314	0.74	7001	0.76	10000	0.79
3485	0.73	7590	0.76		
5511	0.73	8595	0.69		

Следует заметить (в подтверждение общности проблемы), что наличие избытков излучения в ИК-области спектра в длине волны 12 мкм для звезд классов O, B, A было недавно обнаружено по результатам наблюдений с инфракрасного астрономического спутника (IRAS). В работе [25] показано, что модели Куруца дают недооценку потока в этой длине волны в среднем на 10% для всех звезд спектральных классов O, B, A.

Попробуем теперь качественно объяснить появление ИК-избытка у Веги. Проанализируем данные табл. 2. В первой колонке дан перечень характеристик, которые будут использованы для анализа. Обозначения общеприняты. Во второй приводятся их значения для стандартной звезды A0 V, согласно данным работы [26], а в третьей — для стандартной звезды A0 V, согласно данным [27] и [28]. В последней колонке представлены значения этих же параметров для Веги по литературным [2, 4, 17] и нашим данным (см. разделы 2 и 3).

Таблица 2

Параметр	[26]	[27, 28]	Vera
T_{eff}	—	9594 K	9850 K
$(B-V)_0$	-0^m01	-0^m02	0^m00
$(b-y)_0$	-0.015	—	0.001
$\lg R/R_{\odot}$	0.418	0.350	0.452
M_V	0^m28	0^m80	0^m60

Следует отметить, что значение $M_V = 0^m70$, приводимое для стандартной звезды A0 V Алленом [14], лучше согласуется со значением $M_V = 0^m80$, чем с тем значением, которое приводится в работе [26]. Из статистики, используя 103 звезды A0 V с известными значениями

M_V , мы нашли $M_V = 0^m66 \pm 0^m11$. Поэтому величина $M_V = 0.28$ из работы [26], вероятно, является заниженной.

Из данных табл. 2 следует, что у Веги: а) цвета $(B-V)_0$ и $(b-y)_0$ оказываются систематически выше стандартных значений (звезда является более покрасневшей); б) радиус явно больше стандартного; в) обнаруживается тенденция располагаться выше на диаграмме Герцшпрунга—Рессела по сравнению со стандартной звездой A0 V.

К этим трем особенностям следует добавить еще одну. Дреллинг и Белл [17], используя спектры с высокой дисперсией, по профилям линии H_γ оценили для Веги значение логарифма поверхностного ускорения, $\lg g'$. Оно оказалось равным 3.83, то есть меньше $\lg g_{\text{стан}} = 3.93$, которое мы нашли (см. раздел 3). Следовательно, для этой звезды выполняется условие $\lg g_{\text{ан}} > \lg g'$.

Интересно, что такие особенности в поведении параметров $(B-V)_0$, $(b-y)_0$, R , $\lg g'$ и M_V наблюдаются у быстровращающихся звезд [29]. Как результат быстрого осевого вращения у них появляется значительный избыток излучения в ИК-области спектра. Кроме того, быстрое вращение приводит к общему расширению звезды (увеличению радиуса), ослабляет действие силы тяжести в поверхностных слоях, понижает эффективную температуру (звезда становится более покрасневшей), но увеличивает светимость за счет возрастания площади ее видимого диска.

Тогда по аналогии ожидаем, что Вега также является быстрым ротатором с осью, направленной почти вдоль луча зрения. Чтобы убедиться в этом, необходимо хотя бы грубо оценить ее скорость вращения, v , и угол наклона оси вращения к лучу зрения, i . Как известно, момент вращения Веги отличен от нуля, так как для нее $v \cdot \sin i = 17$ км/с [30]. Если воспользоваться значениями M , R , $\lg g_{\text{ан}}$ (см. разделы 2 и 3) и $\lg g' = 3.83$, то с помощью формул работы [31] находим приближенные значения $v = 230 \pm 90$ км/с и $i = 4^\circ \div 7^\circ$.

Из этих даже очень грубых оценок следует, что Вега — довольно быстро вращающаяся звезда (скорость вращения порядка 68—80% от критической), обращенная к наблюдателю полюсом. Если это соответствует действительности, то вполне становится объяснимым отличие в характеристиках $(B-V)_0$, $(b-y)_0$, R , M_V и $\lg g'$ Веги от стандартной звезды класса A0 V. Так как более разогретый по сравнению с экваториальными областями полюс обращен к Земле, то несложно понять появление неравенства $T_{\text{eff}} = 9850 > T_{\text{eff, станд.}}$.

Следовательно, присутствие внутри Веги значительного количества углового момента качественно дает возможность объяснить появление у нее избытка излучения в ИК-области спектра. Однако, чтобы добиться ко-

личественного согласия, необходимо выполнить более детальные расчеты, используя теорию моделей атмосфер вращающихся звезд (см., например, работу Маедера и Пейтреманна [32]).

Заметим, что для звезд спектрального класса $A0V$ проекции скорости вращения на луч зрения, в среднем, ~ 150 км/с (см. [33]), то есть наличие ненулевого момента вращения является одним из характерных свойств звезд этого класса. Это тем более относится к звездам более ранних классов, для которых, как известно, $v \cdot \sin i$, в среднем, еще больше. Поэтому некоторое увеличение потоков излучения в ближней ИК-области у звезд классов O, B, A при использовании нового распределения энергии в спектре Веге [7] может быть закономерным проявлением эффекта вращения этих звезд. Учитывая это, надо, по-видимому, иметь в виду, что характеристики стандартной звезды класса $A0V$, определенные как средние значения параметров из совокупности звезд, относятся к вращающейся звезде и могут поэтому отличаться от соответствующих параметров, вычисленных для моделей звездных атмосфер.

5. *Заключение.* Итак, подводя итог, можно сделать следующие выводы.

1. Новое абсолютное распределение энергии в спектре Веге [7] соответствует излучению атмосферы звезды с температурой $T_{eff} = 9850$ К, которая несколько выше значений температуры, приводившихся ранее (см. [15, 17]).

2. В ближней ИК-области спектра Веге обнаружен избыток излучения порядка 7—10% по сравнению с данными, рассчитанными для модели звездной атмосферы Куруца [15] с температурой 9850 К и $\lg g = 4.0$.

3. Появление избытка излучения можно качественно объяснить, предположив, что Вега является быстрым ротатором с осью вращения, направленной почти вдоль луча зрения.

Авторы выражают глубокую благодарность А. К. Колесову за ценные замечания при прочтении рукописи.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР
Казанский государственный
университет

A COMPARISON OF OBSERVED AND THEORETICAL ABSOLUTE ENERGY DISTRIBUTIONS IN THE SPECTRUM OF VEGA

V. P. MEREGIN, E. V. RUBAN

Absolute energy distribution in the spectrum of Vega (3100—10800 Å) measured at the Pulkovo Observatory in comparison with laboratory light source, calibrated in the system of Soviet State Standart, was compared with theoretical distribution, calculated using models of stellar atmospheres. The best agreement is by $T_{\text{eff}} = 9850$ K. An infrared excess which increased to 7—10% in spectral region 7500—10800 Å, can be explained, if Vega is a high-speed rotator with axis directed to the Earth ($v \approx 230$ km/c, $i \approx 4^\circ + 7^\circ$).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Jamar, D. Macua-Hercot, A. Monfils, G. L. Thompson, L. Houziaux, R. Wilson, Ultraviolet Bright-Star Spectrophotometric Catalogue, ESA SR-27, 1976.
2. J. B. Oke, R. E. Schild, *Astrophys. J.*, 161, 1015, 1970.
3. D. C. Hayes, D. W. Latham, *Astrophys. J.*, 197, 593, 1975.
4. H. Tüg, N. M. White, G. W. Lockwood, *Astron. and Astrophys.*, 61, 679, 1977.
5. А. В. Харитонов, *Астрон. ж.*, 40, 339, 1963.
6. Г. А. Терез, Э. И. Терез, *Астрон. ж.*, 23, 449, 1979.
7. А. А. Архаров, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, 67, 25, 1988.
8. D. E. Blackwell, S. K. Leggett, A. D. Petford, C. M. Mauntain, M. J. Selby, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 205, 897, 1983.
9. C. M. Mauntain, S. K. Leggett, M. J. Selby, D. E. Blackwell, A. D. Petford, *Astron. and Astrophys.*, 151, 399, 1985.
10. M. J. Selby, C. M. Mauntain, D. E. Blackwell, A. D. Petford, S. K. Leggett, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 795, 1983.
11. А. А. Архаров, Автореферат диссертации, Ленинград, 1985.
12. R. Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 121, 1974.
13. E. B. Jenkins, *General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes*, New Haven, 1963.
14. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
15. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
16. Л. Лууд, *Публ. Тартуск. обсерв.*, 46, 55, 1978.
17. L. A. Drelling, R. A. Bell, *Astrophys. J.*, 241, 736, 1980.
18. М. А. Свечников, Т. А. Тайдакова, *Астрон. ж.*, 61, 143, 1984.
19. J. Buitrago, E. Mediavilla, *Astron. and Astrophys.*, 148, L8—L10, 1985.
20. D. Hofflett, *Catalog of Bright Stars*, New Haven, 1964.
21. M. G. Wolfire, E. Churchwell, *Astrophys. J.*, 315, 315, 1987.
22. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 38, 208, 1967.

23. Н. С. Комаров, В. А. Позигун, С. И. Белик, Спектрофотометрия звезд в диапазоне λ 550—900 нм. Наукова думка, Киев, 1983.
24. Н. Л. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров и др., Тр. ГАО АН СССР, 83, 3, 1978.
25. L. B. F. M. Waters, J. Code, H. H. Aumann, Astron. and Astrophys., 172, 225, 1987.
26. T. Moon, Astrophys. and Space Sci., 117, 261, 1985.
27. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, Мокслас, Вильнюс, 1977.
28. V. Strazjls, G. Kurillone, Astrophys and Space Sci., 80, 353, 1981.
29. V. Doazan, "B-stars with and Without Emission Lines", ed. A. Underhill, part II, NASA SP-456, 1982.
30. A. Uesugi, J. Fukuda, Contr. Inst. Astrophys. and Kwazan Observ. Univ. Kyoto, 189, 205, 1970.
31. В. П. Мережин, Тр. гор. астрон. обсерв. КГУ, 50, 63, 1986.
32. A. Maeder, E. Reytemann, Astron. and Astrophys., 7, 120, 1970.
33. А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 31, 44, 1964.

УДК: 524.318—56

ОПТИЧЕСКАЯ И ИНФРАКРАСНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ОБЪЕКТА AFGL 2881 И СОСЕДНЕЙ КРАСНОЙ ЗВЕЗДЫ

А. АЛКСНИС, В. М. ЛАРИОНОВ, Л. В. ЛАРИОНОВА, А. РУДЗИНСКИС

Поступила 1 октября 1987

Принята к печати 9 февраля 1988

Обсуждаются свойства переменности углеродной звезды AFGL 2881, окруженной газовой пылевой оболочкой, и расположенного от нее на расстоянии $2'$ другого подобного объекта. Обнаружено, что после общего спада оптического излучения AFGL 2881 на 4^m , периодические колебания блеска звезды в инфракрасном диапазоне продолжают с прежним периодом (562^d) и фазой. Долгосрочное снижение оптического излучения объекта, возможно, связано с изменениями в его пылевой околозвездной оболочке. Соседняя красная звезда, вероятно, также углеродная и соответствующая инфракрасному источнику AFGL 2881.2, является долгопериодической переменной звездой ($P = 438^d$).

1. *Введение.* Инфракрасный объект AFGL 2881 [1] и углеродная звезда CCS 3125 [2] представляют один объект [3] — углеродную звезду с газовой пылевой оболочкой [4]. Так же, как у других, достаточно долго наблюдавшихся объектов этого типа, IRC + 10216 = CW Leo, AFGL 3099, CIT 6 = RW LMi, AFGL 2232 = IRC + 20370, CIT 5 = V 384 Per, AFGL 2699 [5—9], у AFGL 2881 наблюдались долгопериодические изменения блеска. Средняя продолжительность их цикла около 560^d . Однако с 1979 г., в течение одного цикла, произошло уменьшение оптического излучения объекта, достигающее в красных лучах 3^m . За время следующих двух циклов не наблюдались признаки возвращения звезды в прежнее состояние относительно яркого блеска [3, 9].

С целью исследования свойств объекта AFGL 2881 в состоянии слабого блеска и определения времени и характера ожидаемого его возвращения в прежнее яркое состояние после 1983 г. было продолжено его фотографическое патрулирование в величинах R (0.63) и I (0.81) на телескопе Шмидта Радиоастрофизической обсерватории АН Латвийской ССР (РО) и проведены инфракрасные наблюдения в полосах K и H в Астрономической обсерватории Ленинградского государственного университета (АО

ЛГУ) на 60-см телескопе АО ЛГУ и 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР. Краткая характеристика аппаратуры дана, и полученные в результате наблюдений фотометрические данные приведены в работе [10].

В настоящей работе на основе этих и других данных проанализированы свойства объекта AFGL 2881 после ослабления его блеска в видимой области спектра, сопоставлены характеристики объекта до и после спада блеска, кратко рассмотрены также свойства другого очень красного объекта, который находится на расстоянии 2.1 минуты дуги от AFGL 2881.

2. *Периодический компонент переменности объекта AFGL 2881.* Судя по данным в красных лучах, объект AFGL 2881 до конца интервала наших наблюдений (декабрь 1986 г.) находился в состоянии слабого блеска: после JD 2445610 почти на всех снимках его звездная величина $R(0.63) > 15^m0$ и звезда измерима лишь на восьми из них. Поэтому данные о величинах $R(0.63)$ не дают надежной информации о характере переменности AFGL 2881 в состоянии слабого блеска.

Величины $I(0.81)$, которые получены по наблюдениям в течение двух циклов переменности, показывают долгопериодические изменения, подобные тем, которые наблюдались в красных лучах во время состояния яркого блеска. По наблюдениям в $R(0.63)$ до 1979 г. и $I(0.81)$, которые имеют только с 1983 г., определены следующие элементы:

$$\text{Max} = \text{JD } 2442753 + 562.5 E. \quad (1)$$

Исходя из (1), по значениям $I(0.81)$ [10] построена средняя кривая переменности (рис. 1). Точки на рис. 1 представляют значения $I(0.81)$, усредненные в интервалах фаз длиной $\Delta\Phi = 0.05$. Подобным же образом построена средняя кривая величин K (рис. 1).

На каждой из этих двух кривых некоторые интервалы фаз не охвачены наблюдениями, и проведение кривой в этих местах несколько произвольно. Все же из сопоставления кривых можно сделать некоторые выводы.

Амплитуда кривой K равна 1^m05 , а кривой $I(0.81)$ 1^m46 . Время подъема блеска от минимума до максимума составляет $0.6 P$ в $I(0.81)$ и $0.65 P$ в K , т. е., практически одинаково. На восходящей ветви кривой $I(0.81)$ наблюдается плато при фазах 0.7—0.8. Признаки подобной детали имеются и на кривой K . Хотя в интервалах фаз от 0.90 до 1.02 данные о величине K отсутствуют, ход зависимости $K(\Phi)$ в интервале от $\Phi = 0.75$ до $\Phi = 1.25$ свидетельствует о некотором ($\Delta\Phi \approx 0.07$) запаздывании фаз кривой блеска в полосе K по сравнению с $I(0.81)$.

Показанная на рис. 2 кривая периодического компонента переменности величин $R(0.63)$ относится к времени до ослабления объекта. Форма этой кривой, особенно вблизи максимума и минимума, заметно отличается

ся от формы кривых I и K . Однако плато на восходящей ветви вырисовывается.

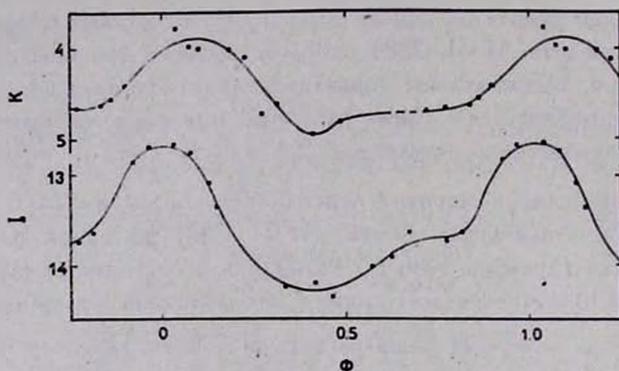


Рис. 1. Средние кривые блеска объекта AFGL 2881 по наблюдениям величин K и $I(0.81)$, полученным после JD 2445800. Фазы вычислены согласно элементам (1). Точки — средние за 0.05Φ наблюдаемые значения величин.

Показатель цвета $I(0.81) - K$ равен 8^m75 около максимума блеска и 9^m34 около минимума; а $H - K$ равен 2^m4 около максимума и 3^m0 около минимума.

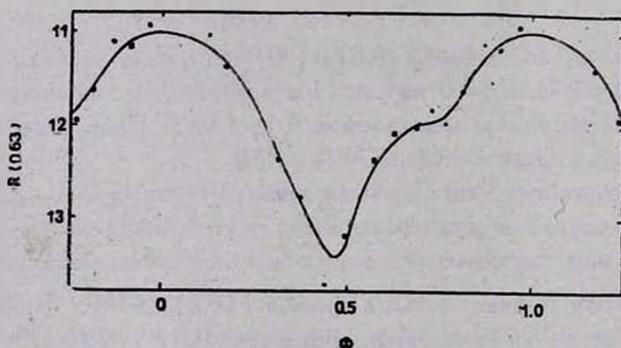


Рис. 2. Средняя кривая блеска объекта AFGL 2881 по наблюдениям величины $R(0.63)$ до JD 2443860.

3. Вторичные изменения. Отклонения наблюдаемых значений звездных величин от кривой периодического компонента переменности, который мы принимаем за первичный, дают представление о наличии и характере вторичного компонента переменности. На рис. 3 в зависимости от времени за два периода отложены отклонения индивидуальных наблюдаемых величин K и $I(0.81)$ от соответствующих значений средних кривых: $\Delta K = K - K(\Phi)$ и $\Delta I = I - I(\Phi)$.

В изменениях ΔK бросается в глаза весьма быстрое колебание ΔK около времени JD 2446260—6290, когда за время $0.04 P$ разность ΔK изменилась на 1^m5 , пройдя от минимального до максимального значений, отмеченных нашими наблюдениями. При этом точность фотометрии в H, K не хуже 0^m2 . Подсбная флуктуация блеска, однако с меньшей амплитудой, присизошла около JD 2446710 (рис. 3). К сожалению, параллельных наблюдений в $I (0.81)$ не было проведено, и невозможно судить, какой интервал длин волн такие флуктуации охватывают.

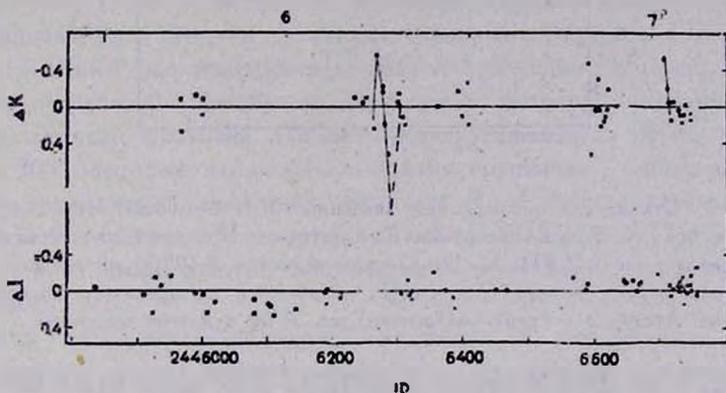


Рис. 3. Отклонения ($\Delta K, \Delta I$) индивидуальных наблюдаемых значений величин K и $I (0.81)$ от средних кривых K и I (рис. 1) соответственно, в зависимости от времени в юлианских датах (нижняя шкала) или в периодах, считая от исходного ($E=0$) максимума (верхняя шкала).

Зависимость ΔI от времени указывает на наличие медленного вторичного компонента в переменности $I (0.81)$ с небольшой амплитудой: с JD 2446100 до 2446700 произошло небольшое ($\sim 0^m2$) поярчание.

Необратимый спад блеска во вторичном компоненте переменности, который начался в цикле $E=2$, был обнаружен по данным величины $R (0.63)$ и, частично, $V [9]$. Для понимания природы соответствующего процесса важно знать, что произошло в то же время в других участках спектра излучения объекта.

В красных лучах отклонения ΔR (рис. 4b) в циклах $E = -1; 0$ и 1 не превышают $\pm 0^m35$. В течение цикла $E = 2$ отклонения ΔR возрастают до 3^m0 . В циклах $E = 3$ и $E = 4$ среднее значение ΔR приблизительно такое же, как в конце цикла $E = 2$, а в циклах $E = 5; E = 6$ составляет $\Delta R \approx 4^m0$. Таким образом, уменьшение блеска за счет вторичного компонента переменности в красных лучах продолжалось еще после цикла

$E = 3$, и средний уровень излучения объекта AFGL 2881 в $R(0.63)$ в итоге снизился на 4^m .

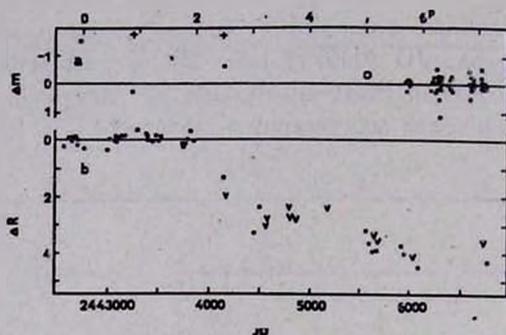


Рис. 4. а) Отклонения наблюдаемых значений K , H и $I(0.81)$ от соответствующих средних кривых. Точки — величины K , крестики — H и кружок — не отлаженное на рис. 3 наблюдение $I(0.81)$. б) Отклонения значений $R(0.63)$ от средней кривой (рис. 2). Углом отмечен нижний предел ΔR , полученный по предельной звездной величине снимка. Абсцисса — время аналогично рис. 3, но в другом масштабе.

Данных о звездной величине $I(0.81)$ до и во время спада оптического блеска AFGL 2881 не имеется. Можно лишь сопоставить полученные нами данные $I(0.81)$ с единственным нам известным значением фотографической инфракрасной величины $m_i = 9^m.1$, опубликованным 20 лет назад В. М. Бланко для этой звезды (№ 749) по спектральному снимку [11]. То, что шкала звездных величин m_i близка к шкале $I(0.81)$, показывают следующие косвенные данные. Для углеродных звезд области неба, в которой находится объект AFGL 2881, найдено, что $R(0.63) - m_i = 1^m.8$ ([4], стр. 18). По нескольким квазиодновременным наблюдениям объекта AFGL 2881, полученным в последних двух циклах, находим среднее значение разности $R(0.63) - I(0.81) \approx 2^m.0$ в максимуме периодического компонента переменности, близкое предыдущему значению.

Следовательно, до 1979 г. по крайней мере однажды звезда AFGL 2881 в фотографической инфракрасной области была более чем на 3^m ярче по сравнению с ее блеском в фазе максимума в настоящее время. Это свидетельствует в пользу предположения, что в $I(0.81)$, так же, как в $R(0.63)$, произошло ослабление объекта.

Данных о прежней инфракрасной фотометрии объекта AFGL 2881 немного. Кроме инфракрасного обзора AFGL [1], который относится к 1972 г., объект AFGL 2881 в инфракрасном диапазоне наблюдался три раза: Герцем и Хэвеллом в 1975 г. [12] и Неем и Мерриллом в 1977 г.

и 1979 г. (см. [13], стр. А-338). Время и другие дополнительные сведения о наблюдениях Ней и Меррилла нам предоставил Ней [14].

Инфракрасные наблюдения 1975 г. и 1977 г. относятся к состоянию яркого блеска объекта в величинах V и R (0.63). Фазы периодического компонента в обоих случаях близки: 0.92 и 0.87 соответственно. В спектральных полосах L и более длинноволновых разность величины 1975—1977 гг. составляет от $0^m.48$ до $0^m.2$. Странной кажется значительно большая разность ($2^m.0$) в полосе K , тем более, что в видимой части спектра она незначительна. Можно ли такую большую разность в K объяснить систематическим различием между фотометрическими системами, примененными в работах упомянутых двух групп авторов? По-видимому, нет, ибо аналогичные разности для четырех других звезд, AFGL 482, 2901, 2999 и 3011, которые наблюдались обеими группами, не превышают $0^m.1$. Если в приведенных значениях величины K не скрыта какая-то ошибка или опечатка, то следует принять, что между 1975 г. и 1977 г., т. е. раньше, чем в видимом спектре, произошло значительное ослабление излучения в полосе K .

Если пренебречь значением величины K , относящимся к 1977 г., остальные два ранних наблюдения вместе с нашими дают зависимость ΔK от времени, подобную соответствующей зависимости для R (0.63) (рис. 4а), однако амплитуда спада излучения в K более чем в два раза меньше.

Наши 14 оценок блеска объекта AFGL 2881 в полосе H , относящиеся к времени после JD 2446244, позволяют приблизительно определить кривую периодического компонента переменности, которая в максимуме имеет $H = 6^m.3$, а в минимуме $H = 8^m.0$. Для 13 наблюдений $|\Delta H| \leq 0^m.26$, а в одном случае $\Delta H = -0^m.4$. Эти значения ΔH не нанесены на рис. 4, чтобы его не загромождать. Наблюдения 1977 г. (JD 2443242) и 1979 г. (JD 2444158), выполненные Неем и Мерриллом, подобным образом дают значения $\Delta H \approx -1^m.8$ (крестики на рис. 4а), что согласуется с предположением о последующем снижении уровня излучения объекта AFGL 2881 и в полосе H .

Таким образом, все ранние наблюдения R (0.63), I (0.81) $\approx m$, H , K , за исключением одного значения K , свидетельствуют об ослаблении блеска объекта, происходившем в промежутке времени JD 2444000—6000. При этом амплитуда спада излучения тем больше, чем короче длина волны излучения. Поэтому возможно, что причина спада блеска объекта AFGL 2881 — селективное поглощение на пылинках в околозвездной оболочке, потерявшей какие-то изменения.

4. Соседний инфракрасный объект. Ней и Меррилл в 1979 г. вблизи объекта AFGL 2881, который они обозначили как 2881.1, нашли второй

источник 2881.2, координаты которого относительно первого не известны [14]. Единственный найденный в оптическом диапазоне очень красный объект вблизи AFGL 2881 — это анонимная звезда, отмеченная в [3]. Блеск этой звезды был измерен на красных и инфракрасных снимках и определены элементы ее долгопериодических изменений,

$$\text{Max} = \text{JD } 2442741 + 438 E.$$

Величина $I(0.81)$ во время циклов $E=7$ и $E=8$ в среднем менялась от $12^{\text{m}}8$ до $14^{\text{m}}5$. Величина $R(0.63)$ имеет амплитуду периодического компонента $1^{\text{m}}5$ (от $14^{\text{m}}0$ до $15^{\text{m}}5$); кроме того можно заметить очень медленное вторичное, по-видимому, колебательное изменение с максимумом в цикле $E=2$ и минимумом в цикле $E=8$ и амплитудой $1^{\text{m}}4$.

Естественно предположить, что эта красная звезда соответствует инфракрасному источнику AFGL 2881.2. Такую гипотезу подтверждают наблюдения, выполненные 11/12 и 12/13 ноября 1986 г. одним из авторов (В. М. Л.): были измерены величины H и K источника, который находится на расстоянии 2.1 дугсовых минут к югу и $15''$ к востоку от AFGL 2881. Получено, что $K = 5^{\text{m}}34$; $H - K = 2^{\text{m}}03$ в JD 2446747 и $K = 5^{\text{m}}41$; $H - K = 2^{\text{m}}10$ в JD 2446748. Судя по положению этого источника относительно AFGL 2881, он соответствует анонимной красной звезде, и, вероятно, тождествен источнику AFGL 2881.2. Более определенное утверждение не позволяет сделать сложный характер переменности объектов и скудность ранних инфракрасных наблюдений. Показатели цвета сбших объектов между собой отличаются незначительно, и AFGL 2881 несколько краснее, чем второй объект. По наблюдениям 1986 г. у первого $I(0.81) - K = 8^{\text{m}}9$, у второго $7^{\text{m}}8$, а в 1979 г. $R(0.63) - K = 10^{\text{m}}4$ и $8^{\text{m}}8$, соответственно.

На инфракрасных спектральных снимках № 1578 и № 1588 (сбратная дисперсия 2500 А/мм у атмосферной полосы А), которые получены с помощью телескопа Шмидта РО на пластинках Кодак IN 11/12 сентября и 13/14 сентября 1986 г., оба объекта, AFGL 2881 и AFGL 2881.2, имеют характерную для углеродных звезд депрессию, вызванную полосами поглощения красной системы молекул CN у λ 7945, 8125 и 8320 А. Следовательно, объект AFGL 2881.2 также относится к углеродным звездам.

Объект AFGL 2881 и соседняя анонимная красная звезда как переменные звезды получили окончательные обозначения V 366 Lac и V 367 Lac, соответственно [15].

5. *Заключение.* Объект AFGL 2881 = V 366 Lac, который является долгопериодической переменной углеродной звездой с периодом $P = 562.45$,

окруженной газовой-пылевой оболочкой, начиная с 1979 г. претерпевает длительный спад излучения. Снижение блеска в красной части спектра ($\lambda_0 = 0.63$ мкм) достигло $\sim 4^m$, а в инфракрасной полосе H ($\lambda_0 = 1.65$ мкм) $\sim 1^m.8$. При этом не произошло ни изменения периода, ни сбой фазы долгопериодической переменности AFGL 2881. Таким образом, ослабление блеска не затронуло наиболее существенных характеристик звезды. Наблюдательное ослабление объекта, вероятно, вызвано усилением экстинкции излучения центральной звезды, обусловленным какими-то изменениями в пылевой составляющей оболочки, возможно такими, какие рассматривают Фист и др. в случае звезды R For [16]. Для изучения процессов, происходящих в объекте AFGL 2881, необходимы его наблюдения в инфракрасных участках спектра L и более длинноволновых в стадии ослабления, которая еще продолжается.

На расстоянии $2'$ от AFGL 2881 находится другая углеродная звезда — долгопериодическая переменная ($P = 438^d$), по-видимому, также с пылевой оболочкой.

Мы признательны рецензенту, замечания которого помогли улучшить изложение содержания работы.

Радиоастрофизическая обсерватория
АН Латв.ССР
Ленинградский государственный
университет

OPTICAL AND INFRARED VARIABILITY OF THE OBJECT AFGL 2881 AND ITS NEIGHBOURING RED STAR

A. ALKSNIS, V. M. LARIONOV, L. V. LARIONOVA, A. RUDZINSKIS

Properties of light variations of the dust enshrouded carbon star AFGL 2881 and another similar object, situated $2'$ from it are discussed. After a fading by nearly 4^m of its optical radiation, the infrared radiation of the object AFGL 2881 continues to pulsate with the previous period ($562^d.5$) and phase. The lasting faintness of the optical radiation of the object AFGL 2881 is possibly caused by changes of its circumstellar dust envelope. The nearby red star, probably also a carbon-rich object and an optical counterpart of the infrared source AFGL 2881.2 is a longperiod variable ($P = 438^d$).

ЛИТЕРАТУРА.

1. *S. D. Price, R. G. Walker*, The AFGL four Colbr Infrared Sky Survey: Catalog of Observations at 4.2, 11.0, 19.8 and 27.4 microns, AFGL-TR-0208, 1976.
2. *C. B. Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Observ., 1, 69, 1973.
3. *A. Alksnis, A. Rudzinski*, Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars, No. 2572, 1, 1984.
4. *Э. Алксне, А. Алкснис, У. Дзервитис*, Характеристики углеродных звезд Галактики, Эвнатне, Рига, 1983.
5. *А. Алкснис, Э. Алксне, В. Озолиня, Л. Зачс*, Исслед. Солнца и красн. звезд, вып. 26, 31, 1987.
6. *Г. В. Хозов, Т. Н. Худякова, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова*, Тр. АО ЛГУ, 34, 68, 1978.
7. *M. W. Feast, P. A. Whitelock, R. M. Catchpole, G. Roberts, B. S. Carter*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 215, 63P, 1985.
8. *А. Алкснис, Г. В. Хозов*, Исслед. Солнца и красн. звезд, вып. 27, 55, 1987.
9. *А. Алкснис, И. Даубе, А. Рудзинскис*, Исслед. Солнца и красн. звезд, вып. 22, 33, 1985.
10. *А. Алкснис, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова, А. Рудзинскис*, Исслед. Солнца и красн. звезд, вып. 27, 80, 1987.
11. *V. M. Blanco*, Astrophys. J., 127, 191, 1958.
12. *R. D. Gehrz, J. A. Hackwell*, Astrophys. J. Lett., 206, L161, 1976.
13. *D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead*, Catalog of Infrared Observations Including: Bibliography of Infrared Astronomy and Index of Infrared Source Positions, NASA-RP-1118, 1984.
14. *E. P. Ney*, Private communication, 1985.
15. *P. N. Kholopov, N. N. Samus', E. V. Kazarovets, N. N. Kireeva*, Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars, No. 3058, 1, 1987.
16. *M. W. Feast, P. A. Whitelock, R. M. Catchpole, G. Roberts, M. D. Overbeek*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 211, 331, 1984.

УДК: 524.316.4.022—852—36

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ПАЛЛАДИЯ В АТМОСФЕРАХ ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗД. I. МОЛИБДЕН

М. Я. ОРЛОВ, А. В. ШАВРИНА

Поступила 17 февраля 1987

Принята к печати 5 февраля 1988

По спектрограммам с дисперсией 6 А/мм методом моделей атмосфер определено содержание молибдена в атмосферах К-гигантов α Ser, 9 Boo, ρ Boo. Приводятся также сведения о содержании этого элемента в атмосферах других проэволюционировавших звезд.

Для понимания процессов звездного нуклеосинтеза в области пика распространенности элементов при массовом числе $A = 90$ необходимо знать содержания элементов, образующихся в ходе медленного захвата нейтронов (s -процесса). Данные о содержании молибдена в атмосферах проэволюционировавших звезд представляют особый интерес, так как он участвует в реакции образования нестабильного элемента технеция ^{98}Tc , линии которого обнаружены в спектрах некоторых звезд поздних классов. Однако таких определений выполнено очень мало. В спектрах трех К-гигантов были измерены эквивалентные ширины нескольких линий Mo I и определено его содержание методом моделей атмосфер [7, 1]. Аномальное содержание молибдена обнаружено в атмосферах 7 исследованных бариевых звезд (применялся также метод моделей атмосфер) [9]; оно, как и содержания других элементов s -процесса, превышает солнечное в 5—10 раз, при практически нормальном содержании элементов железного пика и r -процесса. Для М-гиганта β Peg результаты, полученные методом кривых роста [11] и методом моделей атмосфер [4], весьма различаются. В атмосферах пяти звезд спектральных классов S и SC, исследованных в [10] методом кривых роста, отмечены значительные (в 100 раз) избытки содержания молибдена.

Мы выбрали для анализа три звезды-гиганта спектрального класса К: α Ser (K2 III), 9 Boo (K3 III), ρ Boo (K3 III). Первая из них характеризуется сильными полосами CN и некоторыми аномалиями содержания металлов [6, 2], вторая — одна из немногих звезд этого класса с вы-

соким содержанием лития [5], в атмосфере третьей отмечен небольшой дефицит металлов [8, 3]. Мы основывались на спектрограммах с дисперсией 6 А/мм, полученных М. Е. Боярчук в фокусе куде 2.6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (лл 6800—4700 А). После тщательного рассмотрения спектрограмм выяснилось, что достаточно свободными от блендирования в рассматриваемом спектральном диапазоне

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

	α Ser	9 Boo	ρ Boo
T_{eff} , К	4600	4200	4400
$\lg g$	2.0	1.5	1.5
V_t , км/с	2.5	2.3	2.0

являются лишь две линии нейтрального молибдена: 5570.46 А (a^5S — z^5P^0) и 6030.66 А (a^5D — z^5P^0) с потенциалами возбуждения нижнего уровня 1.33 и 1.52 эВ соответственно. Это было подтверждено расчетами синтетического спектра в области указанных линий, в котором учитывалось влияние соседних атомных (из списка Куруца) и молекулярных (крас-

Таблица 2
СОДЕРЖАНИЕ МОЛИБДЕНА В АТМОСФЕРАХ
К-ГИГАНТОВ

$$([Mo] = \lg \epsilon(Mo)_* - \lg \epsilon(Mo)_\odot)$$

Звезда	Sp	[Mo]	Литература
α Boo	K2 IIIp	-0.80	[7]
β Gem	K0 III	+0.21	[1]
γ^1 Leo	K0 III	+0.24	[1]
α Ser	K2 III	+0.14	Наст. работа
9 Boo	K3 III	+0.24	"
ρ Boo	K3 III	+0.13	"

ная система CN) линий. Содержание молибдена мы определяли путем сравнения наблюдаемых и рассчитанных эквивалентных ширин линий. Методика расчетов и выбора параметров моделей атмосфер описана в [2, 3]. Принятые параметры моделей (эффективная температура T_{eff} , ускорение силы тяжести на поверхности g , микротурбулентная скорость v_t) приведены в табл. 1, а результаты — в табл. 2. Для сравнения даны результаты для трех других К-гигантов, полученные в [7, 1]. Они свидетельствуют о том, что содержание молибдена в атмосферах нормальных К-гигантов не-

значительно отличается от солнечного. Содержание Mo у α Boo соответствует наблюдаемому дефициту многих металлов в атмосфере этого пекулярного гиганта. В табл. 3 мы приводим сводку результатов определений

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ МОЛИБДЕНА В АТМОСФЕРАХ
БАРИЕВЫХ, М- и S-ЗВЕЗД

Звезда	Sp	[Mo]	Литература
HR 774	G8, Ba3	+1.04	[9]
HD 44896	K4, Ba8	+0.85	"
HD 60197	K2 IV, Ba4	+0.71	"
HD 100503	M1, Ba9	+0.75	"
HD 121447	K7, Ba3	+0.75	"
HD 178717	K3 II, Ba5	+0.85	"
DM-64 4333	K0, Ba7.5	+1.00	"
β Peg	M2 ⁺ IIIa	-0.1	[11]
		-1.3	[4]
R CMi	SC 4/10	+1.9	[10]
S UMa	S 2/6	+1.9	"
CY Cyg	SC 2/7.5	+2.0	"
FU Mon	SC 6.5/7.5	+2.1	"
GP Ori	SC 7/8	+2.1	"

содержания молибдена в атмосферах прэволюционировавших звезд других спектральных классов.

ГАО АН УССР

THE ABUNDANCE OF PALLADIUM GROUP ELEMENTS IN THE ATMOSPHERES OF EVOLVED STARS.

I. MOLYBDENUM

M. YA. ORLOV, A. V. SHAVRINA

The abundance of molybdenum in the atmospheres of K giants α Ser, 9 Boo, ρ Boo is determined from 6 A/mm spectrograms using the model atmosphere technique. Published data on the abundances of this element in the atmospheres of other evolved stars are also presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Боярчук, И. С. Саванов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 21, 1987.
2. М. Е. Боярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, Астрофизика, 25, 429, 1986.
3. М. Е. Боярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, Кинемат. и физ. небес. тел, 3, № 6, 59, 1987.
4. М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, Письма в Астрон. ж., 10, № 2, 135, 1984.
5. Л. Хяни, Письма в Астрон. ж., 10, № 2, 130, 1984.
6. R. Griffin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 143, 223, 1969.
7. R. Mäcke, H. Holweger, R. Griffin, R. Griffin, Astron. and Astrophys., 33, 239, 1975.
8. S. A. Pilachowski, Astron. and Astrophys., 54, 465, 1977.
9. V. V. Smith, Astron. and Astrophys., 132, 326, 1984.
10. V. V. Smith, G. Wallerstein, Astrophys. J., 273, 742, 1983.
11. M. Vettesnik, Folia prirodoved fak. UJEP Brně, 21, N 3, 5, 1980.

УДК: 524.5

ТУМАННОСТЬ GM 1-27 — НОВЫЙ СЛУЧАЙ
АНИЗОТРОПНОГО ИСТЕЧЕНИЯ?

Т. Ю. МАГАКЯН

Поступила 15 октября 1987

Принята к печати 8 января 1988

Исследование туманного объекта GM 1-27 по прямым фотографиям и спектрам, полученным на 6-м телескопе, показало, что он представляет собой кометарную туманность со смешанным (C+E) спектром. Высокие отрицательные лучевые скорости линий ($-150 \div -200$ км/с) указывают на направленное истечение вещества из центральной звезды (непосредственно не наблюдаемой).

1. *Введение. Наблюдения.* Объект GM 1-27 входит в список кометарных туманностей, найденных по картам Паломарского атласа [1]. Туманность расположена на краю небольшого темного канала, четко выделяющегося на общем звездном фоне (рис. 1а). Снимки объекта, полученные в различных цветах на рефлекторе ЗТА-2.6 м Бюраканской обсерватории, показали, что туманность находится между двумя яркими звездами, которые, однако, производят впечатление проектирующихся на нее (рис. 1б). Хорошо заметно также уплотнение в вершине конуса туманности, но звезды в этом уплотнении на наших снимках не удалось обнаружить. Туманность, возможно, является биполярной, так как с восточной стороны центрального уплотнения можно различить еще некоторые туманные детали. Интересный вид туманности GM 1-27 навел на мысль о включении ее в список объектов для наблюдения на 6-м телескопе САО АН СССР.

Спектральные наблюдения объекта GM 1-27 на БТА со сканнером проводились дважды: 23 октября 1982 г. (в первичном фокусе, в 500-канальной конфигурации) и 22 октября 1985 г. (в фокусе Нэсмита, в 1000-канальной конфигурации). Наблюдалось центральное сгущение туманности, а в первом случае также обе яркие звезды. Эффективное спектральное разрешение составляло около 5 Å. Обработка материала была выполнена в Бюракане с помощью автоматизированной системы «АДА».

По общему характеру сканы 1982 и 1985 гг. (сканы 1985 г. показаны на рис. 2) мало отличаются. Хорошо видно, что спектр центрального уплотнения туманности содержит сильные эмиссионные линии H, [O I],

[O II], [O III], [S II], [N II], наложенные на весьма заметный континуум. На фоне континуума видны абсорбции NaD, а также широкий провал около λ 5170 Å, соответствующий, очевидно, известному триплету Mg I. Отметим также неотождественную эмиссию λ 5150 Å.

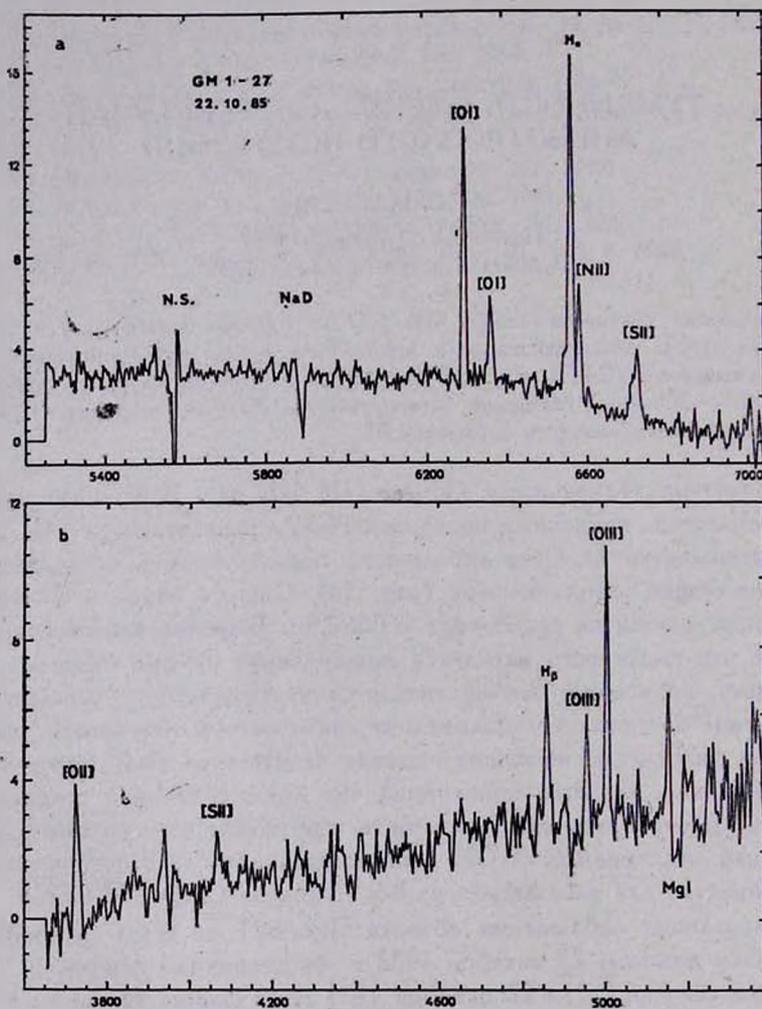


Рис. 2. Спектр центральной части туманности GM 1-27 в относительных интенсивностях: а) красная область, б) синяя область.

Спектры обеих ярких звезд подтверждают, что они, предположительно, проектируются и, скорее всего, не имеют отношения к туманности. Восточная звезда имеет спектральный класс F7—G0, западная G0—G5, без каких-либо эмиссий и других особенностей, но с заметным покраснением.

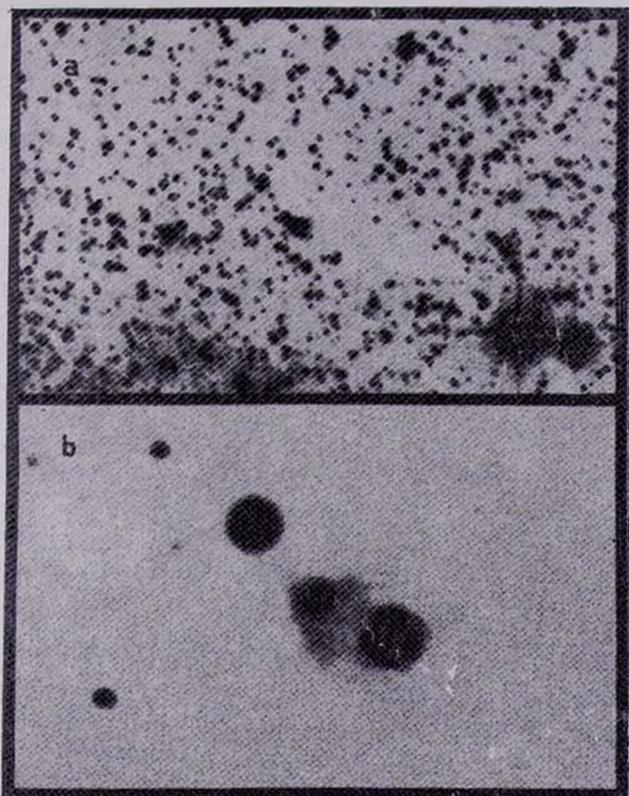


Рис. 1. Объект GM 1-27: а) красная карта Паломарского атласа; б) снимок, полученный в первичном фокусе рефлектора ЗТА-2.6, 20 августа 1976 г. (103а-F+KC-10).

К ст. Т. Ю. Магажана

Для наиболее заметных и неблендированных эмиссионных линий в спектре туманности мы определили лучевую скорость. Для сканов 1982 г. она составила в среднем — 141 ± 10 км/с (по 6 линиям), для 1985 г. — 216 ± 50 км/с. Хотя столь заметное расхождение может быть вызвано и систематическими ошибками при переходе от одной конфигурации аппаратуры к другой, представляется вполне возможным, что лучевая скорость линий меняется по туманности от точки к точке, и нет гарантии, что в обоих случаях наблюдалось одно и то же место. Для прояснения этого вопроса необходимы наблюдения с длинной щелью. Мы попытались оценить лучевую скорость также для линий NaD, что затруднялось невысоким спектральным разрешением; однако можно сделать заключение, что они также смещены в синюю сторону по крайней мере на 150 км/с, т. е. так же, как и эмиссии.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ GM 1-27

Линия	$I/I(H\alpha)$	Линия	$I/I(H\beta)$
6731 [SII]	0.63	5150 ?	0.83
6716 [SII]	0.32	5007 [OIII]	2.05
6584 [NII]	0.37	4959 [OIII]	0.88
6563 $H\alpha$	1.00	4861 $H\beta$	1.00
6364 [OI]	0.25	4076 [SII]	0.50
6300 [OI]	0.64	4069 [SII]	
		3727 [OP]	1.33

Были определены относительные интенсивности основных эмиссионных линий (табл. 1), а также, где позволял уровень непрерывного спектра, и эквивалентные ширины. При этом выяснилось, что последние для данных 1982 и 1985 гг. расходятся примерно в два раза, особенно в красной области спектра (для примера, EW ($H\alpha$) равна соответственно 41 и 81 Å); относительные интенсивности же почти не изменились. Возможно, объяснение этих расхождений такое же, как и в случае лучевых скоростей (см. выше).

2. Обсуждение. Морфология объекта GM 1-27 и его спектральные характеристики подтверждают, что он действительно представляет собой кометарную (возможно, биполярную) туманность, связанную с молодой звездой в темном облаке. Высокие отрицательные лучевые скорости недвусмысленно указывают на направленное истечение вещества, а отношение линий [S II] λ 6716/ λ 6730, близкое к теоретическому пределу (0.5), — на довольно высокую плотность ($\lg N_e$ порядка 3.5—4). Уровень возбуждения в спектре GM 1-27 достаточно высок (заметные линии [O III],

[N II], голубого дублета [S II]). К сожалению, мы не имеем возможности исправить относительные интенсивности эмиссионных линий за межзвездное покраснение, которое неизвестно. Лишь можно утверждать, что, судя по общему виду спектра, оно не очень значительное (вероятно, A_V не более 2^m). Поэтому объект невозможно точно нанести на диагностические диаграммы [2, 3], но и по примерным оценкам он попадает в зону, соответствующую ударному возбуждению.

Все вышесказанное позволяет предположить, что здесь мы наблюдаем оптический спектр коллимированного выброса вещества из молодого звездного объекта, который сам, однако, не виден, будучи скрыт, скорее всего, пылевым диском. Сильный непрерывный спектр туманности, очевидно, представляет собой рассеянный пылью спектр этой звезды (судя по наличию абсорбций MgI — подзвездного спектрального класса). Абсорбции NaD несомненно, образуются в расширяющейся оболочке, как и у многих аналогичных объектов.

Таким образом, в случае GM 1-27 мы имеем возможность косвенно, по спектральным характеристикам, сделать вывод о существовании направленного выброса, хотя оптически сам выброс наблюдать затруднительно на фоне яркой туманности. Подобная же картина имеет место для NGC 2261 [4], Бернес 48 [5]. В этих случаях отражательная туманность, рассеивая излучение в нашу сторону, создает уникальную возможность изучать спектр звезды и околос звездных потоков вещества с разных направлений. Это особенно ярко выражено в случае NGC 2261 [6, 7], где наблюдаемый спектр и лучевые скорости линий сильно изменяются для различных точек туманности. Если принять во внимание вышеописанные расхождения в лучевых скоростях и параметрах линий для GM 1-27, можно заподозрить, что и здесь мы сталкиваемся с аналогичным явлением. Прояснить эту картину можно только после получения спектров с длинной щелью. Во всяком случае, GM 1-27 представляет собой еще один подходящий объект для подробного изучения коллимированных выбросов материи и их взаимодействия с межзвездным веществом.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

GM1-27 NEBULA: A NEW CASE FOR ANISOTROPIC OUTFLOW?

T. YU. MAGAKIAN

The nebulous object GM1-27 was studied using the direct photographs and spectra obtained with 6-meter telescope. It was found that this object is a cometary nebula with combined (C + E) spectrum.

High negative radial velocities of the spectral lines (-150 ± -200 km/s) indicate that the collimated outflow from the central star (not observed directly) exists.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Гюльбудагян, Т. Ю. Мазакия, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
2. F. Sabbadin, S. Minello, A. Blanchini, Astron. and Astrophys., 60, 147, 1977.
3. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 5, 1981.
4. E. W. Brugel, R. Mundt, T. Bährke, Astrophys. J. Lett., 287, L73, 1984.
5. Т. Ю. Мазакия, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 28, 139, 1988.
6. Дж. А. Гринстейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Мазакия, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 15, 615, 1979.
7. B. F. Jones, G. H. Herbig, Astron. J., 87, 1223, 1982.

УДК: 524.38:524.354.4

ОБРАЗОВАНИЕ ДВОЙНЫХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

А. В. ТУТУКОВ

Поступила 10 февраля 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

В рамках стандартного сценария эволюции массивных двойных звезд рассмотрено образование конечных двойных систем, по крайней мере один из компонентов которых — нейтронная звезда. Найдено, что примерно каждый сороковой радиопульсар должен быть членом тесной двойной системы. Это подтверждается наблюдениями. Радиопульсары в широких двойных звездах не образуются, возможно по причине очень медленного вращения предсверхновых звезд.

1. *Введение.* Долгое время видимая одиночность радиопульсаров была одним из самых уникальных их свойств, разительно отличающим радиопульсары от звезд, большинство которых является членами кратных систем. Низкая степень двойственности радиопульсаров объясняется результатом распада большинства двойных звезд в результате второго взрыва в системе [1, 2]. Однако число известных радиопульсаров в двойных постоянно увеличивается. Сейчас известны семь таких систем, к которым обычно добавляется и пульсар с самым коротким периодом, поскольку генетически он, вероятно, также связан с эволюцией двойных звезд. Основные свойства этих пульсаров приведены в табл. 1 согласно Деви и др. [3].

Формально наблюдаемая степень двойственности может быть оценена путем деления числа пульсаров, включенных в табл. 1, на их общее число $\sim 400 : P = 2^{+0.7}_{-0.8} \%$. Однако эффекты селекции могут оказать значительное влияние на относительную частоту открытия представителей этих двух семейств. Поэтому ограничимся ближайшими окрестностями Солнца с максимальным расстоянием от него ~ 800 пк. В этой зоне мы обнаруживаем три двойных радиопульсара и 57 одиночных [4], т. е. относительная частота двойных радиопульсаров 0.05. Однако средние времена жизни одиночных и двойных радиопульсаров из окрестностей Солнца, оцениваемые по формуле $\tau = 0.5 t_d \ln(P/P + 1)$ при $t_d = 8 \cdot 10^6$ лет, отличаются друг от друга. Если средний возраст одиночных радиопульсаров $\sim 6 \cdot 10^6$ лет, то для двойных $2 \cdot 10^7$ лет. Поэтому относительная частота образования радиопульсаров в двойных ~ 0.015 .

В последнее время появились свидетельства в пользу существования нижнего предела напряженности магнитного поля нейтронных звезд [5]. Продолжительность жизни нейтронной звезды с полем 10^8 — 10^9 Гс в этом случае должна быть по крайней мере $\sim 3 \cdot 10^9$ лет. Наблюдения показали, что такие поля характерны для трех известных миллисекундных радиопульсаров. Все они расположены в пределах ~ 2.5 кпк от Солнца [4]; в этой же зоне около 200 одиночных радиопульсаров. Теперь можно оценить относительную частоту рождения миллисекундных радиопульсаров: $\sim 3 \cdot 10^{-5}$, а абсолютная $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ в год.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНЫХ И МИЛЛИСЕКУНДНОГО РАДИОПУЛЬСАРОВ

Пульсар	P (с)	$\lg B$ (Гс)	P_{orb} (дни)	a	z (пк)
1937+21	0.0016	8.6	—	—	20
1855+09	0.0054	8.5	12.33	0.00002	20
1953+29	0.0061	8.6	117.35	0.0003	20
0655+64	0.1956	10.0	1.03	<0.00005	120
1913+16	0.0590	10.3	0.32	0.6171	190
1831—00	0.5209	<10.9	1.81	<0.005	190
0520+02	0.6649	11.5	1232.4	0.0119	280
2303+46	1.0664	11.8	12.34	0.6584	480

Накопленные сведения о свойствах радиопульсаров в двойных системах показывают, что их образование есть относительно редкий, но закономерный итог эволюции, вероятно, массивных двойных звезд с определенными начальными параметрами. Цель настоящей статьи — исследование возможностей, предлагаемых современной теорией эволюции массивных двойных звезд [1] для объяснения причин образования двойных звезд, по крайней мере один из компонентов которых является нейтронной звездой.

2. Эволюция двойных звезд. Для оценок частот образования систем различных типов необходима количественная информация о галактической функции звездообразования для двойных звезд. Согласно [6, 7] она может быть записана в виде:

$$d^3N = \frac{1}{4} \frac{dM}{M^{2.5}} \cdot 0.2 d \lg a \cdot dq \text{ год}^{-1}, \quad (1)$$

M — масса первичного компонента в солнечных единицах, a — большая полуось, q — начальное отношение масс компонентов.

Коэффициент выбран таким образом, чтобы частота образования вырожденных карликов была $\sim 0.5 \text{ год}^{-1}$ [8]. Принимая уравнение (1), мы полагаем, что практически все звезды двойные. Их начальные большие полуоси заключены в интервале $10-10^8 R_{\odot}$. При этом системы с $10 \leq a \leq 1000$ являются тесными, т. е. их компоненты заполняют свои полости Роша в ходе эволюции (рис. 1) [6]. Условимся использовать массы, ра-

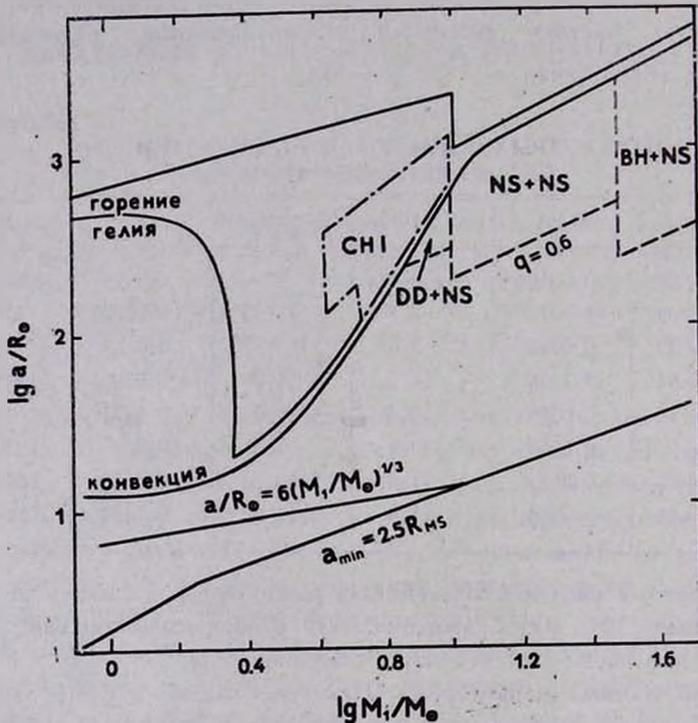


Рис. 1. Положение исходных систем в плоскости большая полуось орбиты—масса первичного компонента. Отмечены границы систем со сближающимися в ходе эволюции компонентами. СЕ — граница систем, компоненты которых в момент заполнения полости Роша будут иметь глубокую конвективную оболочку. Отмечено положение предельных первого типа.

диусы и большие полуоси в солнечных единицах. Примем для оценок, что эволюция звезд с $M < 10$ заканчивается образованием карлика с массой 0.7. Компоненты с $10 \leq M < 30$ оставляют нейтронные звезды с массой 1.4. Более массивные звезды — черные дыры с массой 3. Аналитическое представление для максимальных радиусов массивных красных сверхгигантов, с массами большими ~ 10 : $a \approx 100 M$.

Мы полагаем, что масса компактных спутников в ходе обмена не меняется из-за ограничения скорости аккреции и краткости времени обмена. Большинство массивных тесных двойных звезд принадлежит к систе-

мам типа В. Заполняющий свою полость Роша компонент таких систем теряет вещество в его тепловой шкале времени τ_1 , т. е. $M_1 \approx \approx -\frac{R_1 L_1}{M_1}$. Скорость аккреции вещества вторичного компонента ограничена его тепловой шкалой времени [9]: $\dot{M}_2 \approx \frac{R_2 L_2}{M_2}$. Масса этого компонента увеличится на $\Delta M_2 = \dot{M}_2 \tau_1$. Эффективность обмена: $\alpha \approx \approx \frac{\Delta M_2}{M_1} = \frac{R_2}{R_1} \frac{L_2}{L_1} \frac{M_1}{M_2}$. Размеры компонентов на стадии обмена порядка размеров их полостей Роша из-за быстрого формирования общей оболочки, т. е. $R_2/R_1 \approx (M_2/M_1)^{0.44}$ [7], $L \sim M^n$, следовательно

$$\alpha \approx (M_2/M_1)^{n-0.56} \approx q^{n-0.56}. \quad (2)$$

Поскольку для звезд с $M \approx 10$ $n \approx 2.5$, можно написать: $\alpha \approx q^2$. Мы полагаем, что на стадии с общей оболочкой изменение α описывается [10]:

$$\frac{M^2}{a_0} \approx \frac{M_{1R} M_2}{a_f}, \quad (3)$$

где M и M_{1R} — начальная и конечная массы компонента, образующего общую оболочку, M_2 — масса спутника, a_0 и a_f — начальная и конечная большие полуоси системы. На фазе общей оболочки масса звезды уменьшается до массы ее гелиевого ядра: $M_R \approx 0.1 M^{1.4}$. В конце ядерной эволюции гелиевой звезды образуется конечный компактный объект.

Состояние тесной двойной системы с круговыми орбитами компонентов можно описать тремя числами: массами компонентов и большой полуосью орбиты, а эволюцию такой системы последовательностью таких чисел. Правила изменения масс компонентов и большой полуоси орбит были описаны выше. Теперь эволюцию параметров массивной ($M_1 > 10 M_\odot$) тесной ($a < 100 M$) двойной звезды можно записать:

$$\begin{aligned} \left(\begin{array}{c} M \\ qM \\ a_0 \end{array} \right) &\rightarrow \left(\begin{array}{c} 0.1 M^{1.4} \\ q(1+q)M \\ a_f = \frac{0.1 M^{0.4} q a_0}{1+q} \end{array} \right) \rightarrow \left(\begin{array}{c} M_{NS} \\ q(1+q)M \\ a_f \end{array} \right) \rightarrow \\ &\rightarrow \left(\begin{array}{c} M_{NS} \\ 0.1 q^{1.4} (1+q)^{1.4} M^{1.4} \\ a_{ff} = \frac{0.01 q^{0.4} a_0 M_{NS}}{M^{0.2} (1+q)^{1.6}} \end{array} \right) \rightarrow \left(\begin{array}{c} M_{NS} \\ M_{NS} \\ a_{ff} \infty \end{array} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

+MS. Знак плюс означает гравитационно связанную систему соответствующих звезд. Теперь очевидно, что все сохранившиеся при первом взрыве системы с $M_2 < 10$ превратятся в NS+DD. Условия распада при втором взрыве в системе, если его результатом является образование нейтронной звезды:

$$0.1 q^{1.4} (1 + q)^{1.4} M^{1.4} - M_{R1} > 2.8. \quad (6)$$

Границы гравитационно связанных конечных систем DD + MS, NS + NS и BH + NS нанесены на рис. 2. Легко найти, что для распада систем BH + BH необходимо выполнение условия: $M(q + 1)q > 24.9$, а NS + BH: $Mq(1 + q) > 21.6$. Но поскольку для образования при самом втором взрыве черной дыры необходимо выполнение более сильного условия $Mq(1 + q) > 30$, связанные системы такого рода не образуются.

Взрыв сверхновой превращает круговые орбиты компонентов в эллиптические с эксцентриситетом e [1]:

$$e = \frac{M_1 - M_{R1}}{M_2 + M_{R1}}. \quad (7)$$

Величина конечного эксцентриситета указана в табл. 2.

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ, ПРОИЗВОДЯЩИХ В ИТОГЕ ЭВОЛЮЦИИ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ. ЧАСТОТА ОБРАЗОВАНИЯ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД $\sim 10^{-2}$ ГОД $^{-1}$

Тип системы	Частота возникновения (год $^{-1}$)	$\frac{M}{M_{\odot}}$	q_0	$\frac{a_0}{R_{\odot}}$	P_f (часы)	e_f	Возможные аналоги PSR
Тесные двойные звезды							
DD+NS	0.00001	8—10	0.7—1	200—400	0.6—2	0.52—1	
NS+NS	0.00008	10—30	0.3—0.7	300—1000	3—20	0.39—1	1913+16
NS+DD	0.00016	10—30	0.1—0.4	300—1000	3—20	0	0655+64
BH+NS	0.00002	30—100	0.2—0.4	300—3000	3—100	0.25—1	
NS+MS	0.00001	10—12	0.05	100—1000	10—300	0	1957+20
Широкие двойные звезды							
NS+DD	0.0008	10—30	0.2—1	$3 \cdot 10^3 - 10^4$		0—1	0820+02
NS+NS ($e_0 > 0.8$)	0.00006	10—30	0.4—1	$3 \cdot 10^3 - 10^4$		0—1	
Одиночные нейтронные звезды							
NS	0.1	10—30	0.03—1	10—3000	—	—	

Анализ рис. 2 обнаруживает возможность образования нескольких типов связанных конечных систем с нейтронными звездами DD+NS, NS+NS, BH+NS, NS+DD и NS+MS. Используя уравнение (1) и рис. 1 и 2, можно оценить частоту образования нейтронных звезд в тесных двойных. При этом рис. 1 необходим для оценки Δa , а рис. 2 — для оценки ΔM и q_0 . Основные параметры двойных звезд, эволюционирующих в связанные с нейтронными звездами системы, приведены в табл. 2.

Отметим, что для возникновения систем с нейтронной звездой в качестве компонента необходимо, чтобы на стадии второй общей оболочки компоненты не слились. Радиус гелиевой звезды [13]: $R_{He}/R_{\odot} \approx 0.25 \times (M_{He}/M_{\odot})^{0.5}$. Поэтому последнее условие эквивалентно требованию $a_{0min} > 14 q^{0.3} (1+q)^{2.3} M^{0.9}$, если остаток первичного компонента выродившийся карлик с массой $\sim M_{\odot}$, и $a_{0min} > 10 q^{0.3} (1+q)^{2.3} M^{0.9}$, если это нейтронная звезда, и $a_{0min} > 5 q^{0.3} (1+q)^{2.3} M^{0.9}$, если это черная дыра. Эти пределы нанесены на рис. 1 для $q = 0.6$. Все системы с $a < a_{0min}$ должны превратиться в одиночные нейтронные звезды.

Около одного процента радиопульсаров могут иметь в качестве спутников нейтронные звезды, как, вероятно, PSR 1913+16 (NS+NS). Наиболее распространенными среди нейтронных звезд в тесных двойных являются системы типа NS+DD. Некоторая часть нейтронных звезд может быть спутниками черных дыр. Пока нет очевидных примеров таких систем. Наконец, часть нейтронных звезд может иметь в качестве спутника звезду главной последовательности малой ($M_2 < 0.8$) массы, не заполняющую свою полость Роша (1957+20).

Значительная часть (см. табл. 2) итоговых двойных систем оказывается достаточно тесной ($P < 12$) для слияния компонентов под влиянием излучения гравитационных волн за время, короче космологического. Результатом слияния систем NS+NS или NS+DD может быть появление нейтронной звезды или черной дыры с очень высокой пространственной скоростью. Нейтронная звезда взрывается при уменьшении ее массы ниже критического предела $\sim 0.09 M_{\odot}$ [17]. Пространственная скорость, получаемая при этом, $v = 2 \cdot 10^4 (m_2/M_{\odot}) R_f^{-1/2}$ км/с, где m_2 и R_f — минимальная масса и максимальный радиус нейтронной звезды, достигаемые в момент ее взрыва. В результате может быть получена скорость ~ 2000 км/с, вероятно, наблюдаемая у одного-двух радиопульсаров [18, 26].

Для полноты анализа необходимо рассмотреть эволюцию широких массивных систем, производящих большинство нейтронных звезд (рис. 3). Отсутствие заполнения полостей Роша компонентами исключает значи-

тельный обмен веществом, что упрощает анализ эволюции параметров системы:

$$\begin{pmatrix} M \\ qM \\ a_0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} M_{NS} \\ qM \\ a_j = a_0 \frac{1+q}{\frac{M_{NS}}{M} + q} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} M_{NS} \\ M_{NS} \\ a_{ff} \approx a_0 \frac{1+q}{2} \frac{M}{M_{NS}}, \infty \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для широких систем характерны значительные начальные эксцентриситеты их орбит [6]. Условие распада при взрыве системы с эксцентричными орбитами компонентов имеет вид:

$$(1 - e) M_1 - (1 + e) M_2 > 2M_{R1}, \quad (9)$$

если взрыв происходит в то время, когда компоненты находятся в апоастрах их орбит. Условия распада наиболее жесткие именно в этом случае.

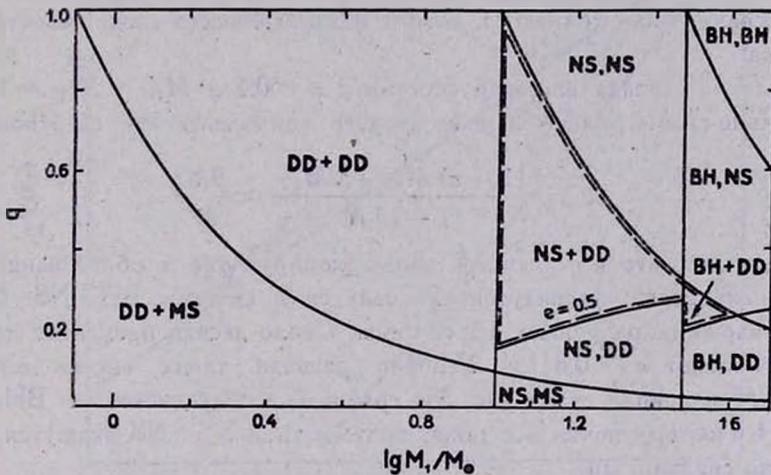


Рис. 3. Положение конечных продуктов эволюции широких двойных звезд в плоскости $q-M$. Обозначения такие же, как на рис. 2.

Для получения надежных оценок относительной частоты образования нейтральных звезд в широких двойных необходима надежная информация о распределении широких двойных по эксцентриситетам. Мы принимаем для численных оценок, что эксцентриситет системы перед взрывом 0.5. Тогда при первом сферически-симметричном взрыве сверхновой сохранятся связанными системы с

$$M < \frac{2M_{R1}}{1 - e - (1+e)q} \approx \frac{4M_{R1}}{1 - 3q} \quad (10)$$

Эта граница нанесена на рис. 3. Очевидно, первый взрыв оставляет связанными большинство систем с $e = 0.5$. Поскольку для систем с $qM < 10$ эволюция второго компонента заканчивается образованием вырожденного карлика, а масса этого компонента, хотя и изменяется в ходе эволюции в несколько раз, но стационарным образом, система сохраняется связанной. При оценке частоты появления подобных систем учтено, что около половины систем имеют $e > 0.5$ [6].

Наиболее тесные из широких систем могут циркулировать свою орбиту в то время, когда вторичный компонент будет красным сверхгигантом. Вероятно такова история единственного радиопульсара в широкой двойной системе с орбитальным периодом около трех лет и почти нулевым эксцентриситетом орбиты. Согласно Ван ден Хойвелу [21] для ускорения вращения такого пульсара до наблюдаемой скорости при $V = 3 \cdot 10^{11}$ Гс необходима аккреция всего $\sim 10^{-4} M_{\odot}$. Такая аккреция может быть легко обеспечена из звездного ветра близкого красного сверхгиганта. Следовательно и этот радиопульсар обязан своим существованием, вероятно, наличию сравнительно близкого, хотя и незаполнявшего свою полость Роша спутника.

Условие распада широкой системы с $e = 0.5$ и $M_{R1} = M_{R2} = 1.4$ при центрально-симметричном взрыве второго компонента как сверхновой:

$$q > \frac{(1+e)M_{R1} + 2M_{R2}}{(1-e)M} \approx \frac{9.8}{M}$$

Очевидно, что все системы, эволюционирующие к образованию двух нейтронных звезд, распадутся. Распадутся и системы BH+NS. Однако второй взрыв не разрушает все системы. Около десяти процентов широких двойных имеют $e > 0.8$ [6]. Условие распада таких систем имеет вид $q > 30/M$ и совпадает на рис. 3 с границей между системами BH, NS и BH, BH. Поэтому почти все такие системы типа NS+NS окажутся гравитационно связанными.

3. *Обсуждение.* Деви и др. [3] исследовали распределение всех известных двойных радиопульсаров на диаграмме магнитное поле — период вращения. Эволюция одиночных радиопульсаров в этой плоскости сводится к постепенному увеличению периода вращения, сопровождаемому экспоненциальным распадом магнитного поля до величины $\sim 3 \cdot 10^8$ Гс [20, 21]. Радиоизлучение исчезает после пересечения пульсаром линии $A (B_{12} = 0.5 P^2$ Гс). Аккреция вещества спутника нейтронной звездой со скоростью $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ ведет к ускорению ее вращения до равновесного периода $B (P_{c,q} \approx 0.64 B_{12}^{6/7} \text{ с})$ [20]. Продолжительность аккреции до достижения $P_{c,q} : \tau_a = 10^6 B_9^{-8/7}$ лет, а общая аккрецированная масса:

$\Delta t \approx 0.07 B_9^{8.7} M_\odot$. Все радиопульсары в двойных, „омоложенные“ таким образом, должны находиться между линиями *A* и *B*, что и подтверждается наблюдениями. На этот же рисунок нанесены пульсары с известными пространственными скоростями [22]. Интересно, что между *A* и *B* оказались и все медленные ($v \leq 25$ км/с) радиопульсары. Не исключено, что их образование связано также с эволюцией тесных двойных, а их вращение ускорено аккрецией из общей оболочки. Причиной сравнительно низких пространственных скоростей может быть предшествующая эволюция этих пульсаров через стадию красного сверхгиганта с нейтронным ядром [23]. Такие звезды образуются при слиянии компонентов на фазе второго обмена в системе. Поскольку поля медленных пульсаров составляют 10^{11} — 10^{12} Гс (рис. 4) для ускорения их до равновесных перио-

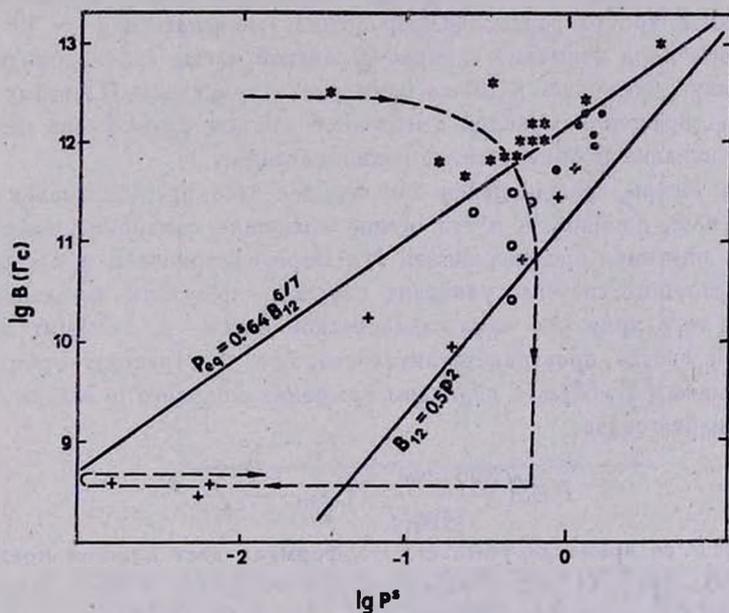


Рис. 4. Радиопульсары в плоскости магнитное поле — период. Звездочки — быстрые пульсары ($v_{\text{др}} \geq 30$ км/с), кружки — медленные пульсары ($v_{\text{др}} < 30$ км/с), крестики — пульсары в двойных. Штриховая линия — эволюционный трек радиопульсара в двойной. Линия *A* — граница существования радиозлучения, линия *B* — положение ускорившихся до равновесного периода радиопульсаров *A* и *B* пояснены в тексте.

дов достаточна аккреция всего $\sim 10^{-4} M_\odot$. Из рис. 1 следует, что числа радиопульсаров трех типов, возникающих в тесных двойных: продуктов слияния массивных тесных двойных, продуктов второго взрыва сверхновой в системе и «омоложенных» продуктов первого взрыва, — сравнимы. На-

блюдаемая корреляция $B-v_{sp}$ [22] является следствием относительной молодости пульсаров второго типа.

Наблюдаемое относительное число тесных двойных радиопульсаров ($P_{orb} < 3$ года, табл. 2) объясняется теорией с разумной точностью. Теория, как было показано ранее [14], значительно переоценивает по сравнению с наблюдениями относительное число широких систем с нейтронными звездами. Наиболее широкие системы могут быть разрушены вторым взрывом даже при самом незначительном начальном толчке, обеспечиваемом, например, импульсом нейтрино при взрыве сверхновой [19].

Отсутствие радиопульсаров в широких двойных можно объяснить предположением о том, что быстровращающиеся нейтронные звезды образуются только в тесных двойных [2]. Начальный период вращения одиночной звезды на главной последовательности — несколько часов. Предположим, что твердотельное вращение сохраняется в ходе эволюции. При расширении в триста раз период вращения уменьшается в $\sim 10^3$ раз, а при коллапсе ядра примерно чандрасекаровской массы в нейтронную звезду его радиус уменьшается также примерно в триста раз. Поэтому итоговый период вращения молодой нейтронной звезды будет снова несколько часов, что исключает обнаружимое радиоизлучение.

Пусть теперь вращающаяся как твердое тело предсверхновая с массой M_1 — член двойной и пусть осевое вращение синхронно орбитальному. Масса спутника предсверхновой M_2 . Взрыв сверхновой в большинстве случаев разрушит систему, увеличит скорость вращения сколлапсировавшей части ядра примерно чандрасекаровской массы и сообщит молодой нейтронной звезде пространственную скорость v_{sp} , равную орбитальной перед взрывом [2]. Между периодом вращения молодого пульсара P и его v_{sp} легко найти связь:

$$P \gtrsim \left(\frac{300 \text{ кмс}^{-1}}{v_{sp}} \right)^3 \frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^3} \text{ с.}$$

Поскольку P со временем убывает, эта формула дает нижний предел для периода пульсара. На рис. 5 нанесены радиопульсары с известными пространственными скоростями вместе с линией минимальных периодов вращения для системы с $M_2 = M_\odot$ и $M_1 = 6.6 M_\odot$ (начальные массы компонентов $\sim 10 M_\odot$). В целом периоды вращения пульсаров, оцененные таким образом, неплохо согласуются с наблюдаемыми периодами. Причиной попадания пульсаров с низкой пространственной скоростью ниже границы, вероятно, является аккреция вещества протяженной общей оболочки предсверхновой звезды.

Предположение о том, что радиопульсары образуются только в тесных двойных системах разрывает однозначную генетическую связь между сверхновыми второго типа и радиопульсарами [2]. Пульсары рождаются,

в итоге, из сравнительно компактных звезд с оболочками, обогащенными гелием. Прототипом таких звезд являются звезды Вольфа—Райе. Если в силу каких-то причин время жизни оболочек таких сверхновых короче времени жизни остатков классических СН II, становится понятным, почему из примерно ста пятидесяти наблюдаемых остатков с возрастом менее 10^4 — 10^5 лет [24] только три имеют радиопульсары, а остальные — «пустые».

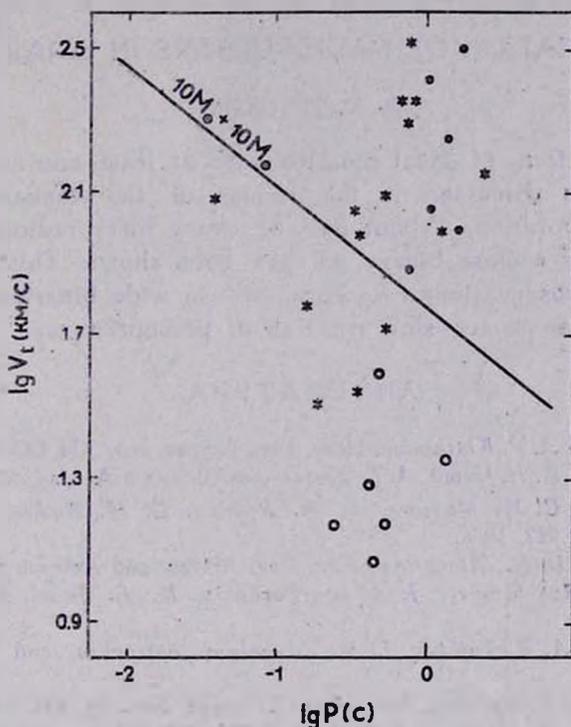


Рис. 5. Положение радиопульсаров в плоскости пространственная скорость — период. Обозначения такие же, как на рис. 4. Линия $10 M_{\odot} + 10 M_{\odot}$ — связь между v_{sp} и P для пульсаров, возникающих в ходе эволюции систем $10 M_{\odot} + 10 M_{\odot}$ (см. текст).

Теперь о пульсарах с самым коротким периодом и самыми малыми магнитными полями. Прежде всего при столь малых магнитных полях для выхода на равновесный период (рис. 4) нейтронная звезда должна аккрецировать $\sim 0.1 M_{\odot}$ [5]. При ограничении на скорость аккреции процесс аккреции должен продолжаться не менее $\sim 10^7$ лет, что возможно только, если спутником нейтронной звезды является звезда главной последовательности или субгигант малой массы [7]. Уникальным и пока не вполне по-

нятым свойством миллисекундных радиопульсаров является сильная концентрация их к плоскости Галактики.

Эта работа была написана во время пребывания автора в Астрономической обсерватории Хельсинского университета. Автор благодарит докторов И. Туоминена и О. Вилху за гостеприимство и помощь в работе.

Астрономический совет
АН СССР

FORMATION OF RADIOPULSARS IN BINARIES

A. V. TUTUKOV

The formation of final binaries with at least one neutron star as a component is discussed in the frames of the standard scenario of close binary evolution. About one of every forty radiopulsars has to be a member of a close binary, as has been shown. This estimation is supported by observations. Radiopulsars in wide binaries are not formed possibly due to too slow rotation of presupernovae.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 27, 57, 1973.
2. А. В. Тутуков, Н. Н. Чузай, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. ж., 10, 586, 1984.
3. R. J. Dewey, C. M. Maguire, L. A. Rawley, G. H. Stokes, J. H. Taylor, *Nature*, 322, 712, 1986.
4. J. H. Taylor, D. R. Stinebring, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 24, 285, 1986.
5. E. P. J. van den Heuvel, J. A. van Paradijs, R. E. Taam, *Nature*, 322, 153, 1986.
6. E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 88, 55, 1982.
7. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 334, 1984.
8. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J.*, 282, 615, 1984.
9. Л. Р. Юнгельсон, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 27, 89, 1973.
10. A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, in *Proc. of the IAU Symp. Nr 83 "Mass Loss and Evolution of O Stars"*, Eds. P. S. Conti, C. H. de Loore, Dordrecht, Reidel.
11. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, А. А. Кляйман, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, № 27, 3, 1973.
12. J. R. Gott, *Astrophys. J.*, 173, 227, 1972.
13. B. Paczynski, *Acta Astron.*, 21, 1, 1971.
14. A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Acta Astron.*, 23, 665, 1979.
15. A. V. Tutukov, *Prepr. Illinois Univ.*, 1983.
16. R. F. Webbink, S. Rappaport, G. J. Savonije, *Astrophys. J.*, 270, 678, 1983.
17. Е. И. Блинные, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, Письма в Астрон. ж., 10, 422, 1984.

18. *G. Downs, P. Reichley, Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 169, 1983.*
19. *Н. Н. Чугай, Письма в Астрон. ж., 10, 87, 1984.*
20. *R. Taam, E. P. J. van den Heuvel, Astrophys. J., 305, 235, 1986.*
21. *E. P. J. van den Heuvel, Astrophys. J., 5, 209, 1984.*
22. *B. Anderson, A. G. Lyns, Nature. 303, 597, 1983.*
23. *A. V. Tutukov, in Proc. of the IAU Symp. Nr 93, "Fundamental Problems of the Theory of Stellar Evolution", 1981, p. 137.*
24. *Т. А. Лозинская, Астрон. ж., 57, 707, 1970.*
25. *А. В. Тутуков, Л. Р. Юнелльсон, Comments Astrophys., 1986, (in press).*
26. *P. R. Appiel, O. H. Guseinov, Yu. S. Rustamov, Astrophys. and Space Sci., 121, 1, 1986.*

УДК: 52—423

КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

И. К. РОЗГАЧЕВА

Поступила 10 февраля 1987

Принята к печати 31 апреля 1987

Рассматривается эволюция неоднородности плотности в гравитирующей среде с учетом влияния окружающих неоднородностей. Показано, что коллективное гравитационное поле флуктуаций может существенно изменить темп эволюции контрастов плотности: в пространственно плоской модели Фрийдмана $\delta \sim t^{5/3}$.

1. *Введение.* Рассмотрим космологическую задачу об образовании наблюдаемой структуры распределения вещества. Пусть в однородной и изотропной модели Вселенной, заполненной средой с паскалевым давлением, имеются флуктуации плотности $\delta\rho$. Вероятность возникновения, например, тепловой флуктуации плотности пропорциональна [1]:

$$f(\delta) \sim \exp(-R_{\min}/kT), \quad (1)$$

где T — температура, R_{\min} — минимальная работа, необходимая для создания обратимым образом контраста плотности $\delta \equiv \delta\rho/\rho$ в гравитирующей среде, $R_{\min} \sim \delta^2$ [2]. В классической работе Лифшица [3] показано, что гравитационно неустойчивы неоднородности плотности, пространственные масштабы которых превышают характерные масштабы тепловых процессов в среде. Крупномасштабный контраст плотности благодаря самогравитации растет: в случае пространственно плоской модели, заполненной пылью (давление среды равно нулю), $\delta_1 \sim t^{2/3}$, t — космологическое время модели. Наряду с растущей модой δ_1 имеется убывающая мода $\delta_2 \sim t^{-1}$ [3]. Самогравитация флуктуаций не изменяет распределение $f(\delta)$. Считается, что имеет место эргодичность, т. е. усредненное по пространству значение δ совпадает со средним по реализации [1]. Это действительно так, когда флуктуации рассматриваются как независимые.

Усложним задачу. Пусть имеется ансамбль неоднородностей, локализованных в различных точках пространства. Пока неоднородности малы,

их парным гравитационным взаимодействием можно пренебречь, как эффектом второго порядка малости по δ . Потенциал коллективного гравитационного поля этих флуктуаций в точке с радиус-вектором \vec{r} пропорционален (в ньютоновском приближении)

$$\frac{\delta}{r} + \sum_l \frac{\delta_l \cdot W_l}{R_l}, \quad R_l = |\vec{r} - \vec{r}_l|. \quad (2)$$

Здесь функция W_l описывает вероятность того, что у флуктуации δ , локализованной в окрестности точки с радиус-вектором \vec{r} , имеется соседняя флуктуация δ_l , локализованная в окрестности точки с радиус-вектором \vec{r}_l . Если требовать выполнения условия эргодичности, то сумма в (2) должна быть равна нулю, а эволюция контрастов плотности описывается тогда модами δ_1, δ_2 . Это условие упрощает задачу, но вместе с тем исключает из рассмотрения важные эффекты, связанные с коллективной динамикой флуктуаций. Благодаря коллективному полю может измениться темп эволюции контрастов плотности и возникнуть пространственная корреляция между ними [4]. Пусть в некоторый начальный момент t_0 распределение амплитуд δ совпадало с [1]. С течением времени коллективные эффекты приводят к изменению этого распределения, причем, как будет показано в настоящей работе, наиболее вероятные контрасты плотности в пылевой среде растут пропорционально $t^{5/3}$. Рост такого контраста происходит более эффективно за счет не учитываемого в линейной теории [3] убывания неоднородности плотности, которая находится в пространственной области, соседней к рассматриваемому контрасту. Так что наиболее вероятными оказываются те флуктуации, которые при движении в коллективном поле попадают в области, где плотность убывает быстрее, чем в однородном и изотропном фоне. Тогда следует ожидать, что области повышенной плотности будут окружены «пустотами». Ситуация напоминает явление перемежаемости [5]. Количественно эффект важен для малых флуктуаций $\delta \ll 1$, участвующих еще в общем расширении модели. На нелинейной стадии, когда $\delta \gg 1$, коллективное поле не влияет на индивидуальную эволюцию неоднородностей, но может обеспечивать эффективную пространственную релаксацию ансамбля неоднородностей плотности (см., например, [6]).

Заметим, что закон $\delta \sim t^{5/3}$ качественно понятен. Действительно, согласно неравенству Чебышева для вероятности того, что контраст плотности $\delta r / \rho$ превысит $\delta > 0$, имеем:

$$P(|\delta\rho/\rho| \geq \delta) \leq \frac{\sigma}{\delta^2},$$

где σ — постоянная. Тогда для независимых растущей $\delta_1 \sim t^{2/3}$ и падающей $\delta_2 \sim t^{-1}$ линейных мод имеем соответственно: $P_1(|\delta\rho/\rho| = \delta_1) \sim t^{-4/3}$, $P_2(|\delta\rho/\rho| = \delta_2) \sim t^2$. Учтем теперь коллективные эффекты и найдем вероятность существования растущего контраста плотности, если имеются соседние области пространства, где неоднородность плотности убывает — условная вероятность P_{12} . По формуле полной вероятности имеем:

$$P_1 = P_{12} \cdot P_2.$$

Поэтому

$$P(|\delta\rho/\rho| = \delta) \equiv P_{12} = \frac{P_1}{P_2} \sim t^{-10/3}.$$

Применяя опять соотношение Чебышева, найдем $\delta \sim t^{5/3}$.

Ниже анализируется коллективная динамика флуктуаций плотности в пространственно плоской модели Фридмана. Предполагается, что модель заполнена средой с пренебрежимо малым давлением. Последнее условие на давление позволяет исключить из рассмотрения тепловые эффекты (флуктуационное возникновение неоднородностей плотности, акустические волны), а распределение (1) принять в качестве начального.

2. Уравнения движения для ансамбля флуктуаций. Развитие неоднородностей плотности будем описывать относительно фоновой модели с синхронной метрикой:

$$ds^2 = a^2 (d\eta^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2) = g_{ij} dx^i dx^j,$$

где масштабный фактор $a \sim \eta^2$, η — конформное время модели, $a \cdot d\eta = c \cdot dt$, $\eta \sim t^{1/3}$; латинские индексы пробегает значения 0, 1, 2, 3, греческие — 1, 2, 3. Движение вещества описывается уравнениями поля:

$${}^*T_{ij} = G_{ij}, \quad (3)$$

где κ — гравитационная постоянная Эйнштейна, T_{ij} — тензор энергии-импульса среды, G_{ij} — тензор Эйнштейна. Пусть имеется ансамбль флуктуаций плотности, локализованных в различных точках пространства $x_{(l)}$, $l = 1, 2, \dots, N$, N — число флуктуаций. Используя принцип суперпозиции для малых возмущений, подставим в (3) следующие выражения:

$$T_{ij} = T_{ij}^{(0)} + T_{ij}^{(1)}(\eta, x^2) + \sum_{l=1}^N T_{ij(l)}^{(1)}(\eta, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l,$$

$$G_{ij} = G_{ij}^{(0)} + G_{ij}^1(\eta, x^2) + \sum_{l=1}^N G_{ij(l)}^{(1)}(\eta, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l,$$

где значком (0) обозначены невозмущенные значения, для которых выполняются уравнения $x T_{ij}^{(0)} = G_{ij}^{(0)}$. Тогда получим уравнения:

$$\begin{aligned} x \left[T_{ij}^{(1)}(\eta, x^2) + \sum_{l=1}^N T_{ij(l)}^{(1)}(\eta, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l \right] = \\ = G_{ij}^{(1)}(\eta, x^2) + \sum_{l=1}^N G_{ij}^{(1)}(\eta, x^2 - x_{(l)}^2) \cdot W_l. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь, без ограничения общности, принято, что начало системы координат находится в точке $x_{(0)}^2 = 0$. Вторые члены в обеих частях уравнений (4) описывают коллективное поле в окрестности начала координат.

Уравнения (4) для пылевой среды разбиваются на две группы уравнений. Первая группа для $T_{00}^{(1)}$ и $T_{0\alpha}^{(1)}$ определяет связь контрастов плотности и возмущений скорости со скалярными возмущениями метрики (см. ниже формулы (12), (13)). Предметом анализа является вторая группа уравнений, описывающая динамику скалярных возмущений метрики. Для пылевой среды $T_{\alpha\beta}^{(1)} = 0$. Следуя [3], представим скалярные возмущения в виде совокупности плоских волн $e^{in_\alpha x^2}$ с амплитудами

$$(\mu_n, \lambda_n)_\beta^{\alpha} = \frac{1}{3} \mu_n \delta_\beta^\alpha + \left(\frac{1}{3} \delta_\beta^\alpha - \frac{n^\alpha n_\beta}{n^2} \right) \lambda_n,$$

n^α — волновой вектор, $n^2 = n^\alpha n_\alpha$. Тогда из уравнений (4) для изотропной μ_n и анизотропной λ_n амплитуд получим систему:

$$\begin{aligned} \ddot{\mu}_n + \frac{4}{\eta} \dot{\mu}_n + \frac{n^2}{3} (\mu_n + \lambda_n) &= \Phi_1, \\ \ddot{\lambda}_n + \frac{4}{\eta} \dot{\lambda}_n - \frac{n^2}{3} (\mu_n + \lambda_n) &= \Phi_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= - \sum_{l=1}^N e^{-in_\alpha x_{(l)}^2} \cdot W_l \cdot \left[\ddot{\mu}_{n(l)} + \frac{4}{\eta} \dot{\mu}_{n(l)} + \frac{n^2}{3} (\mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \right], \\ \Phi_2 &= - \sum_{l=1}^N e^{-in_\alpha x_{(l)}^2} \cdot W_l \cdot \left[\ddot{\lambda}_{n(l)} + \frac{4}{\eta} \dot{\lambda}_{n(l)} - \frac{n^2}{3} (\mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \right], \end{aligned}$$

точка над буквой означает дифференцирование по τ , амплитуды $\mu_{n(l)}$ и $\lambda_{n(l)}$ соответствуют волне $e^{in_a(x^a - x_{(l)}^a)}$.

Решение уравнений (5), очевидно, есть

$$\begin{aligned} \mu_n + \sum_{l=1}^N \mu_{n(l)} e^{-in_a x_{(l)}^a} W_l &= C_1 \left(1 - \frac{n^2 \tau^2}{15} \right) - \frac{C_2}{(n\tau)^3}, \\ \lambda_n + \sum_{l=1}^N \lambda_{n(l)} e^{-in_a x_{(l)}^a} W_l &= C_1 \left(1 + \frac{n^2 \tau^2}{15} \right) + \frac{C_2}{(n\tau)^3}, \end{aligned} \quad (6)$$

где постоянные C_1 и C_2 определяются начальными условиями задачи: в начальный момент τ_0

$$\mu_n(\tau_0) = \mu^0, \quad \lambda_n(\tau_0) = \lambda^0, \quad \mu_{n(l)}(\tau_0) = \mu_{(l)}^0, \quad \lambda_{n(l)} = \lambda_{(l)}^0.$$

Введем в ортогональном пространстве переменных $\{\mu_n, \lambda_n\}$ функцию распределения $f(\mu_n, \lambda_n | \mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)})$ амплитуд μ_n, λ_n при условии, что имеется еще одна волна $e^{in_a(x^a - x_{(l)}^a)}$ с амплитудой $(\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)})^a$. Уравнение непрерывности для f есть

$$\dot{f} + \frac{\partial}{\partial \mu_n} (\dot{\mu}_n f) + \frac{\partial}{\partial \lambda_n} (\dot{\lambda}_n f) = 0. \quad (7)$$

По формуле полной вероятности находим уравнение для функции распределения амплитуд μ_n, λ_n с учетом всех $\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}$:

$$\begin{aligned} F(\mu_n, \lambda_n) &= \sum_{l=1}^N W_l \int f(\mu_n, \lambda_n | \mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}) \times \\ &\times F(\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}) f_0(\mu_{(l)}^0, \lambda_{(l)}^0) d\mu_{n(l)} d\lambda_{n(l)} d\mu_{(l)}^0 d\lambda_{(l)}^0, \end{aligned} \quad (8)$$

где интегрирование по $\mu_{n(l)}, \lambda_{n(l)}$ охватывает все допустимые значения $|\mu_{n(l)}| \leq \mu^* \ll 1$, $|\lambda_{n(l)}| \leq \lambda^* \ll 1$, $f_0(\mu_{(l)}^0, \lambda_{(l)}^0)$ — функция распределения начальных значений амплитуд. Перейдем от суммирования по l к интегрированию по плоскому пространству $\{x_{(l)}^a \equiv \tilde{x}^a\}$: $\sum W_l \rightarrow \rightarrow \int \omega d^3 \tilde{x}$. Уравнение для ω получим следующим образом. С одной стороны число возмущений есть

$$N = 1 + \int \omega(\tilde{x}) d^3 \tilde{x},$$

а с другой стороны $N = \int F d\mu_n d\lambda_n$, так что уравнение для ω есть

$$1 + \int \omega d^3x \tilde{x} = \int F d\mu_n d\lambda_n. \quad (9)$$

Уравнения (4)—(9) являются уравнениями движения для ансамбля флуктуаций и описывают самосогласованно поставленную задачу.

3. *Пример.* Рассмотрим в качестве примера начального распределения амплитуд μ^0 и λ^0 распределение Гаусса:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta}} \exp \left\{ -\frac{(\mu^0 - \bar{\mu})^2}{2\Delta_\mu} - \frac{(\lambda^0 - \bar{\lambda})^2}{2\Delta_\lambda} \right\},$$

где $\bar{\mu}$ и $\bar{\lambda}$ — средние значения, Δ_μ и Δ_λ — дисперсии, $\Delta = \Delta_\mu \cdot \Delta_\lambda$. Легко показать, что на характеристиках уравнения (7) $f = \text{const} = f_0$. Используя (6), находим

$$\mu^0 = \alpha \mu_n + \beta \lambda_n + \varphi_1,$$

$$\lambda^0 = (1 - \alpha) \mu_n + (1 - \beta) \lambda_n + \varphi_2.$$

Функции α , β , φ_1 и φ_2 выписаны в приложении. Затем по (7) и (9) можно найти f и F . Динамика наиболее вероятных флуктуаций описывается уравнениями экстремума:

$$\frac{\partial F}{\partial \mu_n} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \lambda_n} = 0.$$

Оценим поведение F вблизи максимума. Решение уравнений (8) есть

$$F(\mu_n, \lambda_n) = F_0 \exp \left\{ \int f \cdot f_0 \cdot \omega \cdot d\mu_{n(t)} d\lambda_{n(t)} d\mu_{(t)}^0 d\lambda_{(t)}^0 d^3x \tilde{x} \right\},$$

где F_0 — постоянная нормировки. При фиксированных μ_n и λ_n представим f в виде ряда по степеням $\mu_{n(t)}$ и $\lambda_{n(t)}$, сохраним члены первого порядка. Выполнив интегрирование, можно найти:

$$\begin{aligned} & \int f f_0 \omega d\mu_{n(t)} d\lambda_{n(t)} d\mu_{(t)}^0 d\lambda_{(t)}^0 d^3x \tilde{x} \approx \\ & \approx 2\psi \left\{ \mu^* \lambda^* \int \omega d^3x \tilde{x} - \left[(\xi_1 - \xi_2) \varphi + \mu^* \lambda^* \frac{\mu^* + \lambda^*}{2} \xi_2 \right] \cdot \int e^{-in_n x^2} \omega d^3x \tilde{x} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\psi = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta}} \exp \left\{ -\frac{\Delta_\mu}{2} \xi_1^2 - \frac{\Delta_\lambda}{2} \xi_2^2 \right\},$$

а выражения для ξ_1 , ξ_2 , φ выписаны в приложении.

Пусть F нормирована так, что $2F_0\mu^*\lambda^* = 1$, тогда уравнение (9) будет:

$$\zeta \int \omega d^3x \sim \int e^{-in_x x^a} \omega d^3x, \quad (10)$$

где

$$\zeta = + \sqrt{\frac{\pi\Delta_\lambda}{2}} \frac{(\eta/\tau_0)^2 + 1}{\frac{\mu^* + \lambda^*}{2} + \varphi\left(\sqrt{\frac{\Delta_\lambda}{\Delta_\mu}} - 1\right)}$$

и предполагается, что интеграл в правой части (9) набирается вблизи достаточно узкого максимума подинтегральной функции. Используя (10), можно найти для наиболее вероятных флуктуаций:

$$\begin{aligned} \mu_n &= \frac{1-\beta}{\alpha-\beta} \bar{\mu} - \frac{\beta}{\alpha-\beta} \bar{\lambda} + \left(\frac{\mu^* + \lambda^*}{2} \beta - \frac{\varphi}{\mu^*\lambda^*}\right) \frac{\zeta}{\alpha-\beta} \\ \lambda_n &= -\frac{1-\alpha}{\alpha-\beta} \bar{\mu} + \frac{\alpha}{\alpha-\beta} \bar{\lambda} - \left(\frac{\mu^* + \lambda^*}{2} \alpha - \frac{\varphi}{\mu^*\lambda^*}\right) \frac{\zeta}{\alpha-\beta}. \end{aligned} \quad (11)$$

Первые члены в правых частях (11) соответствуют линейной теории [3], вторые слагаемые связаны с описанным коллективным эффектом. В пределе $\Delta_\lambda \rightarrow 0$ вторые слагаемые исчезают, а при $\Delta_\lambda/\Delta_\mu \gg 1$ эти слагаемые убывают с ростом η . Наиболее интересен случай $\Delta_\lambda = \Delta_\mu$, который будет рассмотрен ниже.

Амплитуда контраста плотности δ_n равна:

$$\chi a^2 \rho c^2 \delta_n = \frac{2}{\eta} \dot{\mu}_n - \frac{\pi^2}{3} (\mu_n + \lambda_n). \quad (12)$$

Амплитуда возмущения скорости $(\delta u_x)_n$ равна:

$$3\chi a^2 \rho c^2 \left(\frac{\delta u_x}{a}\right)_n = -n_x (\dot{\mu}_n + \dot{\lambda}_n). \quad (13)$$

Оценим пространственную корреляцию флуктуаций плотности. Интегральному уравнению (10) удовлетворяет, например, линейная комбинация дельта-функций:

$$\omega \sim \delta(\tilde{x}^a) + \delta(\tilde{x}^a - b^a),$$

где $b^a = c^a + id^a$ — некоторый комплексный вектор, причем $n^a c_a = 0$, $c^a c_a = d^a d_a$. Из (10) находим оценку для $|d|$ — масштаба пространственной корреляции флуктуаций:

$$n_x d^2 = \ln |2\zeta - 1|.$$

Рассмотрим случай $\Delta_\mu = \Delta_\lambda$, тогда выражение для ζ упрощается:

$$\zeta = + \sqrt{2\pi\Delta_\lambda} \frac{(\eta/\eta_0)^3 + 1}{\mu^* + \lambda^*}.$$

В этом случае найдем для наиболее вероятных контрастов плотности

$$\begin{aligned} \chi_{p_0} c^2 a_0^2 \gamma_0^2 \cdot \delta_n = & -\frac{7}{15} (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) (n\eta)^2 - 3 \left[\left(1 + \frac{n^2 \gamma_0^2}{15}\right) \bar{\mu} - \left(1 - \frac{n^2 \gamma_0^2}{15}\right) \bar{\lambda} \right] \times \\ & \times \left(\frac{\eta_0}{\eta}\right)^3 + \sqrt{2\pi\Delta_\lambda} \left\{ \left(\frac{1}{2} - \frac{\bar{\mu} + \bar{\lambda}}{\mu^* + \lambda^*}\right) \frac{(n\eta)^2}{3} \left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^3 + 3 \frac{\mu^* - \bar{\mu} - \bar{\lambda}}{\mu^* + \lambda^*} \left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^3 + \right. \\ & + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{5} \frac{\bar{\mu} + \bar{\lambda}}{\mu^* + \lambda^*}\right) (n\eta)^2 + \\ & \left. + \left(\frac{n^2 \gamma_0^2}{10} - 3 \frac{\bar{\mu} - \bar{\lambda} + (\bar{\mu} + \bar{\lambda})}{\mu^* + \lambda^*} \frac{(n\eta_0)^2}{15}\right) \left(\frac{\eta_0}{\eta}\right)^3 \right\}, \end{aligned}$$

где $p_0 = p(\eta_0)$, $a_0 = a(\eta_0)$. Первый член в фигурных скобках пропорционален $\eta^5 \sim t^{5/3}$, он является главным при $\Delta_\mu = \Delta_\lambda \neq 0$. Таким образом, наиболее вероятные контрасты плотности поддерживаются коллективным полем флуктуаций и растут более эффективно. Растет и масштаб пространственной корреляции флуктуаций:

$$n_\lambda d^\lambda = \ln \left\{ \frac{\sqrt{2\pi\Delta_\lambda}}{\mu^* + \lambda^*} \left[\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^3 + 1 \right] - 1 \right\}.$$

Нетрудно показать, что найденное решение устойчиво по Ляпунову относительно небольших нарушений условия $\Delta_\lambda = \Delta_\mu$. Действительно, в области применимости линейного приближения $\eta_0 \leq \eta < \eta^*$, где η^* определяется условием $\delta_n(\eta^*) = 1$, для любого $\varepsilon > 0$ всегда найдется такое $\gamma(\varepsilon) > 0$, что, если в начальный момент η_0 близки два решения

$$|\delta_n(\Delta_\lambda = \Delta_\mu) - \delta_n(\Delta_\lambda = \Delta_\mu + \sigma)| < \gamma(\sigma),$$

то и для $\eta_0 \leq \eta < \eta^*$ разность этих решений не будет отличаться более чем на заданное $\varepsilon > 0$.

Приложение

В основном тексте статьи использованы следующие функции:

$$\begin{aligned} \tau &= n\eta, \quad \tau_0 = n\eta_0, \\ \alpha &= \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^3 \left[1 + \frac{\tau^2}{15} + \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^3 \left(1 - \frac{\tau_0^2}{15}\right) \right], \end{aligned}$$

$$\alpha - \beta = \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3,$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 = & -\frac{1}{2} e^{-in_\alpha \tilde{x}^2} \left[\mu_{(l)}^0 \left(1 + \frac{\tau_0^2}{15} \right) - (\lambda_{(l)}^0 + \mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \left(1 - \frac{\tau_0^2}{15} \right) \right] - \\ & -\frac{1}{2} e^{-in_\alpha \tilde{x}^2} (\mu_{(l)}^0 + \lambda_{(l)}^0 + \mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\tau^2}{15} \right) + \\ & + e^{-in_\alpha \tilde{x}^2} \mu_{n(l)} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3, \end{aligned}$$

$$\varphi_2 = (\mu_{n(l)} + \lambda_{n(l)}) e^{-in_\alpha \tilde{x}^2} - \varphi_1,$$

$$\xi_1 = \frac{\alpha \mu_n + \beta \lambda_n - \bar{\mu}}{\Delta_\mu},$$

$$\xi_2 = \frac{(1-\alpha) \mu_n + (1-\beta) \lambda_n - \bar{\lambda}}{\Delta_\lambda},$$

$$\begin{aligned} \frac{\varphi}{\mu^* \lambda^*} = & -\frac{1}{2} \left[\bar{\mu} - \bar{\lambda} + (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) \frac{\tau_0^2}{15} \right] - \frac{1}{2} (\bar{\mu} + \bar{\lambda}) \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\tau^2}{15} \right) + \\ & + \frac{1}{4} (\mu^* + \lambda^*) \left[1 - \frac{\tau_0^2}{15} - \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\tau^2}{15} \right) \right] + \frac{1}{2} \mu^* \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^3. \end{aligned}$$

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

COLLECTIVE DYNAMICS OF THE DENSITY FLUCTUATIONS IN GRAVITATING FLUID.

I. K. ROZGACHEVA

The evolution of the density fluctuation in gravitating fluid is considered and it takes into account the influence of other density fluctuations. It has been shown that the collective gravitation field of density fluctuations can essentially change the increase rate of the density contrast: in a spatially flat isotropic homogeneous cosmological model $\delta \sim t^{5/3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. 5, Статистическая физика, ч. 1, § 112, Наука, М., 1976.
2. И. К. Розгачева, Астрон. ж., 61, 654, 1984.
3. Е. М. Лифшиц, Ж. эксперим. и теор. физ., 18, 587, 1946.
4. I. K. Rozgacheva, Proc. 11-th Int. Conf. General Relativ. and Gravit., Sweden, 1, 156, 1986.
5. Я. Б. Зельдович, С. А. Молчанов, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, Ж. эксперим. и теор. физ., 89, 2061, 1985.
6. V. G. Gurzadyan, G. K. Savidy, Astron. and Astrophys., 160, 203, 1986.

УДК: 524.354.6:530.145.6

О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 4 июня 1987

Принята к печати 2 ноября 1987

В рамках мезонной σ -модели с учетом пион-нуклонного взаимодействия исследовано влияние магнитного поля на свойства неоднородного пионного конденсата внутри нейтронной звезды. Получено уравнение Лондонов, описывающее распределение магнитного поля в системе. Показано, что конденсат является сверхпроводником второго рода, в котором реализуется ламинарная (слоистая) структура смешанного состояния. Найдено нижнее критическое поле возникновения ламинарной структуры H'_{c1} . Показано, что из-за перпендикулярности импульса конденсата \vec{k} и направления магнитного поля \vec{H} в звезде возникает выделенное направление \vec{z} , перпендикулярное плоскости (\vec{k}, \vec{H}) . Это приводит к объяснению пульсирующего излучения нейтронной звезды, даже при параллельности магнитного поля и оси вращения. Показано, что учет N^* -резонанса в модели развитого пионного конденсата ($\theta = \pi/2$) не меняет эти результаты.

1. *Введение.* Одним из интереснейших следствий пионной конденсации в ядерной материи [1—5] является возможная сверхпроводимость конденсата π^- -мезонов в недрах нейтронных звезд [6] и ее последствия для теории излучения пульсаров. Наблюдательные данные свидетельствуют о наличии на поверхности нейтронных звезд магнитных полей с индукцией 10^{10} — 10^{12} Гс [7]. К таким же результатам приводят теоретические расчеты, учитывающие увлечение сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами в нейтронных вихрях в «пре»-фазе нейтронных звезд [8, 9]. В частности, напряженности магнитных полей в центрах (сердцевинах) нейтронных вихревых нитей в «пре»-фазе могут достигать значений порядка 10^{16} Гс [10]. В такой ситуации возникает вопрос: могут ли магнитные поля, индуцированные в «пре»-фазе, проникнуть в ядро нейтронной звезды, содержащей сверхтекучий пионный конденсат, и если да, то какой структурой обладает магнитное поле в нейтронной звезде?

Влияние магнитного поля на свойства однородного (с характерным импульсом $\vec{k} = 0$) конденсата впервые изучалось в рамках мезонной σ -модели без учета пион-нуклонного взаимодействия в работе [11]. Оказалось, что в этом случае в пионном конденсате возникает треугольная решетка квантованных вихревых нитей с потоком $\Phi_z = 2\pi\hbar c/e = 4 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Таким образом, однородный пионный конденсат является сверхпроводником второго рода и в нем реализуется смешанное состояние.

Однако учет взаимодействия пионов с нуклонами приводит к следующим важным изменениям физической картины. Во-первых, P — волновое притягательное πN — взаимодействие превращает пионный конденсат в неоднородный с характерным импульсом $\vec{k} \neq 0$ и, во-вторых, помимо конденсата π^- -мезонов возникает также конденсат π^+ -мезонов, представляющих собой связанное состояние протона и нейтронной дырки. Отметим, что наличие конденсата π^+ -мезонов приводит к появлению дополнительного электрического тока.

Сверхпроводящие свойства неоднородного пионного конденсата в рамках σ -модели [6] рассматривались в работе [12]. Была найдена величина критического магнитного поля H_c разрушения сверхпроводимости пионного конденсата, если он представляет собой сверхпроводник первого рода. Для случая сверхпроводника второго рода в этой же работе была найдена оценка нижнего критического поля H_{c1} , которая получена в предположении нитевидной вихревой структуры смешанного состояния системы.

Как будет показано ниже, на самом деле в системе реализуется ламинарная структура смешанного состояния. Мы также оценим величины критических магнитных полей H_c и H_{c1} для этой структуры. Отметим также, что протоны и нейтроны в ядре нейтронной звезды, содержащем π -конденсат, находятся в нормальном состоянии и заполняют одну и ту же ферми-сферу.

2. *Обобщая результат работы [6], запишем плотность полной энергии сверхпроводящего состояния системы в σ -модели при учете пион-нуклонного взаимодействия во внешнем магнитном поле \vec{H} в виде:*

$$\begin{aligned} \epsilon_s(n, \theta, H) = & \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{10M} n^{5/3} + \frac{1}{2} f_\pi^2 (\vec{K}^2 - \mu^2) \sin^2 \theta + f_\pi^2 m_\pi^2 (1 - \cos \theta) + \\ & + Mn + \frac{n}{2} \{ \mu - [(\mu \cos \theta)^2 + (g_A \vec{K} \sin \theta)^2]^{1/2} \} + \vec{H}^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где n и M — соответственно плотность и масса нуклонов, μ и m_π —

химический потенциал и масса π^- -мезонов, $f_\pi = 0.675 m_\pi$ — константа распада пиона, θ — угол кирального вращения, $g_A = 1.36$ — аксиальная константа слабого взаимодействия, $\vec{K} = \vec{k} - e\vec{A}$, где \vec{k} — постоянный импульс пионного конденсата, а $\vec{A}(\vec{r})$ — векторный потенциал магнитного поля, удовлетворяющий условию:

$$\operatorname{div} \vec{A}(\vec{r}) = 0. \quad (2)$$

Микроскопическое магнитное поле $\vec{h}(\vec{r})$ связано с векторным потенциалом обычным соотношением

$$\vec{h}(\vec{r}) = \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r}). \quad (3)$$

Здесь и в дальнейшем использована система единиц $\hbar = c = m_\pi = 1$, $e^2/4\pi = 1/137$.

Заряженный пионный конденсат в «древесном» приближении описывается следующей функцией:

$$\langle \pi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} a(\vec{r}) \sin \theta(\vec{r}) e^{ik\vec{r}}. \quad (4)$$

Устремляя массу σ -мезона $m_\sigma \rightarrow \infty$, мы получаем, что амплитуда пионной волны $a(\vec{r})$ стремится к f_π , т. е. отсутствует пространственное изменение амплитуды. Так как нас интересует распределение магнитных полей внутри нейтронной звезды, наличие нейтрального конденсата не изменит полученные без его учета результаты.

Для получения выражения сверхпроводящего тока достаточно продифференцировать (1) по векторному потенциалу

$$\vec{j} = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \vec{A}} = ef_\pi^2 \sin^2 \theta \vec{K} - \frac{eng_A^2 \sin^2 \theta \vec{K}}{2[(\mu \cos \theta)^2 + (g_A \vec{K} \sin \theta)^2]^{1/2}}. \quad (5)$$

Здесь первое слагаемое в правой части (5) представляет собой чисто мезонный вклад в ток, обусловленный конденсатом π^- -мезонов, а второе слагаемое — «нуклонный» вклад, обусловленный токами π^+ -мезонов и протонов. Выражение для тока (5) сильно упрощается в случае $\theta = \pi/2$ (предельное конденсатное поле), который описывает конденсацию при $n \gg n_c$. Положив в (5) $\theta = \pi/2$, получим выражение тока для развитого конденсата:

$$\vec{j} = ef_\pi^2 \vec{K} - \frac{eng_A \vec{K}}{2|\vec{K}|}. \quad (6)$$

Заметим, что при $\theta = \pi/2$ независимо от соотношения между числами нейтронов и протонов в нормальной фазе, число голых нейтронов и протонов в системе с конденсатом одинаково. Тогда плотность заряда нуклонной подсистемы в терминах голых частиц равна — $en/2$, следовательно, согласно (6), скорость движения заряженной нуклонной материи равняется

$$g_A \vec{K} / |\vec{K}|.$$

Далее, используя уравнение Максвелла и уравнение непрерывности

$$\text{rot } \vec{h} = \vec{j} \text{ и } \text{div } \vec{j} = 0,$$

получим уравнение, описывающее распределение поля $\vec{h}(\vec{r})$:

$$\text{rot rot } \vec{h} + e^2 f_\pi^2 \vec{h} = \frac{ne^2 \vec{K} (\vec{K} \cdot \vec{h})}{2|\vec{K}|^3}. \quad (7)$$

Если импульс пионного конденсата $\vec{k} \perp \vec{h}$, то уравнение (7) сводится к обычному уравнению Лондонов:

$$\vec{h} + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{h} = 0,$$

где $\lambda = (1/e^2 f_\pi^2)^{1/2}$ — глубина проникновения магнитного поля в систему с сильно развитым пионным конденсатом. Таким образом, вещество ядра нейтронной звезды, состоящей из нормальных нуклонов и

сверхтекучего пионного конденсата, при $\vec{k} \perp \vec{h}$ имеет свойства обычного сверхпроводника, т. е. в нем имеет место эффект Мейсснера. Это означает, что внешние магнитные поля (скажем, поле, генерируемое в «пре»-фазе нейтронной звезды [8, 9]) или должны огибать ядро звезды, или проникать в него в виде вихревых нитей или слоев. В данном случае, так как

кроме направления \vec{h} имеется еще одно направление $\vec{k} \perp \vec{h}$, естественно появление в системе еще одного выделенного направления \vec{z} , перпендикуляр-

ного плоскости, составленной векторами \vec{k} и \vec{h} . При такой геометрии расположения векторов \vec{k} и \vec{h} магнитное поле проникает в виде структуры, представляющей собой периодически расположенные нормальные плоские

(плоскость \vec{k} , \vec{h}) слои шириной ξ (ξ — длина когерентности взаимодействия пионов), между которыми располагаются сверхпроводящие области. Такая структура смешанного состояния системы называется ламинарной. Она впервые рассматривалась в теории сверхпроводимости металлов [13].

Однако в металлических сверхпроводниках, как впрочем и в «пре»-фазе нейтронных звезд, реализуется нитевидная структура смешанного состояния [14, 8, 9].

Для выяснения вопроса о проникновении магнитного поля в ядро нейтронной звезды и создании вышеуказанных структур, мы должны оценить как критическое поле H_C и нижнее критическое поле H_{C1} для нитевидной структуры вихря, так и H'_{C1} — нижнее критическое поле для ламинарной структуры магнитного поля. Используя приведенные в [12] выражения для H_C и H_{C1} , после некоторых преобразований получим для случая предельного конденсатного поля:

$$H_C \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = \sqrt{\frac{n^2 (g_A^2 - 1)}{4f_\pi^2} - 2f_\pi^2},$$

$$H_{C1} \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = \frac{1}{2} e f_\pi^2 \ln \frac{n^3}{8e f_\pi^7}. \quad (8)$$

Нижнее критическое поле возникновения ламинарной структуры определяется следующим образом:

$$H'_{C1} \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = \frac{H_C \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)}{\sqrt{\chi \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)}} = \sqrt{\frac{2e f_\pi^5}{n} \left[g_A^2 - 1 - \frac{8f_\pi^4}{n^2} \right]}, \quad (9)$$

где $\chi = \lambda/\xi$ — параметр Гинзбурга—Ландау пионного конденсата, равный для случая предельного конденсатного поля:

$$\chi = \frac{n^3}{8e f_\pi^7}.$$

Как видно из (8) и (9), при увеличении n ($n \gg n_c$) критические поля H_C и H_{C1} увеличиваются, причем H_C растет линейно, а H_{C1} — логарифмически, тогда как H'_{C1} уменьшается обратно пропорционально $n^{1/2}$. Это означает, что при больших плотностях магнитное поле проникает в ядро нейтронной звезды с структурой ламинарного состояния.

3. Рассмотрим общий случай, когда $\theta \neq \pi/2$. В этом случае θ зависит от координат, и уравнение, описывающее распределение магнитного поля, примет следующий вид:

$$\text{rot rot } \vec{h} + e^2 f_\pi^2 N \sin^2 \theta \vec{h} - e^2 f_\pi^2 Q \sin \theta \cos \theta [\vec{K} \nabla \theta] = 0, \quad (10)$$

где коэффициенты N и Q являются функциями координат и равны:

$$N = \left\{ 1 - \frac{ng_A^2 \cos^2 \theta \mu^2}{2f_\pi^2 [(\mu \cos \theta)^2 + (g_A \bar{K} \sin \theta)^2]^{3/2}} \right\},$$

$$Q = \left\{ 2 - \frac{ng_A^2 [\mu^2 + (\mu \cos \theta)^2 + (g_A \bar{K} \sin \theta)^2]}{2f_\pi^2 [(\mu \cos \theta)^2 + (g_A \bar{K} \sin \theta)^2]^{3/2}} \right\}. \quad (11)$$

Отметим, что при выводе уравнения (10) были использованы условие $\vec{k} \perp \vec{h}$ и уравнение непрерывности, которое приводит к взаимной перпендикулярности \vec{K} и $\nabla \theta$.

Полученное нами уравнение (10) описывает распределение магнитного поля в общем случае, как в слое перехода от нормальной к сверхпроводящей части вещества, так и в глубине сверхпроводящих областей. Покажем, что для магнитных полей, удовлетворяющих условию $H \ll H_{c2}$, в основном массиве вещества имеет место уравнение Лондонов. Действительно, при вышеуказанных значениях магнитных полей плотность вихревых нитей или ламинарных слоев не очень велика. Это позволяет считать, что ширина переходного слоя между нормальными сердцевинами вихрей или ламинарными слоями и сверхпроводящим массивом вещества гораздо меньше, чем расстояния между этими вихрями и ламинарными слоями. Тогда основной объем вещества занимает сверхпроводящее вещество, где $\vec{K} = \vec{K}_0$, $\theta = \theta_0$ и $\vec{A} = 0$, а уравнения, описывающие величины μ , $|\vec{K}_0|$ и θ_0 , сводятся к следующим алгебраическим соотношениям [12]:

$$\mu = \frac{ng_A^2}{2f_\pi^2 [1 + (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta_0]},$$

$$|\vec{K}_0| = \frac{\mu}{g_A} [g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2 \cos^2 \theta_0]^{1/2}, \quad (12)$$

$$\left(\frac{n}{n_c} \right)^2 \cos \theta_0 = [1 + (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta_0]^2,$$

где критическая плотность возникновения конденсата n_c (при $\theta \neq 0$) определяется следующим образом:

$$n_c = \frac{2f_\pi^2}{g_A (g_A^2 - 1)^{1/2}}. \quad (12a)$$

Уравнение (12) определяет угол θ_0 как функцию плотности нуклонов n . Так как плотность нуклонов в ядре нейтронной звезды почти постоянна,

то постоянны также μ , $|\vec{K}_0|$ и θ_0 , а $\nabla\theta$ обращается в нуль. Следовательно, третье слагаемое уравнения (10) исчезает, а коэффициент при втором слагаемом становится постоянным, и мы получаем уравнение Лондонов:

$$\vec{h} + \lambda_\pi^2 \text{rot rot } \vec{h} = 0,$$

где λ_π — глубина проникновения магнитного поля в систему с неоднородным пионным конденсатом:

$$\lambda_\pi = \left\{ e^2 f_\pi^2 \sin^2 \theta_0 \left[1 - \frac{\cos^2 \theta_0 (1 + (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta_0)}{[\cos^2 \theta_0 + \sin^2 \theta_0 (g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2 \cos^2 \theta_0)]^{3/2}} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (13)$$

В случае развитого конденсата, т. е. при $\theta = \pi/2$, второе слагаемое в квадратных скобках обращается в нуль, и формула (13) дает полученный выше результат. В случае $\theta_0 \rightarrow 0$, $\lambda_\pi \rightarrow \infty$, т. е. вещество переходит в нормальное состояние из-за исчезновения сверхпроводящего пионного конденсата.

Выражения для H_C , H_{C1} и H_{C1}' в этом случае также меняются, но зависимость от плотности нуклонов при больших n остается такой же, как в случае развитого конденсата. Следовательно, структура смешанного состояния в σ -модели является в общем случае ламинарной. В конце приведем выражения для критических полей H_C , H_{C1} , H_{C1}' :

$$H_C = \left[\frac{g_A^2 n^2 (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta_0}{4f_\pi^2 P} - 2f_\pi^2 (1 - \cos \theta_0) \right]^{1/2},$$

$$H_{C1} = \frac{\Phi_\pi}{4\pi\lambda_\pi^2} \ln \kappa = \frac{1}{2} e f_\pi^2 \sin^2 \theta_0 T^2 \ln \frac{n^3 g_A^6}{8e f_\pi^7 T P^3}, \quad (14)$$

$$H_{C1}' = \frac{H_C}{\sqrt{\kappa}} = \left[\frac{2e f_\pi^5 P^2 T (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta_0}{n g_A^4} - \frac{16 e f_\pi^9 T P^3 (1 - \cos \theta_0)}{n^3 g_A^6} \right]^{1/2},$$

где коэффициент P и T выражаются через угол θ_0 и константу g_A следующим образом:

$$P = 1 + (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta_0,$$

$$T = \left\{ 1 - \frac{P \cos^2 \theta_0}{[\cos^2 \theta_0 + \sin^2 \theta_0 (g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2 \cos^2 \theta_0)]^{3/2}} \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

Уместно также отметить, что в работе [15] изучалось поведение неоднородного пионного конденсата в магнитном поле вблизи порога конденса-

ции. Исследование проводилось методом разложения Лангранжиана системы по амплитуде конденсатного поля. В ней было показано, что пионный конденсат является сверхпроводником второго рода с параметром $\kappa \gg 1$, в котором реализуется ламинарная (слоистая) структура смешанного состояния. Здесь мы фактически доказали, что этот результат верен для любой амплитуды конденсатного поля, в частности и для предельного случая $\theta = \pi/2$, т. е. развитого конденсата. Отметим также, что результат работы [15] и наше обобщение находятся в противоречии с результатом работы [12], в которой была допущена ошибка при оценке структуры конденсата. Неверно также выражение для критического поля H_{c1} , полученное в [12].

4. В конце рассмотрим случай, когда в σ -модели учитывается наличие N^* -резонанса с массой $M_{N^*} = 1236$ Мэв. Аналитическое выражение для плотности энергии ядерного вещества можно написать только в случае предельного конденсатного поля, то есть при $\theta = \pi/2$:

$$\begin{aligned} \epsilon_s^*(n, H) = & \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{10M} n^{5/3} + Mn + \frac{1}{2} f_\pi^2 (\vec{K} - \mu^2) + f_\pi^2 + \\ & + n \left(\frac{\mu}{2} - \frac{3g'_A |\vec{K}|}{2} + \frac{\Delta}{3} \right) + \vec{H}^2, \end{aligned} \quad (16)$$

где $g'_A = 3g_A/5$, $\Delta = M_{N^*} - M_N = 2.1$. Ток пионного конденсата определяется следующим выражением:

$$\vec{j} = - \frac{\partial \epsilon_s^*}{\partial \vec{A}} = e f_\pi^2 \vec{K} - \frac{3en g'_A \vec{K}}{2|\vec{K}|}. \quad (17)$$

Отметим, что при больших плотностях барионная подсистема существенно перестраивается: вместо двух ферми-сфер протонов и нейтронов заполняется одна ферми-сфера барионных квазичастиц, являющихся суперпозицией шести барионов — N^{*++} , N^{*+} , p , n , N^{*0} , N^{*-} , концентрации которых одинаковы [6]. Поэтому плотность электрического заряда барионной подсистемы равна $-en/2$, следовательно, скорость движения заряженной барионной материи равна $3g'_A \vec{K} / |\vec{K}|$.

Налагая дополнительное условие $\vec{k} \perp \vec{h}$, из (17) легко получить уравнение Лондонов с $\lambda = 1/ef_\pi$. Это означает, что учет N^* -резонанса не меняет структуру смешанного состояния магнитного поля рассмотренной системы. Только теперь критическое магнитное поле определяется из условия:

$$\varepsilon_n^*(n, H_c) = \varepsilon_n^*(n, H_c), \quad (18)$$

где ε_n^* — энергия нормального состояния, равная

$$\varepsilon_n^*(n, H) = \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{10M} n^{5/3} + Mn + \frac{1}{2} H^2.$$

Из (18) для критического магнитного поля H_c получаем следующее выражение:

$$H_c = \left\{ \frac{n^2}{4f_\pi^2} [(3g_A^*)^2 - 1] - 2f_\pi^2 - \frac{2n\Delta}{3} \right\}^{1/2}. \quad (19)$$

Соответственно с (19) изменяются выражения для H_{c1} и H_{c2} , но выводы, сделанные выше для больших n , останутся в силе и для случая наличия в σ -модели N^* -резонансов.

В заключение отметим, что полученный нами результат о том, что при наличии сверхтекучего пионного конденсата в ядрах нейтронных звезд реализуется ламинарная структура магнитного поля, может объяснить пульсирующий характер радиоизлучения пульсаров, даже если магнитное поле звезды параллельно оси вращения. Действительно, при наличии в ядре нейтронной звезды ламинарной структуры магнитного поля энергетически выгодным будет продолжение такой структуры расположения вихревых нитей и в «пре»-фазе. Тогда в плоскостях, перпендикулярных оси вращения звезды, появится выделенное направление \vec{z} , перпендикулярное ламинарным плоскостям, где фактически находится магнитное поле. При уменьшении угловой скорости вращения звезды должно уменьшаться и магнитное поле. Это происходит из-за движения этих плоскостей (носителей магнитного поля) наружу от звезды в направлении \vec{z} и их исчезновения. Выделенная при этом энергия магнитного поля «нагреет» поверхность нейтронной звезды [16]. Итак, на поверхности нейтронной звезды появится «горячая область», расположенная вблизи точки пересечения вектора \vec{z} , лежащего в экваториальной плоскости, с поверхностью звезды. При вращении звезды это «горячее пятно» будет вращаться, имитируя пульсирующее излучение.

Как было показано в работе [16], мощность выделенной энергии на границе между «пре»-фазой и корой нейтронной звезды достаточна для объяснения радиоизлучения пульсаров, однако надо еще доказать, что эта мощность выделяется именно в радиодиапазоне, как показывают наблюдения.

Академия наук Армянской ССР
Ереванский государственный
университет

ABOUT THE SUPERCONDUCTIVITY OF A PION CONDENSATE
IN THE NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKYAN, K. M. SHAHABASSIAN

The influence of a magnetic field on the properties of an inhomogeneous pion condensate is investigated within the framework of the mesonic σ model. The πN interaction has also been taken into account. The London equation is derived which describes the spatial distribution of a magnetic field in the system. It has been shown that the pion condensate is a type-II superconductor in which the laminar structure of the mixed state is realised. The first critical penetration field H_{C1} for a laminar state is found. Since condensate momentum \vec{k} and magnetic field \vec{H} are always perpendicular, the selected direction z , perpendicular to plane (\vec{k}, \vec{H}) , arises in the interior of a star. This fact explains the pulsating nature of the radio emission of pulsars, even in the case when magnetic field is parallel to the rotation axis. It has been shown that the inclusion of a N^* resonance in the strong condensate model does not change these results.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Миздал, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 2209, 1971.
2. А. Б. Миздал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Мир, М., 1978.
3. R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Phys. Rev., D7, 953, 1973.
4. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.
5. Ю. Л. Варгянян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
6. D. Campbell, R. Dashen, J. Manassah, Phys. Rev., D12, 979, 1975.
7. J. Trümper, W. Pietsch, C. Reppin, W. Voges, R. Staubert, E. Kenztorra, Astrophys. J., 219, L105, 1978.
8. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
9. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 21, 547, 1984.
10. К. М. Шахабасян, Астрофизика, 25, 533, 1986.
11. B. J. Harrington, H. K. Shepard, Phys. Rev., D16, 3437, 1977.
12. B. J. Harrington, H. K. Shepard, Phys. Rev., D19, 1713, 1979.
13. B. B. Goodman, Phys. Rev. Lett., 6, 597, 1961.
14. А. А. Абрикосов, Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 1442, 1957.
15. Д. Н. Воскресенский, Н. Ю. Анисимов, Ж. эксперим. и теор. физ., 78, 28, 1980.
16. Д. М. Седракян, Астрофизика, 25, 323, 1986.

УДК: 52—728—337

ИМПУЛЬС ОТДАЧИ НЕЙТРОНОСОДЕРЖАЩЕГО ОБЪЕКТА
КАК СЛЕДСТВИЕ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА АНТИНЕЙТРИНО
ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ НЕЙТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. И. СТУДЕНИКИН

Поступила 19 мая 1987

Принята к печати 3 ноября 1987

Проводится детальное рассмотрение механизма возникновения движения нейтроносодержащего объекта вследствие асимметрии вылета нейтрино, образующихся в процессе бета-распада поляризованных нейтронов в магнитном поле. Получено выражение для изменения во времени импульса, уносимого нейтрино, которое позволяет проследить характер ответного движения нейтроносодержащего объекта при различных напряженностях магнитного поля. Обсуждается изменение ускорения объекта с течением времени и возможное влияние температурных эффектов.

1. *Введение.* Хорошо известна большая роль, которая отводится процессам с участием нейтрино и, в частности, так называемым урка-процессам ($n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, $e + p \rightarrow n + \nu$, $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$) в современных теориях строения и эволюции астрофизических объектов [1]. Возможное существование в окрестности астрофизических объектов сильных магнитных полей (с напряженностью порядка 10^{14} Гс [2], а по некоторым оценкам — еще более сильных полей [3]) делает актуальным рассмотрение нейтринных процессов с учетом действия сильного постоянного магнитного поля. Проведенные по этой тематике многочисленные исследования (см., например, [4—10]) показали, что наличие магнитного поля может быть важным фактором, существенно влияющим на характеристики протекания процессов (например, на интенсивность нейтринного излучения), и может приводить к новым специфическим эффектам. Так в работах [3, 8—10], посвященных изучению урка-процессов ($n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, $e + p \rightarrow n + \nu$, $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$), протекающих в присутствии магнитного поля при характерных температурах $T \geq 10^9$ К и плотностях звездного вещества $\rho \geq 10^8$ г/см³, сделан вывод, что вследствие асимметрии вылета нейтрино нейтроносодержащий объект может приобрести импульс вдоль вектора напряженности

магнитного поля H . Однако в указанных работах нет единства в определении направления движения: в [3, 10] предсказывается движение объекта против вектора H , в то время как в работах [8, 9]—по направлению вектора H .

Учитывая важность определения направления движения субъекта, в настоящей работе проводится детальное рассмотрение механизма возникновения движения и на примере расчета среднего импульса антинейтрино, рождающегося в процессе $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, обсуждается вопрос о возможном направлении движения нейтроносодержащего объекта, возникающего как отдача при излучении $\bar{\nu}$. В частности, получена формула [9], описывающая изменение во времени суммарного импульса антинейтринного излучения объекта, содержащего определенное число нейтронов с ориентированным спином в исходный момент времени. В пределе большого времени наблюдения ($t \rightarrow \infty$) предложенный подход совпадает с рассмотрением, проведенным в работе [10]. Однако на основе выполненного ниже анализа, при учете высокой температуры нейтроносодержащего объекта можно сделать вывод, что импульс отдачи объекта будет направлен по вектору H [8, 9].

2. Модель возникновения движения нейтроносодержащего объекта. Рассмотрим модель объекта, в которой распад нейтрона (с учетом действия постоянного магнитного поля) является единственным процессом, изменяющим число частиц различного типа. Пусть также реализуются такие условия, что единственной частицей, способной покинуть пределы объекта, является антинейтрино (подробнее см. в [11]). Тогда импульс объекта, полученный в результате отдачи за определенный промежуток времени, будет противоположен по направлению и равен по модулю суммарному импульсу, который унесло антинейтрино за тот же промежуток времени.

Возникновение отдачи объекта (ответного движения по направлению или против вектора H — в силу симметрии задачи в азимутальной плоскости) связано прежде всего с тем, что как дифференциальные, так и полные вероятности процесса β -распада нейтрона в присутствии магнитного поля различны для двух возможных ориентаций спина распадающегося нейтрона: $S = \pm 1$, значение $S = 1$ соответствует поляризации спина по направлению H , а $S = -1$ —против (см. результаты работ [5—7, 10]). Указанное обстоятельство может приводить к возникновению асимметрии вылета антинейтрино в случае, если объект содержит различное число нейтронов со спином, направленным по направлению H и против. Отметим, что аналогична причина возникновения асимметрии вылета антинейтрино

и при рассмотрении β -распада нейтронов без учета действия магнитного поля на величину вероятности процесса, существование которой было экспериментально доказано в опытах, проведенных группой Ву [12].

Кроме того, существенным в механизме возникновения отдачи является также отличие величин (абсолютных значений) среднего импульса, который уносят антинейтрино, возникающие при распаде нейтронов с различной ориентацией спинов.

Эти два фактора (несимметричность относительно направления магнитного поля распределения вылетающих антинейтрино при наличии преимущественной ориентации спинов распадающихся нейтронов и различие вкладов в суммарный уносимый антинейтрино импульс единичных актов распада нейтронов с противоположной ориентацией спинов) определяют величину и направление импульса отдачи объекта.

Рассмотрим более детально возникновение импульса отдачи объекта. Предположим, что в некоторый исходный момент времени ($t = 0$) объект находился в шокое, и число нейтронов с различной ориентацией спина было соответственно равно: $N_{\uparrow}(0)$ и $N_{\downarrow}(0)$. Прежде всего выясним, как в результате β -распада меняется со временем число нейтронов с определенным направлением спина. Пусть w_{\uparrow} и w_{\downarrow} есть вероятности распада нейтронов с поляризацией $S = 1$ и $S = -1$. Тогда для фиксированного момента времени скорость изменения числа поляризованных нейтронов ($N_{\uparrow}(t)$ и $N_{\downarrow}(t)$) определяется кинетическими уравнениями:

$$\frac{dN_{\uparrow}(t)}{dt} = -N_{\uparrow}(t)w_{\uparrow}, \quad \frac{dN_{\downarrow}(t)}{dt} = -N_{\downarrow}(t)w_{\downarrow}. \quad (1)$$

Отсюда следует закон изменения числа нейтронов $N_{\uparrow}(t)$ и $N_{\downarrow}(t)$ со временем:

$$N_{\uparrow}(t) = N_{\uparrow}(0)e^{-t/\tau_{\uparrow}}, \quad N_{\downarrow}(t) = N_{\downarrow}(0)e^{-t/\tau_{\downarrow}}, \quad (2)$$

где $\tau_{\uparrow} = w_{\uparrow}^{-1}$ и $\tau_{\downarrow} = w_{\downarrow}^{-1}$ — средние времена жизни поляризованных нейтронов с учетом действия магнитного поля.

Ниже при рассмотрении вопроса о величине и направлении суммарного унесенного антинейтрино импульса при различных напряженностях магнитного поля нам для большей наглядности потребуется оценить момент времени t_0 , для которого число антинейтрино, образующихся в единицу времени в результате распада нейтронов с различной поляризацией спинов, будет примерно одинаково. Очевидно в момент времени t_0 должно выполняться равенство

$$N_{\uparrow}(t_0)w_{\uparrow} = N_{\downarrow}(t_0)w_{\downarrow}. \quad (3)$$

Подставляя в (3) выражения (2) для $N_+(t)$ и $N_-(t)$ можно получить, что

$$t_0 = \frac{\tau_+ \tau_-}{\tau_+ - \tau_-} \ln \left| \frac{\tau_+ N_+(0)}{\tau_- N_-(0)} \right|. \quad (4)$$

В силу симметрии задачи относительно вращения в плоскости, перпендикулярной направлению вектора H , возникающее к моменту времени t ответное движение объекта будет происходить вдоль (по или против) вектора H и обусловлено отличием от нуля проекции на направление вектора H суммарного импульса, унесенного антинейтрино за время t . Поэтому нам необходимо также определить средний импульс, уносимый антинейтрино вдоль направления магнитного поля в результате одного акта распада поляризованного нейтрона. Обозначим через $\langle x_3 \rangle_+$ и $\langle x_3 \rangle_-$ средние значения проекций на направление H импульсов антинейтрино, появившихся соответственно в результате распада нейтронов с поляризацией $S = 1$ и $S = -1$. Если известны дифференциальная и полная вероятности β -распада поляризованного нейтрона, то средние значения могут быть вычислены по формулам

$$\langle x_3 \rangle_+ = \int x_3 dw_+ / w_+, \quad \langle x_3 \rangle_- = \int x_3 dw_- / w_-. \quad (5)$$

Теперь дадим ответ непосредственно на вопрос о том, какой суммарный импульс унесло антинейтрино при распаде поляризованных нейтронов объекта к моменту времени t . Количество распавшихся за время t нейтронов с ориентированным спином ($S = 1$ или $S = -1$) в силу соотношений (2) будет примерно равно

$$\Delta N_+ = N_+(0) (1 - e^{-t/\tau_+}), \quad \Delta N_- = N_-(0) (1 - e^{-t/\tau_-}). \quad (6)$$

Следовательно, за указанный промежуток времени антинейтрино распада унесут вдоль направления магнитного поля суммарный импульс

$$P_3 = \sum_{S=1,-1} \langle x_3 \rangle_S \Delta N_S, \quad (7)$$

а в силу закона сохранения импульса импульс отдачи объекта в момент времени t будет равен

$$P_{отд.}(t) = -P_3. \quad (8)$$

Существенным является тот факт, что импульс отдачи зависит от времени

$$P_{отд.}(t) = \langle x_3 \rangle_+ N_+(0) (e^{-t/\tau_+} - 1) + \langle x_3 \rangle_- N_-(0) (e^{-t/\tau_-} - 1). \quad (9)$$

Отметим, что подобный анализ может быть проведен для оценки импульса, который уносят антинейтрино (или нейтрино), появляющиеся в результате других урка-процессов (см. [8, 10]).

3. Импульс отдачи объекта при различных напряженностях магнитного поля. Теперь применим изложенный выше подход для определения суммарного импульса, который уносят антинейтрино, возникающие в результате процесса $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, при различных напряженностях магнитного поля. Учитывая специфику энергетического спектра электрона и протона в магнитном поле, можно выделить три характерные области напряженностей магнитного поля (см. [5, 6, 10]):

1) $H < H_{кр} = \frac{\Delta^2 - m^2}{2e} = 1.18 \cdot 10^{14}$ Гс; 2) $H_{кр} < H < H'_{кр} = \frac{(m_n - m)^2}{e} = 1.23 \cdot 10^{17}$ Гс; 3) $H > H'_{кр}$ (здесь используются следующие обозначения: m_n , m' и m — массы нейтрона, протона и электрона, $\Delta = m_n - m'$). Дифференциальные и полные вероятности β -распада поляризованного нейтрона в этих областях напряженности магнитного поля вычислялись ранее (см. [5—7, 10]).

Для вероятности распада поляризованного нейтрона при напряженности магнитного поля $H \ll H_{кр}$ (область 1) можно получить

$$w_S = w_0 \left[1 - 4.136 \frac{H}{H_{кр}} S \frac{\alpha(\alpha+1)}{1+3\alpha^2} \right], \quad S = \pm 1. \quad (10)$$

Соответствующие средние значения импульсов антинейтрино, вычисленные по формулам (5), имеют вид

$$\langle \chi_3 \rangle_S = 0.312 m S \left(1 - 0.056 \frac{H}{H_{кр}} S \right). \quad (11)$$

Будем для определенности считать, что в исходный момент времени $t = 0$ объект содержал одинаковое количество нейтронов с различной ориентацией спинов: $N_+(0) = N_-(0) = \frac{1}{2} N(0)$. (Отметим, что рассмотрение вопроса о движении объекта при другом исходном соотношении числа нейтронов с поляризацией $S=1$ и $S=-1$ не содержит принципиальных отличий). В этом случае суммарный унесенный антинейтрино импульс к моменту времени t будет равен

$$P_3 = 0.312 m \frac{N(0)}{2} \left[e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau} + 0.056 \frac{H}{H_{кр}} (-2 + e^{-t/\tau} + e^{-t/\tau}) \right]. \quad (12)$$

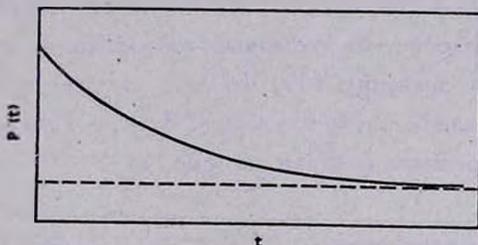
В предельном случае малых времен $t \ll \tau_i, \tau_1$, имеем:

$$P_3 \approx -0.312 m \frac{N(0)}{2} \frac{t}{\tau_0} \left(0.438 + 0.056 \frac{H}{H_{кр}} \right), \quad (13)$$

где $\tau_0 = \omega_0^{-1}$, ω_0 — вероятность распада свободного нейтрона. Отметим, что при $H \ll H_{кр}$ различие величин τ_0 , τ_i и τ_1 мало, и справедливы неравенства: $\tau_i < \tau_0 < \tau_1$. В предельном случае $t \gg \tau_1$ получаем

$$P_3 \approx -0.312 m \frac{N(0)}{2} \frac{H}{H_{кр}}. \quad (14)$$

Рис. 1. Зависимость от времени суммарного унесенного антинейтрино за время t импульса P_3 ($H < H_{кр}$). При заданной начальной поляризации нейтронов ($N_1(0) = N_1(0)$) импульс $P_3(t)$ отрицателен для любых t .



На рис. 1 приведен примерный график зависимости от времени суммарного унесенного антинейтрино импульса P_3 для случая $H < H_{кр}$.

Рассмотрим теперь вторую характерную область напряженностей магнитного поля $H_{кр} < H < H'_{кр}$. Для вероятности и среднего значения импульса, уносимого антинейтрино в одном акте распада, можно получить (см. также [5—7, 10]).

$$\omega_S = 2.07 \omega_0 \frac{H}{H_{кр}} \left[1 - 2S \frac{\alpha(\alpha-1)}{1+3\alpha^2} \right], \quad (15)$$

$$\langle x_3 \rangle_S \approx 0.42 m S (1 + 0.02S). \quad (16)$$

Определенный по формуле (7) суммарный унесенный антинейтрино за время t импульс равен

$$P_3 = 0.4175 m \frac{N(0)}{2} (0.02 + 0.98 e^{-t/\tau_i} - e^{t/\tau_1}). \quad (17)$$

Отметим, что $\tau_i = 0.43 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0$ и $\tau_1 = 0.53 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0$, т. е., как и в области $1/H < H_{кр}$, имеет место соотношение $\tau_i < \tau_1$. В предельном случае $t \gg \tau_1$:

$$P_3 \approx 0.475 \frac{N(0)}{2} \frac{t}{\tau_1} \left(-0.98 + \frac{\tau_i}{\tau_1} \right) < 0, \quad (18)$$

а при $t \gg \tau_1$ ($t \rightarrow \infty$):

$$P_3 \rightarrow 8.6 \cdot 10^{-3} m \frac{N(0)}{2} > 0. \quad (19)$$

По формуле (3) можно оценить, когда суммарный унесенный антинейтрино импульс отрицателен и достигает максимального по абсолютной величине значения:

$$t_0 \approx 0.48 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0. \quad (20)$$

Примерно начиная с этого момента времени P_3 будет возрастать, и в пределе $t \rightarrow \infty$ унесенный антинейтрино импульс стремится к положительному значению (19). Можно также оценить момент времени t_1 , когда P_3 меняет знак: $3\tau_1 < t_1 < 3.5\tau_1$. Примерный график зависимости P_3 от времени показан на рис. 2.

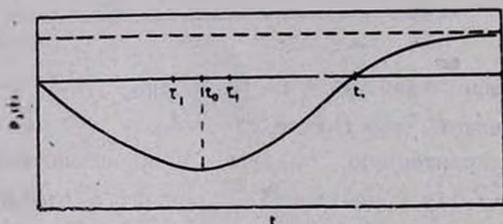


Рис. 2. Зависимость от времени суммарного унесенного антинейтрино за время t импульса P_3 ($H_{кр} < H < H'_{кр}$). Импульс $P_3(t)$ меняет знак при $t = t_1$ ($N_1(0) = N_1(0)$).

Наконец, в случае «сверхсильных» магнитных полей ($H > H'_{кр}$) можно получить (см. также [10]):

$$\omega_S = 2.07 \omega_0 \frac{H}{H_{кр}} \left[\frac{1 + 2\alpha + 5\alpha^2}{1 + 3\alpha^2} + S \frac{1 + 2\alpha - 3\alpha^2}{1 + 3\alpha^2} \right], \quad (21)$$

$$\langle \nu_3 \rangle_S \approx 0.423 m S. \quad (22)$$

При $H > H_{кр}$ так же, как и в двух рассмотренных случаях, времена жизни нейтронов со спином, направленным по вектору H , больше, чем у нейтронов со спином, ориентированным против вектора напряженности магнитного поля: $\tau_1 > \tau_1$. С помощью формул (7), (21) и (22) для суммарного унесенного импульса P_3 получаем

$$P_3 = -0.423 m \frac{N(0)}{2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_1}). \quad (23)$$

Очевидно, что при любых значениях t суммарный унесенный антинейтрино импульс отрицателен: $P_3 < 0$; при $t \ll \tau_1$ абсолютная величина P_3 воз-

растает пропорционально времени ($P_3 \sim t$), а при $t \gg \tau_1$ — экспоненциально спадает до нуля. По формуле (3) можно оценить характерное время t'_0 , когда производная dP_3/dt обращается в нуль:

$$\tau_1 < t'_0 = 0.47 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0 < \tau_1,$$

где

$$\tau_1 = 0.43 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0, \quad \tau_1 = 0.53 \frac{H_{кр}}{H} \tau_0. \tag{24}$$

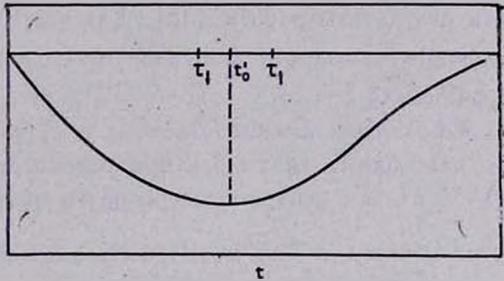


Рис. 3. Зависимость от времени суммарного унесенного антинейтрино за время t импульса P_3 ($H > H_{кр}$). Импульс $P_3(t)$ отрицателен и убывает по величине с ростом t ($N_1(0) = N_1(0)$).

График изменения функции со временем приведен на рис. 3. Обратим внимание на то, что стремление функции $P_3(t)$ при $t \rightarrow \infty$ к нулю связано с тем, что в данной области напряженностей магнитного поля выполняется равенство: $|\langle x_3 \rangle_1| = \langle x_3 \rangle_1$.

Учитывая связь (8) импульса отдачи, который приобретает нейтроно-содержащий объект, и суммарного унесенного антинейтрино импульса, проведенные рассуждения позволяют оценить характер движения объекта, возникающего за счет механизма β -распада нейтронов в присутствии магнитного поля, для различных моментов времени t .

4. **Заключение.** В рамках рассматриваемой модели (и при начальных условиях $N_1(0) = N_1(0)$) полученные законы изменения со временем суммарных импульсов, уносимых антинейтрино, в силу соотношения (8) позволяют качественно оценить характер движения нейтроносодержащего объекта, возникающего как отдача при излучении $\bar{\nu}$. В области напряженностей $H < H_{кр}$ объект будет двигаться по направлению вектора магнитного поля с убывающим по величине ускорением, и в пределе $t \gg \tau_1$ ($t \rightarrow \infty$) ускорение будет падать до нуля. В области напряженностей $H_{кр} < H < H_{кр}$ объект будет двигаться также по направлению вектора H с положительным ускорением при $t < t_0$ и отрицательным — при $t > t_0$, в мо-

мент времени t_1 произойдет изменение направления движения (в пределе $t \rightarrow \infty$ величина ускорения будет стремиться к нулю). Наконец, в области $H > H'_{кр}$ движение объекта происходит по направлению вектора H : при $t < t'_0$ — с положительным ($(aH) > 0$) ускорением, а начиная с момента времени t'_0 , ускорение будет отрицательным, в пределе $t \rightarrow \infty$ ускорение объекта обращается по величине в нуль, и при этом импульс объекта также обращается в нуль.

Отметим, что с помощью предложенного выше подхода к оценке величины и направления импульса, унесенного антинейтрино за некоторое время t , формально можно в качестве частного предельного случая получить результаты работы [10]. Для этого нужно в общих формулах, определяющих суммарный импульс, унесенный антинейтрино за время t , перейти к пределу $t \rightarrow \infty$.

Обратим внимание на то, что существенным обстоятельством, которое необходимо учитывать при рассмотрении вопроса о направлении импульса отдачи нейтроносодержащего объекта, возникающего за счет процесса $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$, может быть влияние температурных эффектов. Учет наличия высоких температур $T \gtrsim 10^9$ К (что представляет интерес с точки зрения приложений проведенного анализа механизма возникновения отдачи объекта (см. [8, 9, 11]), может приводить к тому, что благодаря тепловым флуктуациям в процессе распада исходной совокупности нейтронов ($N_+(0) = N_-(0)$) не будет возникать преимущественной ориентации спинов нейтронов, т. е. отношение числа нейтронов с различной ориентацией спинов вдоль направления магнитного поля будет неизменным: $N_+(t)/N_-(t) \approx 1$. Это фактически означает, что направление импульса отдачи объекта будет определяться из соотношения времен жизни нейтронов с различной ориентацией спинов: $\tau_+ > \tau_-$. Таким образом, в широких диапазонах напряженностей магнитного поля в рассматриваемых условиях объект приобретает в результате β -распада нейтронов импульс по направлению вектора H . Этот вывод совпадает с результатами работ [8, 9].

В заключение подчеркнем отличие проведенного исследования от ранее выполненных работ, в которых направление движения нейтроносодержащего объекта определялось либо из оценки коэффициента асимметрии вылета антинейтрино [8, 9], либо из рассмотрения возникающей ситуации в пределе большого времени наблюдения $t \rightarrow \infty$ [10]. Основным новым результатом получен на основе полного анализа механизма возникновения отдачи нейтроносодержащего объекта и состоит в том, что одновременный учет указанных в разделе 2 двух факторов, определяющих величину и направление уносимого антинейтрино за время t импульса, позволяет про-

следить изменение характера движения объекта во времени при различных внешних условиях (имеется в виду величина напряженности магнитного поля, исходное соотношение числа нейтронов со спином, поляризованным по и против направления вектора H , наличие или отсутствие высоких температур, которое может влиять на соотношение количества различно поляризованных нейтронов в данный момент времени t). Предложенный подход к описанию возникновения отдачи нейтроносодержащего объекта может быть применен и в случае, когда асимметрия нейтринного излучения связана с протеканием других урка-процессов (см., например, [8—10, 13]): $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$, $e^- + p \rightarrow n + \nu$.

Московский государственный
университет

THE OBJECT MOTION CONTAINING NEUTRONS DUE TO THE NEUTRINO DISTRIBUTION ASYMMETRY IN β -DECAY OF NEUTRONS IN THE MAGNETIC FIELD

A. I. STUDENIKIN

The astrophysical object motion containing neutrons due to the neutrino distribution asymmetry in the β -decay of polarized neutrons in magnetic field is considered in detail. An expression for the neutrino radiation momentum as a function of time is obtained which makes it possible to investigate the main features of the recoil motion of the object in presence of magnetic fields of various strengths. The time dependence of the acceleration of the object and the influence of temperature effects are also discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, С. И. Блинников, Н. И. Шакура, Физические основы строения и эволюции звезд, Изд. МГУ, М., 1981, стр. 159.
2. В. М. Липунов, Астрон. ж., 59, 888, 1981.
3. Н. Н. Чугай, Письма в Астрон. ж., 10, № 3, 210, 1984.
4. В. П. Цветков, Астрофизика, 20, 359, 1984.
5. Л. И. Коровина, Изв. вузов, Физика, № 6, 86, 1964.
6. И. М. Тернов, Б. А. Лысов, Л. И. Коровина, Вестн. МГУ, Физ. Астрон., № 5, 58, 1965.
7. И. М. Тернов, В. Н. Родионов, В. Г. Жулего, А. И. Студеникин, Ядер. физ., 28, 1454, 1978.
8. О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов, И. М. Тернов, Письма в Астрон. ж., 11, № 4, 302, 1985.
9. О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов, И. М. Тернов, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 42, вып. 5, 222, 1985.
10. В. М. Захарцов, Ю. М. Лоскутов, Вестн. МГУ, Физ. Астрон., 26, № 2, 24, 1985.
11. В. С. Ишменник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, Астрон. ж., 43, 1215, 1966.
12. S. W. Wu et al., Phys. Rev., 105, № 4, 1413, 1957.
13. М. А. Иванов, Г. А. Шульман, Астрон. ж., 57, 537, 1980.

УДК: 524.57

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ НЕСФЕРИЧЕСКИХ
МЕЖЗВЕЗДНЫХ ПЫЛИНОК

В. Б. ИЛЬИН

Поступила 11 августа 1987

Принята к печати 20 сентября 1987

Равновесный электрический потенциал графитовых и силикатных сфер и бесконечных цилиндров рассчитан для условий, характерных для диффузных облаков, межоблачной среды и областей H II вокруг горячих звезд. Учитывались столкновения пылевой частицы с электронами и ионами и фотовольканная эмиссия. Кратко обсуждается зависимость потенциала от параметров пылинки (формы, размера, химического состава и скорости), а также параметров газа. Найдено, что потенциал несферических пылинок может существенно отличаться от потенциала сферических только в диффузных облаках (однако их отношение обычно меньше 10).

1. *Введение.* Заряд пылинок играет важную роль при рассмотрении движения пыли в ионизованном газе, механизмов роста и разрушения пылинок, основанных на столкновениях их друг с другом и с частицами газа, и во многих других задачах физики межзвездной среды (см., например, [1]).

Впервые величину заряда пылинки в межзвездной среде (МС) рассчитал Спитцер [2, 3]. Он учитывал столкновения пылевой частицы с ионами и электронами и весьма приближенно эмиссию фотовольканов. Появление в начале 70-х годов экспериментальных данных [4] позволило уверенно учесть фотоволькан и оценить заряд пылинок, находящихся в областях H II, межзвездных облаках и т. д. (см. обзоры [1, 5]). Эти оценки в дальнейшем лишь уточнялись. Так, например, было найдено, что в плотных межзвездных облаках, где заряд пылинок в среднем не превосходит заряда электрона, должно иметь место некоторое распределение пылинок по зарядам [6]. Было показано, что движение пылинок со скоростями большими, чем тепловая, несколько изменит величину заряда [7]. Было рассмотрено влияние на заряд пылинок шероховатости их поверхности [8]. Отмечалось, что выход фотоволькана у пылинок малых размеров (≤ 0.01 мкм), возможно, несколько отличается от полученного в экспериментах [9]. Обсуждение перечисленных и нескольких еще более тонких эффектов можно найти в работе [10].

Следует подчеркнуть, что во всех работах по расчету заряда пылевых частиц считалось, что пылинки являются шарами. Однако уже сам факт существования межзвездной поляризации свидетельствует о присутствии в МС несферических частиц. Поэтому представляется весьма интересным оценить влияние формы пылинок на величину их заряда.

В настоящей работе сравниваются потенциалы цилиндрических (сильно вытянутых) и сферических частиц, движущихся в плазме с параметрами, характерными для диффузных межзвездных облаков, межоблачной среды или областей Н II, сформировавшихся вокруг ОВ-звезд. Определены условия, при которых потенциалы существенно различных по форме частиц оказываются близкими, т. е. когда можно считать, что потенциалы реальных межзвездных пылинок не зависят от их формы.

2. Основные соотношения. Стационарный потенциал пылевой частицы определялся из равенства нулю суммы потоков заряда на единицу площади поверхности. Учитывались столкновения ионов и электронов с пылинкой и сток заряда при фотоэлектронной эмиссии

$$J_{\text{coll}, i} + J_{\text{coll}, e} + J_{\text{ph}} = 0. \quad (1)$$

Другие механизмы изменения заряда — автоэлектронная эмиссия, термоэлектронная эмиссия и т. д. (см., например, [5]) не играют существенной роли в рассматриваемых нами областях МС. Поскольку нас интересует лишь оценка степени различия потенциала сферических и несферических пылинок, то не учитывались и все тонкие эффекты, отчасти упомянутые во введении*. Наконец, отметим, что в диффузных облаках, межоблачной среде и областях Н II время установления равновесного потенциала не превышает $\sim 10^7$ с.

1) Столкновения пылинок с частицами газа трактовались, как обычно для межзвездных пылинок, в приближении большой по сравнению с размером пылинки плазменной оболочки (sheath). В этом случае для цилиндра радиуса r (много меньшего его длины), движущегося со скоростью v_{gr} перпендикулярно своей оси, поток заряда на единицу площади поверхности вследствие столкновений с частицами газа массой m и зарядом Ze равен [11]

$$J_{\text{coll}}^c = 2nZe\gamma \int_{a_1}^{\infty} u \sqrt{u^2 - \frac{2ZeU}{m}} f(u, v_{gr}) du, \quad (2)$$

где

* В этом случае, очевидно, трансцендентное уравнение (1) имеет единственное решение, т. е. положительные функции — $J_{\text{coll}, e}$, $J_{\text{coll}, i}$ и J_{ph} являются монотонно убывающими.

$$f(u, v_{gr}) = \frac{m}{2kT\pi^2} \int_0^\pi \exp \left[-\frac{m}{2kT} (u^2 + v_{gr}^2 - 2uv_{gr} \cos \theta) \right] d\theta, \quad (3)$$

$$u_1 = \begin{cases} 0 & \text{при } ZU \leq 0, \\ \sqrt{\frac{2ZeU}{m}} & \text{при } ZU > 0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь U — потенциал на поверхности цилиндра, n и T — концентрация и температура газа, γ — вероятность прилипания частиц газа к пылинке, $f(u, v_{gr})$ — распределение частиц газа по скоростям с учетом движения пылинки относительно газа. Если ввести безразмерные переменные: $x = u\sqrt{m/2kT}$, $x_0 = v_{gr}\sqrt{m/2kT}$ и $y = ZeU/kT$, то формулы (2) — (4) приобретают следующий вид:

$$J_{\text{coll}}^c = J_{\text{coll}}^0 \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-x_0^2} \int_{x_1}^{\infty} x \sqrt{x^2 - y} e^{-x^2} I_0(2xx_0) dx, \quad (5)$$

$$x_1 = \begin{cases} 0 & \text{при } y \leq 0, \\ \sqrt{y} & \text{при } y > 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $J_{\text{coll}}^0 = nZe\gamma\sqrt{kT/2\pi m}$ — поток на единицу площади поверхности пылинки при отсутствии заряда, $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя.

Для неподвижной пылевой частицы ($v_{gr} = 0$) формулы (5), (6) заметно упрощаются

$$J_{\text{coll}}^c = \begin{cases} J_{\text{coll}}^0 \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-y} + e^{-y} \operatorname{erfc}(\sqrt{-y}) \right] & \text{при } y \leq 0, \\ J_{\text{coll}}^0 e^{-y} & \text{при } y > 0. \end{cases} \quad (7)$$

При этом выражение (7) для $y < -2$ может быть аппроксимировано с точностью $\leq 1\%$ выражением $J_{\text{coll}}^0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1-y}$.

Если пылинки движутся со скоростью $v_{gr} \gg \sqrt{2kT/m}$, то формулы (5), (6) могут быть преобразованы к виду, аналогичному тому, в котором были получены соответствующие выражения для сферических пылинок [7]

$$J_{\text{coll}}^c \approx J_{\text{coll}}^0 \frac{2x_0}{\sqrt{\pi}} \left[1 + \left(\frac{3}{16} - \frac{y}{2} \right) x_0^{-2} \right]. \quad (8)$$

Поток заряда на единицу площади поверхности для движущихся сферических пылинок рассчитывался по известным формулам из работ [7] и [12].

Вероятность прилипания частиц газа к поверхности пылинки γ в рассмотренных областях МС для ионов близка к 1, а для электронов составляет $\sim 0.3 \div 1$ [13].

2) Поток заряда с единицы площади поверхности пылинки из-за вылета фотоэлектронов принимался равным [14]

$$J_{ph} = -e \frac{G}{S} \int_{\varepsilon_{th} + E_{min}}^{\varepsilon_{max}} \bar{Q}_{abs}(\varepsilon, r) \cdot H(\varepsilon) \cdot Y(\varepsilon) \int_{E_{min}}^{E_{max}} f(E, \varepsilon) dE d\varepsilon, \quad (9)$$

где G и S — геометрическое сечение и площадь поверхности пылинки, $\bar{Q}_{abs}(\varepsilon, r)$ — усредненный фактор эффективности поглощения излучения пылинкой, $H(\varepsilon)$ — распределение фотонов по энергиям, верхний предел в областях НI $\varepsilon_{max} = 13.6$ эВ, в областях НII $\varepsilon_{max} = \infty$, ε_{th} — порог фотоэффекта, $Y(\varepsilon)$ — выход фотоэффекта, $f(E, \varepsilon)$ — распределение вылетающих фотоэлектронов по энергиям E , причем $E_{max} = \varepsilon - \varepsilon_{th}$, $E_{min} = 0$ при $U \leq 0$ и $E_{min} = eU$ при $U > 0$.

Отношение G/S равно $1/4$ для сферических частиц и $1/\pi$ для цилиндрических. Факторы эффективности Q_{abs} были рассчитаны на основе точного решения задачи о рассеянии света бесконечным цилиндром. Методика расчета факторов была аналогична использованной в работе [15]. Показатели преломления для графита были взяты из [16], для силиката — из [17] (рассматривался, так называемый, „астрономический силикат“). Отметим, что факторы Q_{abs} зависят от значения показателя преломления вещества на данной длине волны m_λ , безразмерной величины $x = 2\pi r/\lambda$ и угла между осью цилиндра и направлением падающего излучения — $(\pi/2 - \alpha)$. При рассмотрении областей НI факторы усреднялись по всем направлениям падающего (изотропного) излучения

$$\bar{Q}_{abs}(\varepsilon, r) = \int_0^{\pi/2} Q_{abs}(m_\lambda, x, \alpha) \sin \alpha d\alpha.$$

Для областей НII рассматривались два вида динамической ориентации пылинок: пылинки вращаются в плоскости, перпендикулярной направлению на звезду и параллельной этому направлению. В первом случае, очевидно, $\bar{Q}_{abs}(\varepsilon, r) = Q_{abs}(m_\lambda, x, 0)$, во втором —

$$\bar{Q}_{ab.}(\varepsilon, r) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} Q_{ab.}(m, x, a) dx.$$

Поток фотонов в областях II брался равным $\pi F(\varepsilon)$, где $F(\varepsilon) = 1.658 \cdot 10^6 \varepsilon - 2.152 \cdot 10^5 \varepsilon^2 + 6.919 \cdot 10^3 \varepsilon^3$ — предложенная Дрейном [18] аппроксимация полиномом 3 степени энергетического спектра галактического поля излучения. В областях III поток излучения рассчитывался по формуле $H(h\nu) = (R^2/R_*^2) \pi B_*(T_*/h^2\nu)$, где R_* и T_* — радиус и температура возбуждающей звезды, R — расстояние от звезды до пылинки, $B_*(T)$ — функция Планка. Выход фотовольтаического эффекта оценивался по формулам из статьи [14], аппроксимирующим лабораторные данные [4],

$$Y(\varepsilon) = \begin{cases} Y_0(1 - B/12.5) \cdot 10^{0.6(\varepsilon - 12.5)} & \text{при } \varepsilon < 12.5, \\ Y_0(1 - B/\varepsilon) & \text{при } 12.5 \leq \varepsilon < 20, \\ Y_0(1 - B/20) \sqrt{20/\varepsilon} & \text{при } 20 \leq \varepsilon, \end{cases} \quad (10)$$

где ε выражено в эВ. Для графитовых пылинок принималось $Y_0 = 0.05$ и $B = 7$ эВ, для силикатных — $Y_0 = 0.5$ и $B = 8$ эВ [14].

Распределение вылетающих электронов по энергиям было взято в следующем виде [13]:

$$f(E, \varepsilon) = (E/E_0^2) \exp(-E/E_0). \quad (11)$$

При этом считалось, что $E_0 = 2.5$ эВ для графита и $E_0 = 1.5$ эВ для силикатов [14].

Отметим, что не только параметры фотовольтаического эффекта Y_0 , B и E_0 близки для силикатов и льда, как отмечалось, например, в [14], но и остальные параметры задачи ($Q_{ab.}$, γ и т. д.) также различаются незначительно. Поэтому все результаты, приводимые в дальнейшем для силикатных пылинок, можно считать справедливыми и для ледяных или силикатных частиц с ледяной оболочкой.

3. Результаты расчетов. Расчеты потенциала были проведены для сферических и цилиндрических графитовых и силикатных пылинок с радиусами r от 0.001 до 1 мкм, находящихся в плазме с параметрами, характерными для диффузных межзвездных облаков, межоблачной среды и областей II (см. табл. 1).

Расчеты выполнялись для двух значений $\gamma_e = 1$ и 0.3. Уменьшение γ_e в ~ 3 раза при $U \geq 0$ (и, следовательно, $J_{coll, e} \gg J_{coll, d}$) примерно эквивалентно уменьшению n_e в ~ 3 раза (или уменьшению поглощения в области $\lambda \sim 1200$ А на ~ 1 зв. вел. или увеличению выхода фотовольтаического эффекта в ~ 3 раза и т. д.).

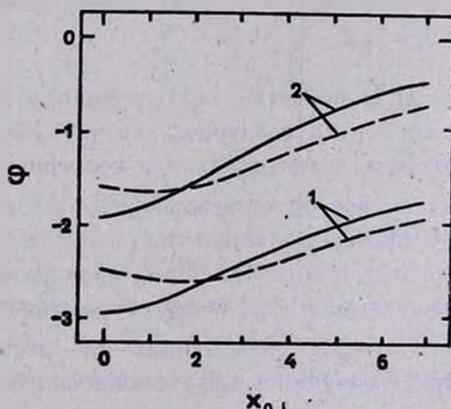
1) Прежде, чем перейти к обсуждению результатов расчетов, отметим важный частный случай, когда фотоэлектронной эмиссией можно пренебречь по сравнению с потоками заряженных частиц (области плотных облаков, экранированные от УФ-излучения, или корональный газ, такой,

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ КОМПОНЕНТОВ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Компонент МС	T, k	$n_e, \text{см}^{-3}$
Диффузные облака нейтрального водорода [12]	40—150	0.003—0.05
Межоблачная среда [20]	6000—10000	0.003—0.03
Области HII [21]	6000—10000	$1-10^3$

что потенциал пылинок еще не настолько велик, чтобы происходила автоэлектронная эмиссия). Зависимость безразмерного потенциала $\varphi = eU/kT$ от формы и безразмерной скорости пылинок $x_{0,i} = v_{gr}/v_{T,i} \sqrt{m_i/2kT}$ приведена на рис. 1. Предельные значения φ при $x_{0,i} \rightarrow \infty$ можно получить из соотношения (8): для цилиндрических пылинок $\varphi_{\infty} = -\frac{3}{8} \times (1 - \beta)/(1 + \beta)$, где $\beta = m_e \gamma_i / m_i \gamma_e$ (для сферических -- $\varphi_{\infty} = -\frac{1}{2} \times (1 - \beta)/(1 + \beta)$) [7].

Рис. 1. Зависимость безразмерного потенциала $\varphi = eU/kT$ от безразмерной скорости пылинок $x_{0,i} = v_{gr}/v_{T,i}$ для цилиндрических (сплошные линии) и сферических (пунктир) пылинок. Вероятность прилипания электронов: 1 — $\gamma_e = 1$, 2 — $\gamma_e = 0.3$.



2) В межоблачной среде потенциалы сферических и несферических пылинок отличаются слабо. На рис. 2 показан ход потенциала U от радиуса r для неподвижных графитовых и силикатных пылинок (следует помнить, что при отношении длины к радиусу $e = l/r \sim 2 \div 4$ цилиндры,

имеющие тот же объем (или площадь поверхности), что и сфера, будут иметь радиус в ~ 1.5 — 2 раза меньше). Аналогичный характер имеет зависимость $U(r)$ и при других значениях n_e и T . Если пылинка движется, то при $v_{gr} \lesssim 100$ км/с потенциал графитовых пылинок может измениться на $\lesssim 6\%$, силикатных — $\lesssim 1\%$. При увеличении v_{gr} до 1000 км/с потенциал графитовых пылинок возрастает в 3—10 раз, силикатных — в 1.5—2 раза. При этом с ростом v_{gr} потенциал все меньше зависит от формы пылинки.

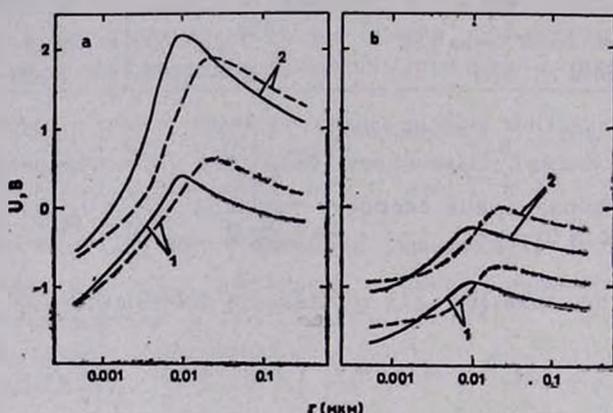


Рис. 2. Зависимость потенциала U от радиуса r неподвижных цилиндрических (сплошные линии) и сферических (пунктир) пылинок в межоблачной среде с $n_e = 0.01$ см $^{-3}$ и $T = 7000$ К. а — силикатные пылинки; б — графитовые пылинки; 1 — $\gamma_e = 1$; 2 — $\gamma_e = 0.3$.

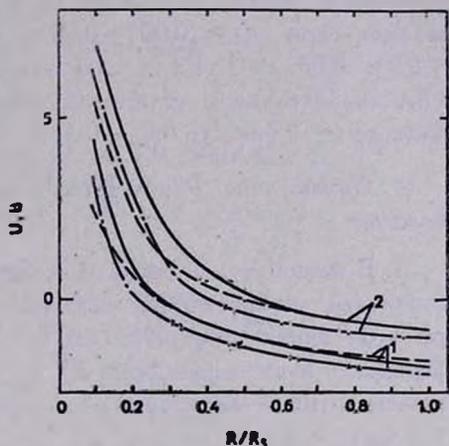
3) В областях Н II потенциал пылевых частиц также слабо зависит от их формы, исключая, конечно, область, где потенциал близок к нулю. Потенциалы сферических и несферических графитовых пылинок на разных расстояниях от возбуждающей звезды типа O5 ($R_* = 38.7 R_\odot$ и $T = 40\,000$ К) приведены на рис. 3 (аналогичный вид имеет рисунок для силикатных пылинок). При вариациях n_e , T и т. д. результаты меняются незначительно (см. также обсуждение в [22]).

На малых расстояниях от звезды ($R \lesssim 0.1 R_S$, R_S — радиус зоны Стремгrena) потенциал составляет несколько вольт и слабо зависит от радиуса частиц r и скорости их движения при $v_{gr} \lesssim 50$ км/с (однако при $v_{gr} \gtrsim 100$ км/с он возрастает в 1.5—2 раза).

В области изменения знака заряда пылинок ($0.3 R_S \lesssim R \lesssim 0.8 R_S$) потенциал пылевых частиц сильно зависит от их размера, скорости (даже при $v_{gr} \lesssim 50$ км/с) и т. д., но в среднем он мал по величине.

В периферийных частях областей Н II заряд пылинок обычно отрицателен и слабо зависит от параметров задачи (см. также обсуждение рис. 1).

Рис. 3. Зависимость потенциала U от расстояния (в долях радиуса Стремгера) до освещающей звезды R/R_S для цилиндрических (динамически ориентированных в плоскости, перпендикулярной (сплошные линии) и параллельной (штрих-пунктир) направлению на звезду) и сферических (пунктир) графитовых пылинок при $n_e = 10^2 \text{ см}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ К}$, $r = 0.1 \text{ мкм}$. 1 — $\gamma_e = 1$; 2 — $\gamma_e = 0.3$.



4) Диффузные межзвездные облака, по-видимому, единственные объекты, в которых форма пылинок может значительно влиять на их потенциалы. На рис. 4 нанесен ход потенциала графитовых и силикатных

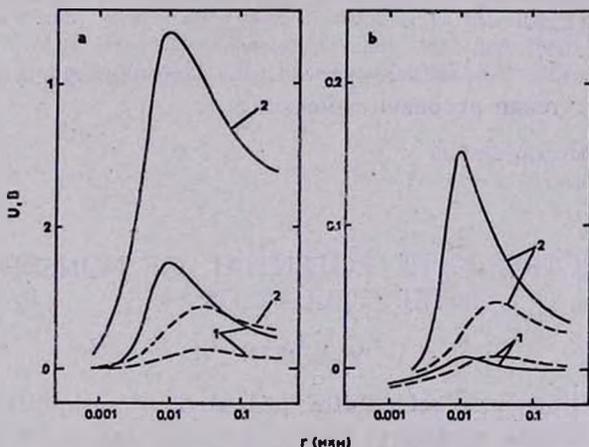


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для диффузного межзвездного облака с $n_e = 0.01 \text{ см}^{-3}$ и $T = 80 \text{ К}$.

пылинок различных размеров. Потенциал слабо зависит от скорости пылинок при $v_{gr} \lesssim 10 \text{ км/с}$ (при $v_{gr} \gtrsim 100 \text{ км/с}$ он возрастает до 1—2 В для графитовых частиц и 3—4 В для силикатных, причем зависимость от формы частиц ослабевает). При изменении температуры газа от 40 до 120 К

потенциал сферических пылинок изменяется в 1.5 раза, цилиндрических — остается примерно постоянным. Зависимость U от n_e обсуждалась в [23]. Подчеркнем, что максимальное различие потенциалов сферических и несферических частиц (примерно на порядок!) имеет место для графитовых пылинок при $n_e \approx 0.001-0.003 \text{ см}^{-3}$, для силикатных — при $n_e \approx 0.01-0.03 \text{ см}^{-3}$. (Для силикатных пылинок, однако, различие будет менее значительным, если, следуя работе [24], увеличить выход фотоэффекта до ~ 1 (вместо 0.01—0.1)).

4. *Заключение.* Результаты работы можно резюмировать следующим образом:

1. В межоблачной среде и областях H II в большинстве случаев можно считать, что потенциал пылинок слабо зависит от их формы. (Однако при этом заряд несферических пылинок будет больше. Например, заряд сфероида с отношением осей 2:1 в ~ 3 раза превосходит заряд шара, имеющего тот же потенциал на поверхности).

2. В диффузных межзвездных облаках потенциал несферических пылинок, как правило, отличается от потенциала сферических, но не более, чем на порядок. Поэтому в тех случаях, когда несобходимо достаточно точно знать заряд несферических пылевых частиц в таких облаках, для его оценки следует использовать трудоемкую методику, основанную на методе Монте-Карло [25].

Автор выражает благодарность Н. В. Вошинникову и рецензенту за сделанные при чтении рукописи замечания.

Ленинградский государственный
университет

THE ELECTROSTATIC POTENTIAL OF NONSPHERICAL INTERSTELLAR GRAINS

V. B. IL'IN

The equilibrium electrostatic potential of graphite and silicate spheres and infinite cylinders have been calculated for physical conditions in diffuse clouds, intercloud medium and H II regions around hot stars. Collisions of grain with electrons and ions and photoelectric emission were considered. Dependence of the potential on grain parameters (shape, size, chemical composition and velocity) as well as gas parameters was briefly discussed. It was found that nonspherical grain potential can substantially differ from the spherical grain only in diffuse clouds (but their ratio is usually less than 10).

ЛИТЕРАТУРА

1. J.-P. J. Lafon, P. L. Lamy, J. Millet, *Astron. and Astrophys.*, 95, 295, 1981.
2. L. Spitzer, *Astrophys. J.*, 93, 369, 1941.
3. L. Spitzer, *Astrophys. J.*, 107, 6, 1948.
4. B. Feuerbacher, B. Fitton, *J. Appl. Phys.*, 43, 1563, 1972.
5. E. C. Whipple, *Rep. Prog. Phys.*, 44, 1197, 1981.
6. S. Simons, *Astrophys. and Space Sci.*, 41, 423, 1976.
7. M. Shull, *Astrophys. J.*, 226, 858, 1978.
8. J.-P. J. Lafon, J. Millet, *Astron. and Astrophys.*, 134, 296, 1984.
9. W. D. Watson, *J. Opt. Soc. Amer.*, 63, 164, 1973.
10. Н. В. Воишинников, *Итоги науки и техн., ВИНТИ, Исслед. космич. простр.*, 25, 98, 1986.
11. H. Mott-Smith, I. Langmuir, *Phys. Rev.*, 28, 727, 1926.
12. H.-P. Gail, E. Sedlmayr, *Astron. and Astrophys.*, 76, 158, 1979.
13. J. Leikens, O. Havnes, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 263, 1984.
14. T. Mukat, *Astron. and Astrophys.*, 91, 1, 1981.
15. Н. В. Воишинников, В. Б. Ильин, *Опт. спектроск.*, 55, 517, 1983.
16. E. A. Taft, H. R. Phillipp, *Phys. Rev.*, 133A, 197, 1965.
17. B. T. Draine, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 587, 1985.
18. B. T. Draine, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 595, 1978.
19. B. E. Turner, *IAU Symp. No. 84*, 1979, p. 257.
20. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
21. Д. Клейтон, в кн. «Протогзвезды и планеты», т. 1, Мир, М., 1982, стр. 18.
22. A. F. M. Moorwood, B. Feuerbacher, *Astrophys. and Space Sci.*, 34, 137, 1975.
23. B. Feuerbacher, M. Willis, B. Fitton, *Astrophys. J.*, 181, 101, 1973.
24. H.-P. Gail, E. Sedlmayr, *Astron. and Astrophys.*, 86, 380, 1980.
25. M. T. Ahmadlan, T. P. Armstrong, *Astrophys. and Space Sci.*, 102, 179, 1984.

УДК: 52—726—735

РАВНОВЕСНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОЙ ПЛАЗМЫ

Е. С. ШИХОВЦЕВА

Поступила 14 октября 1986

Принята к печати 20 октября 1987

В зависимости от соотношений между плотностью и температурой оптически толстой полностью ионизированной нерелятивистской плазмы рассмотрены различные режимы равновесного излучения. Приводятся спектры излучения и светимости плазмы в широкой области плотностей и температур нерелятивистской горячей плазмы. Рассмотрена возможность установления частотного равновесия фотонов в плазме малой плотности не в процессе комптоновского рассеяния, а в фотон-фотонном взаимодействии.

В настоящее время обнаружено большое количество астрофизических рентгеновских источников большой светимости ($L_x \sim 10^{43} - 10^{48}$ эрг/с в диапазоне энергий излучаемых фотонов $0.5 \text{ кэВ} < h\nu < 4.5 \text{ кэВ}$). Для таких источников предлагаются модели с оптически толстой по рассеянию излучающей областью. Температура T источников предполагается соответствующей температуре полностью ионизированной нерелятивистской плазмы.

Процессы, происходящие с фотонами в плазме, можно условно разделить на два типа: взаимодействия, не меняющие числа фотонов, а изменяющие частоту и направление движения фотона (рассеяния), и процессы излучения и поглощения фотонов. Взаимодействия рассеяния и излучения фотонов в плазме характеризуются соответствующими длинами рассеяния и излучения. Для вычисления спектра излучения и светимости плазмы реально необходимо учитывать только излучение, обусловленное взаимодействием с минимальной длиной излучения, и рассеяние с минимальной длиной рассеяния.

В широкой области параметров нерелятивистской полностью ионизированной плазмы основным процессом рассеяния фотонов является комптоновское рассеяние на электронах плазмы [1] с длиной рассеяния $l_s = 1/n_e \sigma_T$ (n_e — концентрация электронов, σ_T — сечение томсоговского рассеяния). В этом случае условие оптической толщины плазмы

$\tau_2 = n_e \tau_T R \gg 1$, где R — размер излучающей области. Если условия в плазме таковы, что фотон с момента испускания до поглощения успевает многократно рассеяться, то его энергия существенно изменится, несмотря на то, что при однократном рассеянии изменение энергии фотона мало. Изменение энергии фотона, называемое комптонизацией, характеризуется длиной комптонизации $l_c = l_s/4\theta$, $\theta = kT/mc^2$ [1, 2]. Здесь m — масса электрона, T — температура плазмы, k — постоянная Больцмана.

Для достаточно малых плотностей

$$n_e < 10^{26} \theta^3 \text{ см}^{-3}, \quad (1)$$

как будет показано, рассеяние фотона на фотоне (обозначим длину этого взаимодействия $l_{\gamma\gamma}$) оказывается более вероятным процессом, чем комптоновское рассеяние.

В отсутствие магнитного поля излучение нерелятивистской полностью ионизированной плазмы обусловлено тормозным взаимодействием [1] при

$$n_e > 10^{30} \theta^{11/2} \text{ см}^{-3} \quad (2)$$

и двойным комптоновским взаимодействием ($e + \gamma \rightarrow e + \gamma_1 + \gamma_2$) в случае выполнения обратного неравенства [3]. Обозначим длины этих процессов соответственно через l_a и l_{dc} .

В зависимости от соотношений между l_s , l_c , $l_{\gamma\gamma}$, l_a и l_{dc} возможны следующие режимы излучения:

1) $l_s \gg l_a$, плазма излучает как абсолютно черное тело;
 2) $l_s \ll l_a \ll l_c$, основным процессом излучения плазмы является тормозное взаимодействие; излученные фотоны успевают многократно рассеяться на электронах до выхода из плазмы ($l_s \ll l_a$), спектр фотонов на границе излучающей среды и светимость источника оказываются отличными от спектра и светимости абсолютно черного тела; благодаря выполнению условия $l_a \ll l_c$ процесс комптонизации можно не учитывать;

3) $l_s \ll l_c \ll l_a$, излучение также обусловлено тормозным взаимодействием, но комптонизация существенна;

4) $l_c \ll l_{dc} \ll l_a$, основным процессом излучения является двойное комптоновское взаимодействие, изменение энергии фотонов происходит благодаря комптонизации;

5) $l_{\gamma\gamma} \ll l_c \ll l_{dc} \ll l_a$, излучение фотонов происходит в процессе двойного комптоновского взаимодействия ($l_{dc} \ll l_a$), а перераспределение энергии фотонов — в процессе рассеяния фотона на фотоне; неравенство $l_c \ll l_{dc}$ (как и неравенство $l_s \ll l_c$) выполняется во всей

области температур $10^5 \text{ К} < T < 10^9 \text{ К}$ нерелятивистской горячей плазмы.

Области 1—5 в координатах n_e, T показаны на рис. 1.

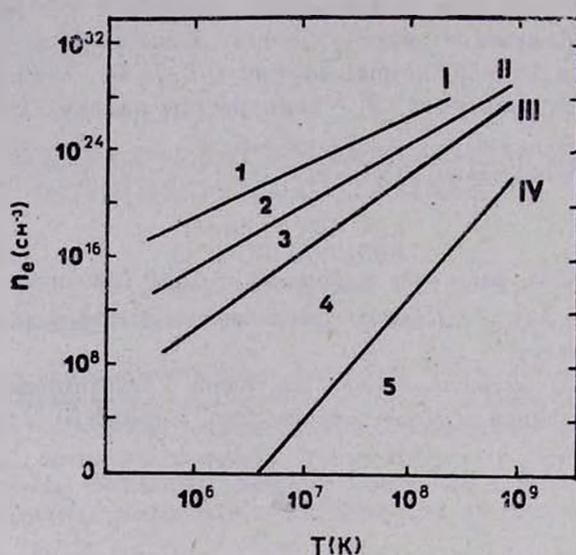


Рис. 1. 1 — область (n_e, T) , где плазма излучает как абсолютно черное тело; 2 — излучение обусловлено свободно-свободными переходами без комптонизации; 3 — область тормозного излучения с последующей его комптонизацией; 4 — плазма излучает благодаря двойному комптоновскому взаимодействию, комптонизация существенна; 5 — область излучения в процессе двойного комптоновского взаимодействия с изменением частоты фотонов в фотон-фотонных столкновениях. Границы областей 1—5 определяются следующими равенствами: I — $l_s = l_a$, II — $l_c = l_a$, III — $l_a = l_{dc}$, IV — $l_s = l_{TT}$.

Режимы теплового излучения рассматривались в работах [4—16] (см., например, обзоры [6, 8, 9]). Излучение, обусловленное двойным комптоновским взаимодействием в режиме 4, рассмотрено в работе [17].

Остановимся теперь более подробно на описании излучения плазмы (n_e, T) , принадлежащими каждой из областей 1—5. Плотность электронов и температура плазмы предполагаются распределениями по глубине равномерно.

В предельном случае $l_s \gg l_a$ (больших плотностей

$$n_e > 6 \cdot 10^{31} \theta^{7/2} \text{ см}^{-3} \quad (3)$$

излучающей плазмы) решение кинетического уравнения для чисел заполнения фотонов $\Gamma(\mu, x, z)$ на глубине z дает очевидный результат (см., на-

пример, [15]): спектр фотонов на границе плазмы $z = 0$ описывается формулой Планка с некоторой малой поправкой:

$$\Gamma, (\mu, x, z = 0) = \frac{1}{e^x - 1} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{n_e \sigma_T}{n_e \sigma_T + B(x) - A(x)} \left(1 - \mu \ln \frac{1 + \mu}{\mu} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь $A(x)$ и $B(x)$ соответственно вероятности излучения и поглощения фотона при свободно-свободных переходах, связанные соотношением $A(x) = B(x) e^{-x}$, $x = \hbar\omega/kT$, μ — косинус угла между волновым вектором фотона и направлением внешней нормали к поверхности плазмы. Если рассмотреть водородную плазму, то в интервале температур $10^5 \text{ K} < T < 10^{10} \text{ K}$ коэффициент поглощения фотонов имеет вид [18, 19]:

$$B(x) = 5.05 \cdot 10^{10} \frac{n_e^2}{\omega^3 T^{1.2}} e^{x/2} K_0 \left(\frac{x}{2} \right) \text{ см}^{-1}.$$

Светимость плазмы, в которой выполнено условие $l_e \gg l_a$, естественно, определяется формулой для светимости абсолютно черного тела: $I_1 = \sigma T^4$ (σ — постоянная Стефана-Больцмана).

Для чисел заполнения фотонов в режимах излучения 2 и 3 справедливо следующее уравнение:

$$-\Delta \Gamma(x, z) = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial \Gamma(x, z)}{\partial x} + \Gamma(x, z) \right) \right] + \frac{B(x) e^{-x}}{\theta n_e \sigma_T} (1 - (e^x - 1) \Gamma(x, z)). \quad (5)$$

Здесь Δ — оператор Лапласа и длина z измеряется в единицах $1/\sqrt{3\theta n_e \sigma_T}$.

Это уравнение получено с помощью стандартных преобразований в диффузионном приближении из общего кинетического уравнения, описывающего излучение оптически толстой плазмы с испусканием и поглощением фотонов в свободно-свободных переходах. В уравнении (5) индуцированные процессы не учитываются. Действительно, спектр фотонов формируется около границы плазмы на глубинах $z \sim \sqrt{l_e l_c}$ в процессе комптоновского рассеяния, числа заполнения около границы среды малы (следствие асимптотического поведения чисел заполнения в проблеме Милна), поэтому в рассматриваемой задаче индуцированными процессами можно пренебречь.

Уравнение (5) справедливо для глубин $z \geq l_a$ при произвольном соотношении между длинами поглощения l_a и комптонизации l_c . Спектр фотонов может быть найден в перекрывающихся областях по переменной z .

Для случая $l_c \ll l_a \ll l_c$, учитывая, что на границе плазмы числа заполнения фотонов можно представить в виде произведения некоторой функции $F(x)$, зависящей только от частоты фотона, на функцию $u(\mu)$, выражающую угловое распределение чисел заполнения:

$$\Gamma(\mu, x, z=0) = F(x) u(\mu), \quad (6)$$

ошибкой решения уравнения (5), применимого в области $z \geq l_a$, с выражением:

$$\Gamma(\mu, x, z) = \frac{1}{2} \theta^{-1/2} z F(x), \quad (7)$$

применимым в области $l_c \ll z \ll \sqrt{l_a l_c}$, для полубесконечной излучающей среды находим спектр излучения на границе плазмы в виде [15]:

$$\Gamma_2(\mu, x, z=0) = 2 \left(\frac{B(x) e^{-x}}{n_e \sigma_T (e^x - 1)} \right)^{1/2} u(\mu), \quad (8)$$

$$u(\mu) = \frac{\sqrt{3}}{2} (1 + \mu) \exp \left\{ \frac{i}{2\pi} \int_0^1 \frac{d\eta}{\mu + \eta} \ln \left[\frac{1 - \frac{\eta}{2} \left(\ln \frac{1+\eta}{1-\eta} + i\pi \right)}{1 - \frac{\eta}{2} \left(\ln \frac{1+\eta}{1-\eta} - i\pi \right)} \right] \right\}. \quad (9)$$

Линейный рост по z чисел заполнения фотонов в (7) следует из асимптотического поведения функции $\Gamma(\mu, x, z)$ для проблемы Милна (см., например, [20, 21]).

Аналогично можно определить числа заполнения фотонов на поверхности ограниченной среды (плоский слой толщины $l \gg \sqrt{l_a l_c}$ и сфера радиуса $\rho \gg \sqrt{l_a l_c}$) в случае $l_a \ll l_c$. Для плоского слоя получаем:

$$\Gamma_{2l}(\mu, x, l) = 2 \left(\frac{B(x) e^{-x}}{n_e \sigma_T (e^x - 1)} \right)^{1/2} u(\mu) R_{sl}(x, l), \quad (10)$$

где

$$R_{sl}(x, l) = \frac{\text{ch}(q(x)l) - 1}{\text{sh}(q(x)l)}, \quad q(x) = \left[\frac{B(x)(1 - e^{-x})}{\theta n_e \sigma_T} \right]^{1/2} \quad (11)$$

и для сферической излучающей плазмы:

$$\Gamma_{2p}(\mu, x, \rho) = 2 \left(\frac{B(x) e^{-x}}{n_e \sigma_T (e^x - 1)} \right)^{1,2} u(\mu) R_{sp}(x, \rho), \quad (12)$$

где

$$R_{sp}(x, \rho) = \text{cth}(q(x)\rho) - \frac{1}{q(x)\rho}. \quad (13)$$

Светимость полубесконечной плазмы в случае $l_s \ll l_a \ll l_c$, полученная интегрированием (8), определяется выражением:

$$I_2 = 1.95 \cdot 10^{-4} n_e^{1/2} T^{9/4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}. \quad (14)$$

Задача о тепловом излучении плазмы в случае $l_s \ll l_a$ решалась в работах [4, 9, 12] в эддингтоновском приближении. Результаты, полученные в этих работах для частотной зависимости чисел заполнения фотонов на границе плазмы, аналогичны результату (8); угловое распределение излучения в [4, 9, 12] не определялось. Выражение для светимости, аналогичное (14), получено в работе [22] (см., также [23]) как предельный случай светимости замагниченной плазмы в отсутствие поля.

При $l_c \ll l_a$ (что соответствует

$$n_e < 2 \cdot 10^{32} \text{г/см}^3) \quad (15)$$

благодаря комптонизации — более быстрому процессу по сравнению с тормозным взаимодействием — на малых глубинах устанавливается локально-равновесное виновское распределение по частотам с неравным нулю химическим потенциалом. Поэтому решение уравнения (5) следует искать в виде:

$$\Gamma(x, z) = f(z) e^{-x}. \quad (16)$$

В результате для чисел заполнения фотонов на границе полубесконечной плазмы (учитывая (6), шивкой (7) и (16)) получается выражение:

$$\Gamma_3(\mu, x, z=0) = 7.8 \cdot n_e^{1/2} T^{-7/4} \ln \left(10^{-3} \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/3}} \right) u(\mu) e^{-x} \quad (17)$$

и для светимости

$$I_3 = 3.80 \cdot 10^{-4} n_e^{1/2} T^{9/4} \ln \left(10^{-3} \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/3}} \right) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{с}} \quad (18)$$

В формулах (17), (18), в отличие от [15, 16], логарифмическое обрезаение по частотам производится на частоте фотонов, при которой их длина комптонизации сравнивается с длиной тормозного поглощения.

В работах [10, 11] приводятся качественные оценки спектра излучения в случае $l_a \gg l_c$, основанные на решении нестационарного уравнения Компанейца. Частотный спектр тормозного излучения плазмы, полученный в [8, 10, 11], описывается формулой Вина.

Задача нахождения спектра и светимости плазмы с существенной комптонизацией может быть решена для случая, когда излучающая область имеет форму плоского слоя и сферы. Числа заполнения фотонов Γ_z на границе плоского слоя толщины l излучающей плазмы и светимость плоского слоя плазмы I_z в случае $l_s \ll l_c \ll l_a$ связаны с числами заполнения Γ_z и светимостью I_z полубесконечной плазмы множителем $\varphi(l)$:

$$\Gamma_{zl} = \varphi(l) \Gamma_z(\mu, x, z = 0), \quad (19)$$

$$I_{zl} = \varphi(l) I_z, \quad (20)$$

где

$$\varphi(l) = \operatorname{cth}(\delta l) - \frac{1}{\operatorname{sh}(\delta l)}, \quad \delta = 3 \cdot 10^5 n_e^{1/2} T^{-9/4} \ln \left(10^{-3} \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/3}} \right).$$

Числа заполнения фотонов Γ_{zp} на поверхности сферической излучающей плазмы радиуса ρ и ее светимость I_{zp} имеют вид:

$$\Gamma_{zp} = \psi(\rho) \Gamma_z(\mu, x, z = 0), \quad (21)$$

$$I_{zp} = \psi(\rho) I_z, \quad (22)$$

где $\psi(\rho) = \operatorname{cth}(\delta \rho) - \frac{1}{\delta \rho}$.

Заметим, что множители $\varphi(l)$ и $\psi(\rho)$ в формулах (19) и (21) зависят только от геометрии излучающей области и не зависят от частоты фотонов.

Рассмотрим теперь излучение плазмы в случае $l_{dc} \ll l_a$, то есть в случае выполнения неравенства, обратного неравенству (2). Практически во всей области параметров (n_e, T) нерелятивистской полностью ионизированной плазмы выполнено условие $l_{dc} \gg l_c$, поэтому необходимо учитывать комптонизацию. При двойном комптоновском взаимодействии ($e + \gamma \rightarrow e + \gamma_1 + \gamma_2$) наиболее вероятным является испускание жесткого (γ_1) и мягкого (γ_2) фотона, а не двух фотонов приблизительно равной энергии [24]. В этом приближении был найден коэффициент двойного комптоновского взаимодействия [3].

Для нахождения спектра фотонов в случае $l_a \gg l_{dc} \gg l_c$ решается нелинейное кинетическое уравнение для чисел заполнения фотонов [17]:

$$\begin{aligned}
 -\Delta\Gamma(x, z) = & \frac{4x}{3\pi} \theta \frac{1}{x^3} \int_x^\infty dx_1 x_1^4 [\Gamma(x, z)(1 + \Gamma(x, z)) \times \\
 & \times (1 + \Gamma(x_1 - x, z) - \Gamma(x, z)\Gamma(x_1 - x, z)(1 + \Gamma(x_1, z)))] + \\
 & + \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial\Gamma(x, z)}{\partial x} + \Gamma(x, z) \right) \right], \quad (23)
 \end{aligned}$$

глубина z измеряется в единицах $1/\sqrt{3\theta n_e \sigma_T}$, как и в уравнении (5):

Уравнение (23) следует решать аналогично решению уравнения (5) для случая теплового излучения с существенной комптонизацией. В результате для спектра фотонов и светимости полубесконечной плазмы получаются следующие выражения:

$$\Gamma_4(\mu, x, z = 0) = 8\theta \left(\frac{\alpha}{3\pi} \ln \frac{4}{x_0} \right)^{1/2} e^{-x\mu}(\mu), \quad (24)$$

$$I_4 = 2.3 \cdot 10^{-15} T^3 \left(\ln \frac{4}{x_0} \right)^{1/2} \frac{\text{врг}}{\text{см}^2 \text{ с}}. \quad (25)$$

$x_0 = (\alpha\theta/72\pi)^{1/3}$ — определяет частоту фотонов, при которой их длина комптонизации сравнивается с длиной двойного комптоновского взаимодействия.

Особенностью излучения, связанного с двойным комптоновским взаимодействием, является то, что ненулевое решение уравнения (23) для ограниченной плазмы существует, начиная с некоторого порогового размера излучающей области. Так, например, излучение плоского слоя плазмы толщины d определяется решением уравнения (23) только для толщины слоя $d > d_* = 1/4 \sqrt{\frac{\alpha\theta}{\pi^2} \ln \left(\frac{4}{x_*} \right)}$. В случае $d < d_*$ даже для плазмы малой плотности (нарушено условие (2)) необходим учет тормозного излучения.

В описанных выше режимах излучения 1—4 основным процессом рассеяния фотонов является комптоновское рассеяние. Очевидно, что существует некоторое значение плотности n_e , ниже которого фотон-фотонное взаимодействие в плазме более вероятно, чем комптоновское рассеяние. Используя известные формулы для числа столкновений $\gamma\gamma$ и $e\gamma$ [25] и сечение рассеяния фотона на фотоне в нерелятивистском пределе [26], получаем неравенство (1). Действительно, согласно [25] число столкновений фотона с фотоном в единицу времени в единице объема:

$$r_{\gamma\gamma} = \iiint c(1 - \cos \theta_{112}) d\sigma_{11} dn_{11} dn_{12}.$$

Здесь $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ — угол между направлениями распространения фотонов, $d\sigma_{\gamma\gamma}$ — дифференциальное сечение $\gamma\gamma$ взаимодействия, dn_{γ_1} , dn_{γ_2} — функции распределения фотонов (распределение фотонов описывается формулой Вина).

Число электрон-фотонных столкновений:

$$r_{e\gamma} = \iiint c (1 - \beta \cos \theta_{e\gamma}) d\tau_e dn_e dn_{\gamma},$$

где $c(1 - \beta \cos \theta_{e\gamma})$ — относительная скорость электрона вдоль направления движения фотона, $\sigma_{e\gamma} = \sigma_{\gamma}$, распределение электронов dn_e описывается формулой Максвелла. Неравенство (1) следует из условия $r_{e\gamma} < r_{\gamma\gamma}$.

Согласно (1), например, при $T = 5 \cdot 10^8$ К фотонное рассеяние преобладает при $n_e < 10^{17}$ см $^{-3}$, а такую плотность плазма может иметь в аккреционных дисках с суперэддингтоновской светимостью, когда давление излучения преобладает над газовым давлением (см., например, [27—30]).

Длина $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ взаимодействия зависит от частот рассеиваемых фотонов, поэтому, чтобы воспользоваться приведенным для случаев 3 и 4 методом расчета спектра излучения, введем усредненную по частоте длину рассеяния $l_{\gamma\gamma} = cr_{\gamma\gamma}^{-1} \int dn_{\gamma}$.

Излучение в режиме 5 описывается кинетическим уравнением для чисел заполнения фотонов:

$$-\Delta \Gamma(\tilde{x}, \zeta) = 15.1 \frac{n_e \lambda_e^3 \theta^{-7}}{a} \int_{\tilde{x}}^{\infty} d\tilde{x}_1 \tilde{x}_1^4 [\Gamma(\tilde{x}, \zeta) (1 + \Gamma(\tilde{x}, \zeta)) \times$$

$$\times (1 + \Gamma(\tilde{x}_1 - \tilde{x}, \zeta)) - \Gamma(\tilde{x}, \zeta) \Gamma(\tilde{x}_1 - \tilde{x}, \zeta) (1 + \Gamma(\tilde{x}_1, \zeta))] + \hat{Q}(\tilde{x}) \Gamma(\tilde{x}, \zeta), \quad (26)$$

где глубина ζ измеряется в $l_{\gamma\gamma}$ и оператор $\hat{Q}(\tilde{x})$ обладает свойством $\hat{Q}(\tilde{x}) e^{-\tilde{x}} = 0$, λ_e — комптоновская длина волны электрона.

Изменение частоты фотона в $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ рассеянии сравнимо с частотой сталкивающихся фотонов, поэтому его нельзя считать малым, как в комптоновском рассеянии. В силу выполнения неравенства $l_{\gamma\gamma} \ll l_e \ll l_{dc}$, установление равновесия в $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ рассеянии является гораздо более быстрым процессом по сравнению с двойным комптоновским излучением, поэтому переменные в выражении для спектра

излучения разделяются, и числа заполнения фотонов в этом случае следует, аналогично (16), искать в виде:

$$\Gamma(x, \zeta) = g(\zeta) e^{-x}. \quad (27)$$

Подстановка выражения (27) в (26) дает уравнение для определения функции $g(\zeta)$:

$$\Delta g = -181.0 \frac{n_e \hbar_e^3 \theta^{-7}}{\alpha} \ln\left(\frac{4}{x_*}\right) g(1-g). \quad (28)$$

Здесь $x_* = \pi \hbar_e (n_e / \alpha^2 \theta^3)^{1/3}$ определяет частоту фотона, при которой сравнивается его длина $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ взаимодействия и длина комптонизации. Так как вероятность $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ рассеяния для мягких фотонов мала, то для фотонов с частотами меньше $x_* kT/\hbar$, даже при выполнении условия (1), комптоновское рассеяние более вероятно, чем столкновение фотона с фотоном.

Уравнение (28) справедливо в области $\zeta \gtrsim l_{\pi}$, числа заполнения фотонов на границе плазмы

$$\Gamma(\mu, \tilde{x}, \zeta = 0) = G(\tilde{x}) u(\mu) \quad (29)$$

и в области $l_{\pi} \ll \zeta \ll \sqrt{l_{ac} l_{\pi}}$

$$\Gamma(\mu, \tilde{x}, \zeta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \zeta G(\tilde{x}). \quad (30)$$

Спектр фотонов и светимость полубесконечной плазмы при излучении в режиме 5 получаются из (27)–(30) в результате вычисления методом, описанным для случаев 3 и 4:

$$\Gamma_5 = 9.0 \left[\theta^{-7} n_e \alpha^{-1} \hbar_e^3 \ln\left(\frac{4}{x_*}\right) \right]^{1/2} e^{-\tilde{x}} u(\mu), \quad (31)$$

$$I_5 = 2.4 \cdot 10^{16} T^{1/2} n_e^{1/2} \left(\ln\left(\frac{4}{x_*}\right) \right)^{1/2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}. \quad (32)$$

Для плазмы ограниченной протяженности, излучающей в режиме 5, как и в случае 4, существует пороговый размер излучающей области, ниже которого излучение не может быть поддержано без участия тормозного взаимодействия.

В последнем рассмотренном случае 5 в формулах (26)–(32)

$T = T_\gamma$ — температура фотонов и $\tilde{x} = \hbar\omega/kT_\gamma$, в отличие от 1–4, где $T = T_e$ — температура электронов плазмы, $x = \hbar\omega/kT_e$ и $T_e = T_\gamma$ в

силу комптоновского взаимодействия фотонов с электронами. Температура электронов не входит и в коэффициент двойного комптоновского излучения [3] (рассматривается взаимодействие фотона с покоящимся электроном), так как изменение частоты фотона в двойном комптоновском взаимодействии мало даже по сравнению с изменением частоты при комптоновском рассеянии, не говоря уже о рассеянии $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. Это замечание полезно, если существует плазма, излучающая в режиме 5 с $T_e \neq T_\gamma$ (есть мощный внутренний источник фотонов с температурой T_γ , окруженный излучающей плазмой размера R : $l_{\gamma\gamma} < R < l_e$, выполнено неравенство (1) с $T = T_\gamma$).

Итак, в зависимости от соотношений между электронной плотностью n_e и температурой T оптически толстой полностью ионизированной нерелятивистской плазмы ее излучение обусловлено различными процессами испускания и рассеяния фотонов. В работе рассмотрено пять областей параметров (n_e , T), границы которых определяются неравенствами (1)—(3), (15); приведены выражения для чисел заполнения фотонов Γ_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) на поверхности полубесконечной излучающей плазмы с равномерным распределением n_e и T по глубине и ее светимости I_i .

Автор выражает благодарность С. Р. Кельнеру за полезные обсуждения и внимание к работе.

Башкирский государственный
университет

EQUILIBRIUM X-RAY EMISSION OF OPTICALLY THICK PLASMA

E. S. SHIKHOVTSEVA

The different regimes of fully ionized nonrelativistic optically thick plasma equilibrium emission are considered depending on relations between plasma density and temperature. The nonrelativistic hot plasma emission spectra and luminosities are offered for a wide range of plasma densities and temperatures. The opportunity of photon frequency equilibrium established by photon-photon collisions but not by Compton scattering is considered for a low-density plasma.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Компанец, Ж. эксперим. и теор. физ., 31, 876, 1956.
2. Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, 115, 161, 1975.
3. А. Р. Lightman, Astrophys. J., 244, 392, 1981.
4. Я. Б. Зельдович, Н. И. Шакура, Астрон. ж., 46, 225, 1969.

5. *R. A. Sunayev*, Theory of Accretion. Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes. North-Holland Publishing Company, Amsterdam-New-York-Oxford, 1975, p. 697.
6. *A. P. Lightman, S. L. Shapiro, M. J. Rees*, Proc. of the International School of Physics "Enrico Fermi", Varenna, 14—26 July, 1975, p. 786.
7. *J. E. Pringle, M. J. Rees*, Astron. and Astrophys., 21, 1, 1972.
8. *N. I. Shakura, R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys., 24, 337, 1973.
9. *J. E. Felten, M. J. Rees*, Astron. and Astrophys., 17, 226, 1972.
10. *А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев*, Астрон. ж., 49, 58, 1972.
11. *А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев*, Астрон. ж., 51, 698, 1974.
12. *Н. И. Шакура*, Астрон. ж., 49, 652, 1972.
13. *A. P. Lightman, S. L. Shapiro*, Astrophys. J. Lett., 198, L73, 1975.
14. *S. L. Shapiro, A. P. Lightman, D. N. Eardley*, Astrophys. J., 204, 187, 1976.
15. *С. Р. Кельнер, Ю. Д. Котов, Е. С. Шиховцева*, Космич. исслед., М., стр. 8, 1983.
16. *S. R. Kelner, Yu. D. Kotov, E. S. Shikhovtseva*, Proc. of 18-th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, XG, v. 1, 1983, p. 16.
17. *С. Р. Кельнер, Е. С. Шиховцева*, Письма в Астрон. ж., 10, 76, 1984.
18. *В. Л. Гинзбург*, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1981.
19. *B. Margon*, Astrophys. J., 184, 323, 1973.
20. *С. Р. Кельнер, Е. С. Шиховцева*, Астрофизика, 19, 803, 1983.
21. *С. Р. Кельнер, Е. С. Шиховцева*, Астрон. ж., 60, 127, 1983.
22. *A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, Yu. A. Shibano*, Astrophys. and Space Sci., 91, 167, 1983.
23. *Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов*, Астрон. ж., 62, 43, 1985.
24. *F. Mandle, T. H. R. Skyrme*, Proc. Roy. Soc., 215, 497, 1951.
25. *R. J. Gould*, Amer. J. Phys., 39, 911, 1971.
26. *В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский*, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1980.
27. *P. J. Wiita*, Phys. rep., 123, 117, 1985.
28. *M. A. Abramowicz, M. Calvani, L. Nobili*, Astrophys. J., 242, 772, 1980.
29. *P. J. Wiita*, Astrophys. J., 256, 666, 1980.
30. *M. Jaroszynski, M. A. Abramowicz, B. Paczynski*, Acta Astron., 30, 1, 1980.

УДК: 524.8—327

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С ВРАЩЕНИЕМ

В. Г. КРЕЧЕТ, В. Ф. ПАНОВ

Поступила 24 марта 1987

Принята к печати 5 сентября 1987

Найдены новые космологические модели с нестационарной метрикой типа Гёделя, заполненные безмассовым комплексным скалярным полем, анизотропной жидкостью и потоком излучения. Получены новые космологические решения с вращением типа VIII по Бьянки для тензора энергии-импульса «вакуумоподобной жидкости».

1. *Введение.* В последние годы усилился интерес к теоретическому исследованию и к обнаружению возможного вращения Вселенной [1—17], были построены новые космологические модели с вращением ([18—22] и др.).

В первой части настоящей работы будет использоваться в качестве модели Вселенной нестационарная вращающаяся космологическая модель типа Гёделя с метрикой

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) [dx^2 + \lambda a^2(x) dy^2 + dz^2] - 2R(t) b(x) dy dt, \quad (1)$$

где $\lambda = \text{const}$.

Условие однородности пространства:

$$\frac{d}{dx} (\lambda a^2 + b^2) / (\lambda a^2 + b^2) = \text{const}. \quad (2)$$

Угловая скорость вращения космологической модели с метрикой (1) будет

$$\omega = \frac{\omega_0}{R(t)}, \quad \omega_0^2 = \frac{b'^2}{4(\lambda a^2 + b^2)}. \quad (3)$$

Если $\omega_0 = \text{const}$, то угловая скорость одинакова во всех точках пространства. При этом из (2) и (3) можно получить

$$a(x) = b(x) = e^{mx}, \quad (m = \text{const}).$$

Во второй части работы найдены два новых космологических решения типа VIII по Бианки, которые могут быть использованы для моделирования ранней Вселенной.

2. Космологические модели с вращением. С учетом отмеченного компонента $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu}$ в уравнениях Эйнштейна

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} \quad (4)$$

примут для метрики (1) вид

$$\begin{aligned} G_{00} &= -\frac{1}{1+\lambda} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) + 3 \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{m^2(1+4\lambda)}{4R^2(1+\lambda)}, \\ G_{01} &= \frac{m}{1+\lambda} \frac{\dot{R}}{R}, \\ G_{02} &= -bR \left[\frac{\lambda}{1+\lambda} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) - \frac{m^2(1+4\lambda)}{4R^2(1+\lambda)} \right], \\ G_{11} &= -\frac{\lambda R^2}{1+\lambda} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) + \frac{m^2}{4(1+\lambda)}, \\ G_{12} &= \frac{\lambda m b}{1+\lambda} \dot{R}, \\ G_{22} &= \lambda b^2 \left[-\frac{\lambda R^2}{1+\lambda} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) - \frac{3}{4} \frac{m^2}{1+\lambda} \right], \\ G_{33} &= -\frac{\lambda R^2}{1+\lambda} \left(2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) + \frac{m^2(3+4\lambda)}{4(1+\lambda)}, \end{aligned} \quad (5)$$

а для угловой скорости будет $\omega^2 = \frac{m^2}{4R^2(1+\lambda)}$.

(В (5) и далее точка обозначает дифференцирование по t).

Рассмотрим самогравитирующую систему безмассового комплексного скалярного поля Φ , анизотропной жидкости с распределенным скалярным зарядом и потока излучения, который может соответствовать потоку фотонов или нейтрино.

Тензор энергии-импульса (ТЭИ) скалярного поля имеет вид

$$T'_{\mu\nu}(\Phi, \bar{\Phi}) = \psi_{,\mu} \cdot \psi_{,\nu} + \Phi_{,\mu} \cdot \Phi_{,\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (\psi_{,\alpha} \cdot \psi^{,\alpha} + \Phi_{,\beta} \cdot \Phi^{,\beta}), \quad (6)$$

где $\Phi = \psi + i\bar{\Phi}$, $\bar{\Phi} = \psi - i\Phi$ и выполняются соотношения

$$\psi_{,\alpha} \cdot \psi^{,\alpha} > 0, \quad \Phi_{,\beta} \cdot \Phi^{,\beta} > 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-g}} (\cdot^{\alpha} \sqrt{-g})_{,\alpha} = j',$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} (\Phi^{\alpha} \sqrt{-g})_{,\alpha} = j'', \quad (7)$$

где j' , j'' — плотности зарядов скалярных полей. (Отметим, что использование материи со скалярным зарядом в рамках ОТО рассматривалось, например, в [23]).

Согласуя (5), (6) и (7), будем искать ψ , Φ и R в виде

$$\psi = \alpha_1 \ln t + \frac{\gamma_1 z}{\sqrt{1+\lambda}}, \quad \Phi = \alpha_2 \ln t + \frac{\gamma_2 z}{\sqrt{1+\lambda}}, \quad R = ct, \quad (8)$$

где α_1 , α_2 , γ_1 , γ_2 , c — постоянные числа, (c — не скорость света). Тогда компоненты ТЭИ безмассового комплексного скалярного поля примут вид

$$T'_{00} = \frac{\alpha^2}{t^2} - \frac{\beta}{t^2(1+\lambda)},$$

$$T'_{02} = \frac{bc\beta}{t(1+\lambda)},$$

$$T'_{03} = \frac{\alpha_1\gamma_1 + \alpha_2\gamma_2}{t\sqrt{1+\lambda}} = 0, \quad (9)$$

$$T'_{11} = \frac{c^2\beta}{1+\lambda}, \quad T'_{22} = \frac{\lambda b^2 c^2 \beta}{1+\lambda},$$

$$T'_{33} = \frac{\gamma^2}{1+\lambda} + \frac{\beta c^2}{1+\lambda},$$

где

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\lambda \alpha^2 - \frac{\gamma^2}{c^2} \right), \quad \alpha^2 = \alpha_1^2 + \alpha_2^2, \quad \gamma^2 = \gamma_1^2 + \gamma_2^2.$$

ТЭИ поля излучения, по определению,

$$t_{\mu\nu} = \omega k_{\mu} k_{\nu}. \quad (10)$$

Тогда положим $k^{\mu} = (0, k^1, k^2, 0)$, причем $k_{\nu} \cdot k^{\nu} = 0$. Учтем, что из (5) следует: $k^1 \sim 1/t^2$, $k^2 \sim 1/bt^2$. Отличные от нуля компоненты ТЭИ поля излучения имеют вид

$$t_{00} = -\frac{n}{c^2 t^2 \lambda}, \quad t_{01} = \frac{n}{ct \sqrt{-\lambda}}, \quad t_{02} = -\frac{nb}{ct},$$

$$t_{11} = n, \quad t_{12} = -n \sqrt{-\lambda} b, \quad t_{22} = -n \lambda b^2, \quad (11)$$

где $n = \omega k_1^2 = \text{const.}$

ТЭИ анизотропной жидкости

$$T''_{\mu\nu} = (\rho + \pi) u_\mu u_\nu + (\sigma - \pi) \chi_\mu \chi_\nu - \pi g_{\mu\nu}, \quad (12)$$

где

$$u_\nu \cdot u^\nu = 1, \quad \chi_\mu \chi^\mu = -1, \quad \chi^\mu \cdot u_\mu = 0, \quad \rho > 0, \quad \sigma > \pi. \quad (13)$$

Заметим, что при $\sigma = \pi \equiv p$, $\rho \equiv \varepsilon$ получается ТЭИ идеальной жидкости.

В сопутствующей системе отсчета

$$u^0 \neq 0, \quad \chi^1 \neq 0, \quad u^1 = u^2 = u^3 = \chi^0 = \chi^2 = \chi^3 = 0.$$

С учетом (5) компоненты ТЭИ анизотропной жидкости примут вид

$$\begin{aligned} T''_{00} &= \frac{\rho_0}{(1+\lambda)t^2}, & T''_{02} &= -\frac{bc\rho_0}{(1+\lambda)t}, & T''_{11} &= \frac{\sigma_0 c^2}{1+\lambda}, \\ T''_{22} &= \frac{b^2 c^2}{1+\lambda} (\rho_0 + \pi_0 + \lambda \pi_0), & T''_{33} &= \frac{\pi_0 c^2}{1+\lambda}, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\rho = \frac{\rho_0}{t^2(1+\lambda)}, \quad \pi = \frac{\pi_0}{t^2(1+\lambda)}, \quad \sigma = \frac{\sigma_0}{t^2(1+\lambda)}.$$

ТЭИ всей системы является суммой ТЭИ безмассового комплексного скалярного поля, ТЭИ поля излучения, ТЭИ анизотропной жидкости, т. е. суммой (9), (11) и (14). Решая совместно (4) и (7), получим следующий результат (у нас в космологическом члене $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{t^2(1+\lambda)}$, $\Lambda \sim$

$\sim \frac{1}{R^2}$, $\Lambda_0 = \text{const}$):

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= -2\lambda - 2 \frac{m\sqrt{-\lambda}}{c} + \frac{m^2(1+\lambda)}{2c^2} - \Lambda_0, \\ \pi_0 &= -2\lambda + \frac{m^2(1+\lambda)}{2c^2} - \Lambda_0, \\ \rho_0 &= 2\lambda - \frac{m^2(1+3\lambda)}{2c^2} + \Lambda_0, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\alpha_1^2 = \alpha_2^2 = 1 - \frac{m}{2c\sqrt{-\lambda}},$$

$$\gamma_1^2 = \gamma_2^2 = \frac{m^2(1+2\lambda)}{4} - \frac{cm\sqrt{-\lambda}}{2},$$

$$\omega^2 = \frac{m^2}{4c^2 t^2 (1 + \lambda)}, \quad j' = \frac{2\alpha_1 \lambda}{t^2 (1 + \lambda)}, \quad j'' = \frac{2\alpha_2 \lambda}{t^2 (1 + \lambda)}$$

Если $m > 0$, $c < 0$; или $m < 0$, $c > 0$;

$$\Lambda_0 > -2\lambda + \frac{m^2(1 + 3\lambda)}{2c^2}; \quad \frac{m(1 + 2\lambda)}{2c\sqrt{-\lambda}} < 1; \quad -1 < \lambda < 0,$$

то $\omega^2 > 0$ и удовлетворяются условия (7) и (13). При $\pi_0 = 0$:

$$\Lambda_0 + 2\lambda = \frac{m^2(1 + \lambda)}{2c^2}; \quad \rho_0 = -\frac{\lambda m^2}{c^2}; \quad \sigma_0 = -\frac{2m\sqrt{-\lambda}}{c}.$$

(Можно положить $\Lambda_0 = 0$, тогда $\Lambda = 0$). Таким образом у нас $mc < 0$, $\sigma_0 > \pi_0$, $\rho_0 > 0$, $-1 < \lambda < 0$, $m^2 > 0$, $c^2 > 0$, так что все физические условия удовлетворяются тождественно.

Рассмотрим несколько измененную самогравитирующую систему, без-массовое комплексное скалярное поле:

$$\psi = \alpha_3 \ln t = \frac{\gamma_3 x}{\sqrt{1 + \lambda}}, \quad \Phi = \alpha_4 \ln t + \frac{\gamma_4 x}{\sqrt{1 + \lambda}};$$

поле излучения (11); анизотропная жидкость (со скалярным зарядом):

$$\chi^3 \neq 0, \quad \chi^0 = \chi^1 = \chi^2 = 0.$$

Тогда имеем следующую систему решений:

$$\sigma_0 = -2\lambda + \frac{(3 + 4\lambda)m^2}{4c^2} - \frac{3m\sqrt{-\lambda}}{2c} - \Lambda_0,$$

$$\pi_0 = -2\lambda + \frac{m^2}{4c^2} - \frac{m\sqrt{-\lambda}}{2c} - \Lambda_0,$$

$$\rho_0 = 2\lambda - \frac{m^2(1 + 4\lambda)}{4c^2} + \frac{m\sqrt{-\lambda}}{2c} + \Lambda_0,$$

$$\alpha_3^2 = \alpha_4^2 = 1 - \frac{m}{2c\sqrt{-\lambda}}, \quad (16)$$

$$\gamma_3^2 = \gamma_4^2 = -mc\sqrt{-\lambda}, \quad \omega^2 = \frac{m^2}{4c^2 t^2 (1 + \lambda)},$$

$$j' = \frac{2\alpha_3 \lambda}{t^2 (1 + \lambda)} - \frac{\gamma_3 m}{c^2 t^2}, \quad j'' = \frac{2\alpha_4 \lambda}{t^2 (1 + \lambda)} - \frac{\gamma_4 m}{c^2 t^2}$$

Для идеальной жидкости ($\sigma_0 = \pi_0 \equiv p_0$, $\rho_0 \equiv \varepsilon_0$):

$$\epsilon_0 = \frac{2i(1+\lambda)(1+4i)}{(1+2\lambda)^2} + \Lambda_0,$$

$$p_0 = \frac{-2i}{(1+2\lambda)^2} (1+3i+4\lambda^2) - \Lambda_0,$$

$$\alpha_3^2 = \alpha_4^2 = \frac{2i}{1+2\lambda}, \quad \gamma_3^2 = \gamma_4^2 = -\frac{2\lambda c^2}{1+2\lambda}, \quad (17)$$

$$\omega^2 = -\frac{\lambda}{t^2(1+2\lambda)^2(1+\lambda)}, \quad \frac{m}{c} = \frac{2\sqrt{-\lambda}}{1+2\lambda}.$$

Если в (16) $m > 0$, $c < 0$; или $m < 0$, $c > 0$;

$$\Lambda_0 > -2\lambda + \frac{m^2(1+4\lambda)}{4c^2} - \frac{m\sqrt{-\lambda}}{2c}; \quad \frac{m(1+2\lambda)}{2c\sqrt{-\lambda}} < 1; \quad -1 < \lambda < 0,$$

то $\omega^2 > 0$ и удовлетворяются условия (7) и (13).

В (17) должны выполняться неравенства:

$$\Lambda_0 > -\frac{2\lambda(1+\lambda)(1+4\lambda)}{(1+2\lambda)^2}, \quad -1 < \lambda < -\frac{1}{2}.$$

Отметим, что в полученных решениях $\lambda < 0$, поэтому, в отличие от стационарного случая ($R(t) = 1$) в данной модели существуют замкнутые времениподобные линии. (Напомним, что ранее для Вселенной с метрикой Гёделя, с космологической постоянной $\Lambda \approx 10^{-56}$ см⁻², была вычислена [24, 13] длительность замкнутого временного цикла $\tau = 8\pi/c \sqrt{\Lambda} \approx 2.6 \cdot 10^{11}$ лет).

Существование самосогласованных решений, класс которых может быть расширен за счет введения электромагнитного и спинорного полей, в метрике (1) доказывает жизнеспособность рассматриваемых моделей. В пользу метрики (1) говорит еще и тот факт [11], что угловая скорость вращения Вселенной, посчитанная в (1) с учетом современных оценок для плотности материи во Вселенной, находится в примерном соответствии с наблюдательными данными Берча [1]: 10^{-13} рад/год.

3. *Модели ранней Вселенной.* Вращение ранней Вселенной изучалось в [10, 12, 15, 20]. Авторы работы [10] показали, что раздувание может решить вопрос о причине малости скорости вращения Вселенной. Однако, согласно [12], слишком сильное вращение ранней Вселенной может предотвратить инфляционную стадию. Наконец, в [20] предложена вращающаяся космологическая модель типа IX по Бианки, асимптотически переходящая в модель де Ситтера. Таким образом в случае космологиче-

ской модели [20] начальное вращение Вселенной не препятствует началу раздувания. Укажем также, что в [15] обсуждалась возможность того, что в планковские времена скорость вращения Вселенной имеет порядок 10^{43} с^{-1} .

Будем использовать в качестве моделей ранней Вселенной космологические решения с метрикой вида [18]:

$$ds^2 = (dt + A\omega^1)^2 - (B\omega^1)^2 - C^2((\omega^2)^2 + (\omega^3)^2), \quad (18)$$

где A, B, C есть функции от t , а $\omega^1, \omega^2, \omega^3$ — формы следующего вида:

$$\begin{aligned} \omega^1 &= dx^1 + [1 + (x^1)^2] dx^2 + [x^1 - x^2 - (x^1)^2 x^2] dx^3, \\ \omega^2 &= 2x^1 dx^2 + (1 - 2x^1 x^2) dx^3, \\ \omega^3 &= dx^1 + [-1 + (x^1)^2] dx^2 + [x^1 + x^2 - (x^1)^2 x^2] dx^3. \end{aligned} \quad (19)$$

Используем далее лоренцевую тетраду, а также тензор энергии-импульса «вакуумоподобной жидкости» ($p = -\rho$):

$$T_{ab} = -p\gamma_{ab}. \quad (20)$$

Уравнения Эйнштейна рассматриваются в тетрадной форме

$$R_{ab} = T_{ab} - \frac{1}{2} T\gamma_{ab}. \quad (21)$$

Первое решение уравнений (21) для метрики (18) найдено в виде

$$C^2 = St^2 + \frac{B^2}{4S}, \quad B^2 = \text{const}, \quad A = \left(St^2 + B^2 + \frac{B^2}{4S} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где $S = \text{const}$, $S > 0$.

Вычисление плотности энергии (ρ) и давления (p) феноменологической, «вакуумоподобной жидкости» дает

$$\rho = -\frac{3S}{B^2}, \quad p = \frac{3S}{B^2}. \quad (23)$$

У нас $\rho < 0$, $p > 0$ при уравнении состояния $p = -\rho$. (Заметим, что в квантовой теории материальных полей во внешнем гравитационном поле в космологических моделях плотность энергии поляризованного вакуума может быть отрицательной, а давление вакуума положительно [25]). Найденное решение характеризуется расширением θ , вращением ω , сдвигом σ и ускорением a :

$$\theta = \frac{2St}{\left(St^2 + \frac{B^2}{4S}\right)}, \quad \omega^1 = \frac{\left(St^2 + B^2 + \frac{B^2}{4S}\right)^{1/2}}{2\left(St^2 + \frac{B^2}{4S}\right)},$$

$$-\frac{1}{2}\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = -\frac{St}{3\left(St^2 + \frac{B^2}{4S}\right)}, \quad \alpha_1 = \frac{St}{B\left(St^2 + B^2 + \frac{B^2}{4S}\right)^{1/2}}. \quad (24)$$

Другое решение уравнений (21) получено в виде

$$B^2 = e^{2nt}, \quad C^2 = \frac{s}{n^2} e^{2nt} + \frac{1}{4s}, \quad A = \left(\frac{s}{n^2} e^{2nt} + e^{2nt} + \frac{1}{4s}\right)^{1/2}, \quad (25)$$

где n и s — константы, $n > 0$, $s > 0$.

Вторая модель также характеризуется расширением, вращением, сдвигом и ускорением:

$$\theta = n + \frac{\frac{2s}{n} e^{2nt}}{\left(\frac{s}{n^2} e^{2nt} + \frac{1}{4s}\right)}, \quad \omega^1 = \frac{\left(\frac{s}{n^2} e^{2nt} + e^{2nt} + \frac{1}{4s}\right)^{1/2}}{2\left(\frac{s}{n^2} e^{2nt} + \frac{1}{4s}\right)},$$

(26)

$$\alpha_1 = \frac{\left(\frac{s}{n} + n\right) e^{nt}}{\left(\frac{s}{n^2} e^{2nt} + e^{2nt} + \frac{1}{4s}\right)^{1/2}}, \quad -\frac{1}{2}\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = \frac{\frac{n}{12s}}{\left(\frac{s}{n^2} e^{2nt} + \frac{1}{4s}\right)}.$$

Заметим, что

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \theta = 3n, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} \omega^1 = 0, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} \alpha_1 = (s + n^2)^{1/2},$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \sigma_{11} = \lim_{t \rightarrow +\infty} \sigma_{22} = \lim_{t \rightarrow +\infty} \sigma_{33} = 0. \quad (27)$$

Для второй космологической модели с метрикой (18) плотность энергии и давление «вакуумоподобной жидкости» будут

$$\rho = -3s, \quad p = 3s. \quad (28)$$

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара проф. Д. Д. Иваненко за обсуждение результатов работы.

Пермский государственный
университет

NONSTATIONARY COSMOLOGICAL MODELS WITH ROTATION

V. G. KRECHET, V. F. PANOV

New cosmological models with nonstationary metric of Gödel-type, filled with massless complex scalar field, anisotropic fluid and flux of radiation have been found. New cosmological solutions with rotation of Bianchi type VIII for the energy momentum tensor "vacuum fluid" have been found.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Birch, *Nature*, 298, N. 5873, 451, 1982.
2. D. G. Kendall, G. A. Yong, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, N. 3, 637, 1984.
3. M. F. Bielenholz, P. P. Kronberg, *Astrophys. J.*, 287, N. 1, Pt2, L1-L2, 1984.
4. J. D. Barrow, R. Juszkiewicz, D. H. Sonoda, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213, N. 4, 917, 1985.
5. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 24, 363, 1986.
6. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 11, 237, 1975.
7. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 13, 63, 1977.
8. Д. Д. Иваненко, *Астрон. циркуляр*, № 1254, 1, 1983.
9. Р. М. Мурадян, *Препр. Ереван, физ. ин-та*, № 636/26, Ереван, 1983.
10. J. Ellis, K. A. Olive, *Nature*, 303, N. 5919, 679, 1983.
11. Д. Д. Иваненко, В. Г. Кречет, *Тез. VI Советской грав. конф.*, Изд-во МГПИ, М., 1984, стр. 70.
12. R. Nakim, *Gravitation, Geometry and Relativistic Physics, Lecture Notes in Physics*, Springer, Berlin, 212, 302, 1984.
13. В. Ф. Панов, *Изв. вузов. Физика*, № 1, 22, 1985.
14. В. Г. Кречет, *Изв. вузов. Физика*, № 12, 9, 1985.
15. В. Ф. Панов, *Изв. вузов. Физика*, № 12, 37, 1985.
16. Д. Д. Иваненко, В. Г. Кречет, В. Ф. Панов, в сб. «Проблемы теории гравитации и элементарных частиц», Энергоатомиздат, М., вып. 17, 1986, стр. 8.
17. Д. Д. Иваненко, В. Ф. Панов, в сб. «Проблемы гравитации», Изд-во МГУ, М., 1986, стр. 168.
18. J. M. Bradley, E. Sviestins, *Gen. Relat. and Gravit.*, 16, N. 12, 1119, 1984.
19. E. Sviestins, *Gen. Relat. and Gravit.*, 17, N. 6, 521, 1985.
20. O. Grön, *Phys. Rev. D.: Part. and Fields*, 33, N. 4, 1204, 1986.
21. Д. Д. Иваненко, В. А. Короткий, Ю. Н. Обухов, *Астрон. циркуляр*, № 1458, 1, 1986.
22. Д. Д. Иваненко, В. А. Короткий, Ю. Н. Обухов, *Астрон. циркуляр*, № 1473, 1, 1986.
23. К. П. Станюкович, В. Н. Мельников, *Гидродинамика, поля и константы в теории гравитации*, Энергоатомиздат, М., 1983.
24. В. Г. Кречет, И. В. Сандина, *Изв. вузов. Физика*, № 10, 59, 1981.
25. А. А. Гриб, С. Г. Мамаев, В. М. Мостепенко, *Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях*, Атомиздат, М., 1980.

УДК: 524.37—355

GM1-11 — НОВАЯ ПЛАНЕТАРНАЯ ТУМАННОСТЬ?

Объект GM1-11 = PP 94 был обнаружен на Паломарских картах как заподозренная кометарная туманность [1]. В каталоге кометарных туманностей и родственных объектов [2] он значится как тип IIв-туманность в виде дуги. Внесение в список [1] было обусловлено сочетанием туманности со звездой, находящейся к северу от нее.

Нами были получены спектры GM1-11 в фокусе Несмита 6-метрового телескопа САО АН СССР со спектрографом СП-124 и со сканером с $D = 1.8$ А/кан, по одному в диапазонах $\lambda\lambda$ 3600–5100 и 5200–7300 А.

В спектре туманности обнаружены эмиссионные линии, характерные для газовых туманностей. В наблюдаемом диапазоне отсутствует непрерывный спектр (рис. 1 и 2).

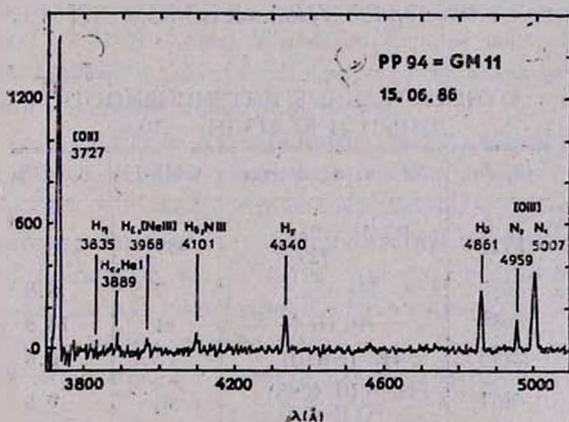


Рис. 1. Спектр планетарной туманности в диапазоне $\lambda\lambda$ 3700—5100 АА. Интенсивность приведена в относительных единицах.

Спектры, полученные в коротковолновой и длинноволновой частях, не перекрывались, поэтому величины относительных интенсивностей приводятся отдельно (табл. 1 и 2).

В спектре туманности наблюдается несколько аномальное отношение линий [S II] 6717 А/6731 А. Как известно, у этих линий общий нижний уровень и их можно использовать для определения электронной плотности в туманности. Наблюдаемое отношение интенсивностей линий [S II] при $T_e = 10^4$ дает величину $n_e \approx 40 \text{ см}^{-3}$ [6], что является предельно низкой величиной для планетарных туманностей.

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
GM1-11 И IC 418 ($N_H = 100$)

λ , А	Линия, элементы	GM1-11	IC 418
5755	[N II]	3.1	0.8
5876	He I	6.4	3.6
6302	[O I] 6300 [S III] 6311	5.6	1.1
6363	[O I]	3.9	0.36
6548	[N II]	23.8	18.3
6563	H α	100	100
6584	[N II]	70.9	53.7
6717	[S II]	23.8	0.74
6731	[S II]	16.7	1.52

В туманности не видна возбуждающая звезда. В спектре звезды, находящейся к северу от туманности, наблюдается линия H α средней интенсивности. Линия He I 5876 А под вопросом. Скорее всего эта звезда случайно спроектирована на край туманности, а возбуждающая звезда из-за слабого излучения в видимой области не видна.

Как известно, не всегда эмиссионный спектр позволяет однозначно отнести объект к планетарным туманностям. Так, в работе [7] статистический анализ, основанный на спектральных наблюдениях, показал, что из 264 объектов, которые значились в различных публикациях как планетарные туманности, лишь 67% могут быть отнесены к таковым.

GM1-11, по-видимому, планетарная туманность с низкой поверхностной яркостью и электронной плотностью.

Однако для окончательного ответа следует провести дополнительные наблюдения.

GM1-11-A New Planetary Nebula? Spectral observations of nebula GM1-11 have shown that it is apparently a planetary nebula of low excitation. The electron density which was determined by intensity of

[S II] lines is about 40 cm^{-3} . The relative intensity of the emission lines is given.

12 февраля 1988

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

К. Г. ГАСПАРЯН
Э. С. ПАРСАМЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Гюльбудалян, Т. Ю. Мазакян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
2. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 1, 1979.
3. A. Gutiérrez—Moreno et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 97, 397, 1985.
4. А. А. Боярчук и др., Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 27, 291, 1963.
5. L. H. Aller, Gaseous Nebulae, London and New-York, 1956.
6. И. В. Носов, Астрон. циркуляр, № 1050, 1979.
7. E. Stenholm, A. Acker, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 68, 51, 1987.

УДК: 524.316.4.022—852—36

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ МОЛИБДЕНА И РУТЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ К-ГИГАНТОВ

В рамках исследования химического состава звезд поздних стадий эволюции проведено определение содержания молибдена и рутения в атмосферах трех звезд К-гигантов рассеянного скопления Гиад. Молибден и рутений представлены немногочисленными линиями в спектрах холодных звезд. Для анализа использованы три слабоблендированные линии $\text{MoI } \lambda 5570.46, 5751.41, 6030.66 \text{ \AA}$ и одна полностью блендированная линия $\text{RuI } \lambda 5636.23 \text{ \AA}$.

Спектрограммы исследуемых звезд получены на 1 камере ОЗСП БТА САО АН СССР в 1984 г. В. Г. Ключковой и В. Е. Панчуком. Спектральный интервал $\lambda 5300\text{—}6700 \text{ \AA}$, обратная дисперсия 5.6 \AA/мм . Для каждой звезды получено по две спектрограммы. Для отбора линий проводился предварительный расчет синтетического спектра.

Параметры исследуемых звезд были определены ранее [5].

1. Эффективная температура определялась несколькими способами:

- а) шкала эффективных температур Риджвея [10], полученная с использованием прямых измерений радиусов, дает значения $T_{\text{эфф}} = 4800 \text{ K}$;
- б) шкала эффективных температур Комарова [3], построенная преимущественно по результатам абсолютной спектрофотометрии звезд, дает зна-

[S II] lines is about 40 cm^{-3} . The relative intensity of the emission lines is given.

12 февраля 1988

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

К. Г. ГАСПАРЯН
Э. С. ПАРСАМЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Гюльбудазян, Т. Ю. Мазалян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
2. Э. С. Парсамян, В. М. Петросян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 1, 1979.
3. A. Gutiérrez—Moreno et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 97, 397, 1985.
4. А. А. Боярчук и др., Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 27, 291, 1963.
5. L. H. Aller, Gaseous Nebulae, London and New-York, 1956.
6. И. В. Носов, Астрон. циркуляр, № 1050, 1979.
7. E. Stenholm, A. Acker, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 68, 51, 1987.

УДК: 524.316.4.022—852—36

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ МОЛИБДЕНА И РУТЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ К-ГИГАНТОВ

В рамках исследования химического состава звезд поздних стадий эволюции проведено определение содержания молибдена и рутения в атмосферах трех звезд К-гигантов рассеянного скопления Гиад. Молибден и рутений представлены немногочисленными линиями в спектрах холодных звезд. Для анализа использованы три слабоблендированные линии MoI λ 5570.46, 5751.41, 6030.66 А и одна полностью блендированная линия RuI λ 5636.23 А.

Спектрограммы исследуемых звезд получены на 1 камере ОЗСП БТА САО АН СССР в 1984 г. В. Г. Ключковой и В. Е. Панчуком. Спектральный интервал λ 5300—6700 А, обратная дисперсия 5.6 А/мм. Для каждой звезды получено по две спектрограммы. Для отбора линий проводился предварительный расчет синтетического спектра.

Параметры исследуемых звезд были определены ранее [5].

1. Эффективная температура определялась несколькими способами:

- а) шкала эффективных температур Риджвея [10], полученная с использованием прямых измерений радиусов, дает значения $T_{\text{эфф}} = 4800 \text{ K}$;
- б) шкала эффективных температур Комарова [3], построенная преимущественно по результатам абсолютной спектрофотометрии звезд, дает зна-

чение $T_{\text{эф}} = 5000 \text{ K}$; в) самосогласованные с моделями атмосфер значения цвета $B-V$ дают наиболее низкие значения $T_{\text{эф}} = 4700 \text{ K}$; г) температуры, полученные в предположении, что в максимально свободных от поглощения в атомных линиях и молекулярных полосах участках спектра с λ 4600, 6100 и 7550 Å излучение фотосферы планковское, равны 5050 K. При этом использовались абсолютизированные распределения энергии, полученные в Астрономической обсерватории Одесского государственного университета имени И. И. Мечникова [4]; д) эффективные температуры, определенные методом спектральных индексов в работе Бурнашова [1], дают среднюю эффективную температуру, равную $4930 \pm 40 \text{ K}$.

2. Ускорение силы тяжести в атмосфере вычислялось по болометрической звездной величине, определенной из принадлежности звезд к скоплению. Используя эволюционные треки из работы Пачинского [11], получены $\lg g = 2.6-2.7$.

С учетом вышезложенного расчет содержания элементов проведен для моделей Белла [7] с эффективными температурами 5000 K и ускорениями силы тяжести 2.25 и 3.0 с солнечным химическим составом и с турбулентными скоростями 1.6 и 1.8 км/с.

Содержание молибдена $\lg \epsilon_{\text{Mo}}$ рассчитано по программам WIDTH-6 [8], рутения $\lg \epsilon_{\text{Ru}}$ — методом синтетического спектра [6]. Пример сравнения наблюдаемого и вычисленного спектров приведен на рис. 1 для линии $\text{Ru I } \lambda 5636.23 \text{ \AA}$ (звезда δ Тау). При расчете использованы силы осцилляторов из работ Гуртовенко [2] и списка Куруца—Пейтремана [9]. Результаты проведенных вычислений содержатся в табл. 1.

Таблица 1
СОДЕРЖАНИЕ МОЛИБДЕНА И РУТЕНИЯ
В АТМОСФЕРАХ К-ГИГАНТОВ

•	HD	V	$-\lg \epsilon_{\text{Mo}}$	$-\lg \epsilon_{\text{Ru}}$
γ Тау	27371	3.64	9.40	9.20
δ Тау	27697	3.76	9.56	8.95
ϵ Тау	28305	3.54	9.41	9.00
Солянде			9.62	9.05

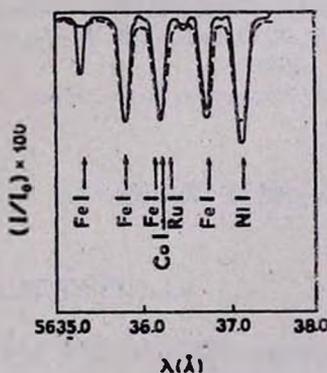


Рис. 1.

Точность определения $\lg \epsilon_{\text{Mo}}$: $\pm 0.3 \text{ dex}$, $\lg \epsilon_{\text{Ru}}$: $\pm 0.5 \text{ dex}$. Полученные содержания элементов совпадают в пределах ошибок с солнечным содержанием. При этом завышенное на порядок значение содержания руте-

ния как для Солнца, так и для исследуемых звезд объясняется, прежде всего, неточностью $\lg gf$ для линии Ru I.

The Mo and Ru abundances determination in the atmosphere of K giant stars. From the model-atmosphere and spectral synthesis methods the Mo and Ru abundances are determined for three K giants from 5.6 A/mm photographic spectra obtained with the 6-meter telescope of the SAO of AS of the USSR. These Mo and Ru abundances coincide with solar data within the limits of error.

17 февраля 1987

Одесский государственный
университет

Н. С. КОМАРОВ
Т. В. МИШЕНИНА

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Бурнашов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 67, 13, 1983.
2. А. А. Гуртовенко, Р. И. Костык, Препр. ИТФ АН УССР, ИТФ-79-138 Р, янв. 1980, стр. 36.
3. Н. С. Комаров, Астрон. циркуляр, № 1144, 3, 1980.
4. Н. С. Комаров, В. А. Позигун, С. Н. Белик и др., Спектрофотометрия звезд в диапазоне $\lambda\lambda$ 550—900 н. м., Наукова думка, Киев, стр. 311, 1983.
5. Т. В. Мишенина, В. Е. Панчук, Н. С. Комаров, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 22, 13, 1986.
6. В. В. Цымбал, Канд. диссертация, Одесса, 1980.
7. R. A. Bell, K. Eriksson, B. Gustafsson, A. Nordlund, Ann. Astrophys. Suppl. Ser., 23, 37, 1976.
8. R. L. Kurucz, SAO Spec. Rep., 39, 291, 1970.
9. R. L. Kurucz, E. Peytremann, SAO, Spec. Rep., 362, 1219, 1975.
10. S. T. Ridgway, R. R. Joyce, N. M. White, R. F. Wing, Astrophys. J., 235, 126, 1980.
11. В. Paczynski, Acta Astron., 20, 47, 1970.

УДК: 524.7—823—74

О СТРУКТУРЕ ЯДРА МАРКАРЯН 1027

Марк 1027 (IC 214, МК 1-6-57) входит в XI список галактик с ультрафиолетовым избытком. Это сфероидальная галактика, которая имеет в контакте спутник 16 зв. величины на северо-западе и значительный выброс на юго-востоке с голубыми сгущениями [1]. Размеры галактики составляют $27'' \times 12''$, а видимая интегральная величина оценена $15^m.5$ [1].

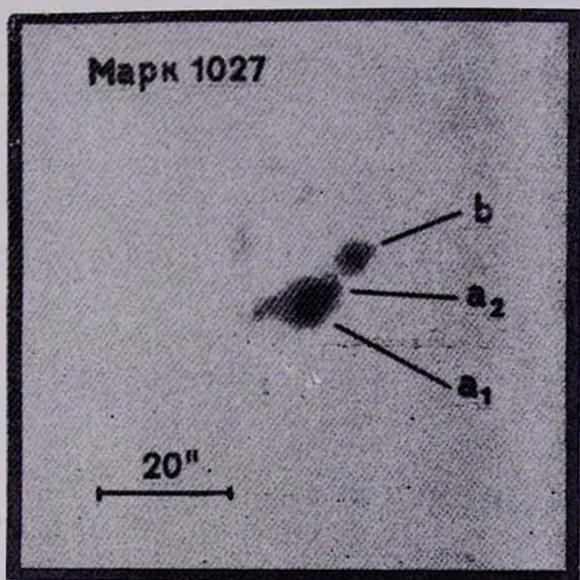


Рис. 1. Фотография центральной части галактики Марк 1027. Отмечены три ядра и две сверхмассивные дыры. Масштаб указан на фотографии.

К ст. Г. В. Абрамяна, К. А. Саакян

Марк 1027 включена в список галактик с двойными ядрами [2], с одним мощным спиральным рукавом, выходящим из юго-восточного «а» сгущения. За второе «b» ядро был принят отмеченный в [1] спутник, исходя из того, что расположение сгущений относительно внутренних изоденс близко к симметричному, и галактика удовлетворяет признакам, необходимым для причисления ее к двухъядерным [2]. Там же отмечено, что «а» ядро имеет вид эллипса, а «b» — сферы. Для двух ядер приведены радиальные скорости, величины, размеры и расстояния между ними [2].

На снимке, полученном на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с новым ситаловым зеркалом, выявлена еще одна деталь в центральной области галактики: сгущение «а» в свою очередь состоит из двух сгущений, которые мы обозначили через «а1» и «а2» (рис. 1). Все три сгущения, «а1», «а2» и «b», расположены строго на одной линии, которая, по-видимому, совпадает с экваториальной плоскостью галактики. Сгущение «а1» — самое яркое и самое звездообразное среди всех. Самое слабое ядро «а2» расположено между яркими ядрами.

Таблица 1
ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ВЗАИМНЫЕ РАССТОЯНИЯ
ЯДЕР И СВЕРХАССОЦИИЙ ГАЛАКТИКИ МАРК 1027

Сгущение	m_{lg}	M_{lg}	Расстояние между ядрами		CI	
			угловые	линейные		
a1	16. ^m 2	-19. ^m 2	a1 ÷ a2	3."1	1.8 кпк	
a2	16.9	-18.5	a2 ÷ b	8	4.6	
b	16.7	-18.7	a1 ÷ b	11	6.4	
CA1	19.7	-15.7				-0. ^m 2
CA2	19.7	-15.7				0.0

В табл. 1 приведены некоторые данные о ядрах: видимые фотографические величины, оцененные нами глазомерно, тем же методом, как и в [3], абсолютные фотографические величины, взаимное расстояние в секундах дуги и в килопарсеках. При вычислениях для постоянной Хаббла принималось значение $H = 75$ км/с Мпк.

На снимке, полученном на 2.6-м телескопе, изображения исключительно хорошие ($\theta \cong 1."$ 5), что и сделало возможным выявление новой детали в структуре ядра.

В работе [4] было показано, что ядра «а» и «b» по своим спектральным характеристикам похожи на сверхассоциации.

Согласно картам Паломарского обозрения, от южного сгущения выходит один спиральный рукав, который затем раздваивается, и на близком к ядру ответвлении, представляющ(ем) собой прямолинейный отрезок,

имеются голубые сверхассоциации, обозначенные SA1 и SA2. По картам были оценены их фотографические величины и цвета: данные о сверхассоциациях также приведены в табл. 1.

On The Structure of Nucleus of Markarian 1027. On the plate obtained with the new mirror on 2.6 m telescope, the third nucleus in Markarian 1027 has been discovered. The galaxy earlier was considered as a double nuclei object.

30 декабря 1988

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Г. В. АБРАМЯН
К. А. СААКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 397, 1977.
2. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
3. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
4. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 552, 1980.

УДК: 524.38

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВИДИМЫХ СЖАТИЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК, ВХОДЯЩИХ В ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ

Богатый наблюдательный материал, относящийся к двойным галактикам [1—3], широко используется для статистического анализа различных свойств компонентов двойной системы. Это касается таких основных характеристик галактик, как их светимости, размеры, расстояния между компонентами, индивидуальные и суммарные орбитальные массы, моменты вращения и орбитальные моменты, а также всевозможных корреляций этих величин. Статистический анализ видимых сжатий спиральных галактик выпал из поля зрения исследователей. Между тем, эта величина используется для определения индивидуальных масс спиральных галактик, входящих в двойные системы, по кривым вращения [4, 5]. Чтобы вычислить истинную скорость вращения галактики, необходимо знать ее угол наклона i к картинной плоскости. Угол i определяется величиной видимого сжатия галактики или отношением видимой малой полуоси к большой

$q = \frac{b}{a} = \sin i$. При этом неявно предполагается, что спиральная галак-

тика представляет собой бесконечно тонкий круглый диск очень малой толщины. Для галактик, образующих пары, такое предположение может оказаться неверным. Действительно, как показали расчеты перетекания газа в двойных системах типа S—E [6], за время одного-двух оборотов спиральной галактики происходит сильное искажение формы газового диска и отклонение движений газовых облаков от первоначальных круговых. даже в том случае, если не происходит истечения вещества из диска спиральной галактики.

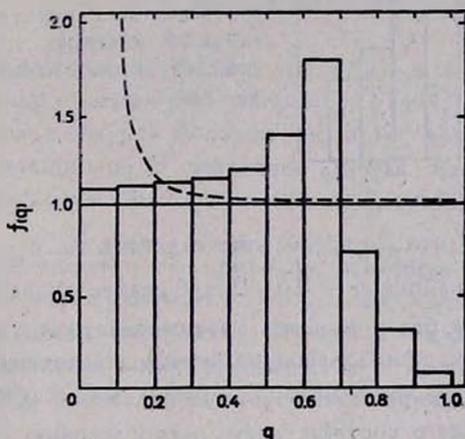


Рис. 1. Результаты численного моделирования распределения сжатий проекций эллипса на картинную плоскость ($b/a = 0.65$). Прямая линия — распределение сжатий проекций круга; пунктирная — график функции распределения проекций эллипса при вращении ($b_0/a_0 = 0.1$).

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования распределения сжатий проекций такого искаженного диска (эллипса с отношением полуосей $b/a = 0.65$). Предполагалось, что эллипс случайным образом ориентирован по отношению к картинной плоскости. Видно, что это распределение существенным образом отличается от распределения сжатий проекций круга. Отсюда следует, что видимое распределение спиральных галактик по сжатиям должно нести информацию не только об угле наклона i , но и о форме диска.

На рис. 2 приведена гистограмма для величины q . Гистограмма построена на основе данных И. Д. Караченцева по двойным галактикам [1]. Данные по видимым сжатиям спиральных галактик, входящих в системы типа S—E (физические пары), имеются для 77 галактик, из которых 40 принадлежат парам без признаков взаимодействия, а 37 — взаимодействующим парам. Если структура галактических дисков не искажается вследствие приливных взаимодействий, то распределение видимых сжатий:

галактик (при случайной ориентации нормали к плоскости диска) можно представить как распределение сжатий проекций бесконечно тонких круглых дисков на картинную плоскость. На самом деле картина совсем другая.

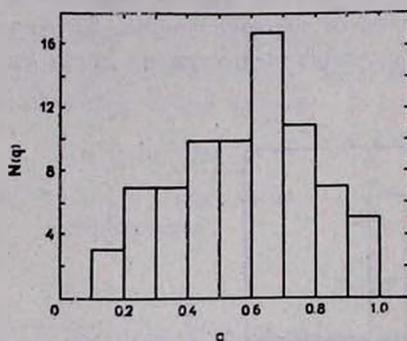


Рис. 2. Распределение спиральных галактик, входящих в S—E пары, по отношению видимой малой полуоси к большой ($q = b/a$).

Из рис. 2 видно, что распределение галактик по q имеет четко выраженный максимум в районе $q = 0.6—0.7$. Среднее значение \bar{q} для галактик, входящих в пары без признаков взаимодействия, равно 0.53 ($\sigma_q = 0.20$), для галактик, принадлежащих взаимодействующим парам, — 0.62 ($\sigma_q = 0.16$), для суммарной выборки — 0.57 ($\sigma_q = 0.19$). Приведенные гистограммы лучше всего соответствуют распределению сжатий проекций эллипса, а не круга и даже не эллипсоида вращения с $b_0 \ll a_0$. Этот факт свидетельствует об искажении формы дисков спиральных галактик в результате приливных взаимодействий и подтверждает выводы работы [6] по моделированию процесса перетекания газа в двойных галактиках.

Statistical Analysis of Apparent Ellipticities of Spiral Galaxies in Binary Systems. It has been shown that apparent ellipticity of spirals in binary systems ($q = b/a$, where b is the minor apparent semi-axis of the galaxy) is distributed as projections of ellipses, not round disks. This fact testifies the essential distortion of spirals by tidal interactions.

8 января 1988

Ленинградский государственный
университет

Н. Я. СОТНИКОВА

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Караченцов, Двойные галактики, Наука, М., 1987.
2. E. L. Turner, *Astrophys. J.*, 208, 20, 1976.
3. S. D. Petersen, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 527, 1979.

4. И. Д. Караченцев, В. А. Минева, Письма в Астрон. ж., 10, № 8, 563, 1984.
 5. В. А. Минева, Астрофизика, 26, 335, 1987.
 6. Н. Я. Сотникова, Астрофизика, 28, 495, 1988.

УДК: 524.8

ЗАМЕЧАНИЕ О ХАРАКТЕРНЫХ ВЕЛИЧИНАХ В КОСМОЛОГИИ

Интригующие совпадения больших чисел в космологии обсуждались в литературе неоднократно (см., например, [1—4] и ссылки в них). Еще Эддингтон пытался вывести большое число 10^{40} как следствие новых фундаментальных принципов. В последнее время большой популярностью пользуется объяснение космологических совпадений на основе антропного принципа.

В настоящей заметке мы приводим некоторые новые соображения о возможном объяснении совпадения космологических больших чисел, исходя лишь из известных физических законов и численных значений фундаментальных постоянных микрофизики. Как и принято в работах такого типа, все равенства справедливы по порядку величины, например, $2 \cdot 10^{39} \sim 10^{40}$ и т. д.

1. Основную роль в дальнейших рассуждениях будет играть планковская светимость

$$L_{\text{пл}} \sim c^5/G \sim 10^{59} \text{ эрг/с.} \quad (1)$$

Выражение (1) может быть получено также из соотношения, определяющего высвечивание энергии, соответствующей массе покоя Mc^2 , за время пересечения светом гравитационного радиуса $R_G \sim GM/c^2$ для этой массы: $L_{\text{пл}} \sim Mc^2/(R_G/c) \sim c^5/G$. Отметим, что эта оценка светимости не имеет отношения к так называемому „испарению“ черных дыр.

Сравним планковскую светимость с эддингтоновской, определяющей максимально допустимую массу объекта из условия равенства силы светового давления и силы гравитации:

$$L_{\text{эдл}} \sim \frac{GMm_p c}{\sigma_T} \sim \frac{c^5 G m_p^2 m_*^2}{e^4} N_M, \quad (2)$$

где $M \sim m_p N_M$ — масса объекта, $\sigma_T \sim e^4/(m_e c^2)^2$ томсоновское сечение рассеяния. Сопоставляя (1) и (2), получаем оценку для числа нуклонов в таком экстремальном объекте, где $L_{\text{эдл}} \sim L_{\text{пл}}$, т. е.

$$N_M \sim \left(\frac{e^2}{G m_e m_p} \right)^2 \sim (10^{10})^2 \sim 10^{20}, \quad (3)$$

или с учетом равенства $e^2 = hc/137$:

$$N_M \sim \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^2.$$

Соотношение (3) дает значение, совпадающее по порядку величины с наблюдаемым числом протонов в Метагалактике. Подчеркнем, однако, что получено оно без использования космологической информации, лишь из условия равенства сил гравитации и светового давления.

2. Предельный размер объекта с числом нуклонов N_M найдем из соотношения $R_M \sim R_G \sim GM/c^2$ и с учетом (3) получим:

$$R_M \sim \frac{e^4}{G m_p m_e^2 c^2} \sim R_e \frac{e^2}{G m_e m_p} \sim 10^{40} R_e \sim 10^{27} \text{ см}, \quad (4)$$

где $R_e \sim e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона. Таким образом, характерный размер Метагалактики равен размеру электрона, умноженному на большое число $e^2/G m_e m_p \sim 10^{40}$.

Характерное время для Метагалактики получается как отношение характерного размера к скорости света, т. е. $t_M \sim R_M/c$, или с учетом (4):

$$t_M \sim \frac{e^4}{G m_p m_e^2 c^3} \sim \frac{R_e}{c} \frac{e^2}{G m_e m_p} \sim 10^{17} \text{ с}. \quad (5)$$

Характерную плотность вещества в Метагалактике получаем из соотношения $\rho_M \sim m_p N_M / R_M^3$, откуда

$$\rho_M \sim \frac{G m_p^2 m_e^4 c^6}{e^8} \sim \rho_p \cdot \left(\frac{e^2}{G m_e m_p} \right)^{-1} \sim 10^{-27} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}, \quad (6)$$

где $\rho_p \sim m_p / R_e^3$ — характерная ядерная плотность. Сравнивая (4) и (6) замечаем, что характерная плотность вещества в Метагалактике во столько раз меньше характерной ядерной плотности, во сколько характерный размер Метагалактики больше характерного ядерного размера. Естественно предположить, что плотность структурных образований промежуточных масштабов приближенно спадает также обратно пропорционально размерам систем, т. е. $\rho \sim \rho_p \left(\frac{R_e}{R} \right) \sim R^{-1}$. Такой закон плотности может реализоваться в иерархической структуре Метагалактики и совместим с современными наблюдательными данными [5]. Используя выражение для „гравитационной“ постоянной Хаббла $H_{гп} \sim \rho_0 r_0 G/c$ [5] и подставляя в него $\rho_0 \sim \rho_p$ и $r_0 \sim R_e$, получаем.

$$H_{\text{ГР}} \sim \frac{G m_p m_e^2 c^3}{e^4} \sim 10^{-17} \text{ с}^{-1}. \quad (7)$$

Удивительным кажется совпадение выражений (5) и (7) ($H_{\text{ГР}} \sim \sim (T_M^{-1})$), так как они получены из совершенно разных предпосылок.

3. Характерную температуру излучения, заполняющего шар радиусом R_M , найдем, приравняв известное выражение для светимости абсолютно черного тела планковской светимости: $c^3/G \sim 4\pi R_M^2 \sigma T_M^4$. Подставляя $\sigma = 2\pi^5 K^4/15h^3c^2$, получаем

$$\begin{aligned} T_M &\sim \frac{m_p^{12} m_e G^{14} h^{3 \cdot 4} c^{11 \cdot 4}}{2\pi k e^2} \sim \frac{m_{\text{Пл}} c^2}{2\pi k} \left(\frac{m_{\text{Пл}}}{m_p} \right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{G m_e m_p} \right)^{-1} \sim \\ &\sim T_N \cdot \left(\frac{e^2}{G m_e m_p} \right)^{-1} \sim 10^1 \text{ К}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$T_N \sim \frac{m_{\text{Пл}} c^2}{2\pi k} \cdot \left(\frac{m_{\text{Пл}}}{m_p} \right)^{1/2},$$

$m_{\text{Пл}} = \sqrt{\frac{hc}{G}}$ — планковская масса. Значение $T_M \sim 10^1 \text{ К}$ по порядку величины соответствует наблюдаемой температуре чернотельного микроволнового фонового излучения, заполняющего Метагалактику.

Таким образом, исходя из определения планковской светимости и локальных условий равновесия, оказывается возможным выразить важнейшие параметры Метагалактики через фундаментальные постоянные микрофизики.

A Note on the Characteristic Quantities in Cosmology. On the basis of Planck luminosity and local equilibrium conditions, basic parameters of the Metagalaxy are expressed through the fundamental constants of microphysics.

18 мая 1987

Ленинградский государственный
университет

Курский институт
усовершенствования учителей

Ю. В. БАРЫШЕВ
А. А. РАЙКОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 13, 63, 1977.
2. П. Дэвис, *Случайная Вселенная*, Мир, М., 1985.
3. Г. Е. Горелик, *Эйнштейновский сборник 1982—1983*, Наука, М., 1986, стр. 302.
4. И. Л. Розенталь, *Элементарные частицы и структура Вселенной*, Наука, М., 1984.
5. Ю. В. Барышев, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв., АН СССР*, 14, 24, 1981.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 28, 1988 год

<i>Абрамян Г. В., Саакян К. А.</i> О структуре ядра Маркарян 1027	684
<i>Алкснис А., Ларионов В. М., Ларионова Л. В., Рудзинскис А.</i> Оптическая и инфракрасная переменность объекта AGGL 2881 и соседней красной звезды	586
<i>Амбарян В. В.</i> Кратные системы типа Трапеции, состоящие из звезд типа Т Тельца и вспыхивающих в ассоциации Ориона	149
<i>Амбарян В. В.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>)	375
<i>Андреасян Р. Р., Макаров А. Н.</i> Модель двухкомпонентного магнитного поля Галактики	419
<i>Афанасьев В. Л., Буренков А. Н., Засов А. В., Сильченко О. К.</i> Вращение внутренних областей спиральных галактик. I	243
<i>Барышев Ю. В., Морозов В. Н.</i> Теоретические параметры мощных радиогалактик. II. Генерация МГД-турбулентности бесстолкновительными ударными волнами	111
<i>Барышев Ю. В., Морозов В. Н.</i> Теоретические параметры мощных радиогалактик III. Ускорение частиц	273
<i>Барышев Ю. В., Райков А. А.</i> Замечание о характерных величинах в космологии	689
<i>Бергер Ю. К., Козлов В. П., Кривцов А. А., Мирошниченко А. С., Юдин Р. В., Ютанов Н. Ю., Джакушева К. Г., Куратов К. С., Муканов Дж. Б.</i> Фотометрическое исследование Ae/Be звезды Хербига MWC 297. I. Квази-одновременные UBVRIJHK-наблюдения	529
<i>Берман В. Г.</i> (см <i>Сучков А. А.</i>)	87
<i>Болгова Г. Т., Макаров С. В., Соболев А. М.</i> Кинетика столкновительно-столкновительной накачки космических мазеров H ₂ O	405
<i>Боярчук А. А., Губены И., Кубат И., Любимков Л. С., Сахибуллин Н. А.</i> Эффекты отклонений от ЛТР в атмосферах F-сверхгигантов. II. Анализ линий Na I (метод вычислений)	335
<i>Боярчук А. А., Губены И., Кубат И., Любимков Л. С., Сахибуллин Н. А.</i> Эффекты отклонений от ЛТР в атмосферах F-сверхгигантов. III. Анализ линий Na I (результаты вычислений)	343
<i>Буренков А. Н.</i> Спектральное исследование Маркарян 297	47

<i>Буренков А. Н.</i> (см. <i>Афанасьев В. Л.</i>)	243
<i>Быценко А. А.</i> (см. <i>Гончаров Ю. П.</i>)	223
<i>Вошинников Н. В., Гринин В. П., Киселев Н. Н., Минукулов Н. Х.</i> Пыль вокруг молодых звезд. Наблюдения поляризации UХ Oг1 в глубоких минимумах	311
<i>Габриелян Р. Г., Мкртчян А. Р., Мнацаканян М. А., Котанджян Х. В.</i> К решению задачи переноса излучения в плоском слое для модели полного перераспределения по частотам. I. Одномерная среда	195
<i>Габриелян Р. Г., Мкртчян А. Р., Мнацаканян М. А., Котанджян Х. В.</i> К решению задачи переноса излучения в плоском слое для модели полного перераспределения по частотам. II. Трехмерная среда	193
<i>Гаспарян К. Г., Парсамян Э. С.</i> GM-II — новая планетарная туманность?	679
<i>Гварамадзе В. В., Ломинадзе Дж. Г.</i> Вращение газа над галактическим диском	99
<i>Гончаров Ю. П., Быценко А. А.</i> Инфляционная Вселенная естественна в расширенной калибровочной супергравитации	223
<i>Горбацкий В. Г.</i> О происхождении метагалактического газа в скоплениях галактик и источниках его энергии	73
<i>Грачев С. И.</i> О диффузии резонансного излучения в бесконечной среде при наличии поглощения в континууме	205
<i>Гринин В. П., Соболев В. В.</i> О начальной фазе вспышек звезд типа UV Кита	355
<i>Гринин В. П.</i> (см. <i>Вошинников Н. В.</i>)	311
<i>Губены И.</i> (см. <i>Боярчук А. А.</i>)	335
<i>Губены И.</i> (см. <i>Боярчук А. А.</i>)	343
<i>'Делла Вале М.</i> (см. <i>Меликян Н. Д.</i>)	329
<i>Джакушева К. Г.</i> (см. <i>Бернер Ю. К.</i>)	529
<i>Джанширян Р. Г., Костанян Ф. А.</i> Динамика магнитозвукового солитона при переходном излучении в неоднородном магнитном поле	217
<i>Дорошенко В. Т.</i> UVV-фотометрия сейфертовских галактик. I. MGC 8-11-11 и Маркарян 6	5
<i>Дорошенко В. Т.</i> UVV-фотометрия сейфертовских галактик. II. NGC 6814	233
<i>Дорошенко В. Т.</i> UVV-фотометрия сейфертовских галактик. III. NGC 6764	465
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	27
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	476
<i>Залиян В. П.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>)	131
<i>Засов А. В.</i> (см. <i>Афанасьев В. Л.</i>)	243
<i>Зенцова А. С.</i> «Медленные» струи в сейфертовских галактиках. Наблюдательные проявления	505

<i>Ильин В. Б.</i> Электрический потенциал несферических межзвездных пылинок	648
<i>Казарян М. А., Казарян Э. С.</i> Спектральное и морфологическое исследование галактик с UV-избытком. VII	39
<i>Казарян М. А., Казарян Э. С.</i> О вхождении галактик с УФ-избытком в физические системы	487
<i>Казарян Э. С.</i> (см. <i>Казарян М. А.</i>)	39
<i>Казарян Э. С.</i> (см. <i>Казарян М. А.</i>)	487
<i>Киселев Н. Н.</i> (см. <i>Вошинников Н. В.</i>)	311
<i>Козлов В. П.</i> (см. <i>Бергнер Ю. К.</i>)	529
<i>Комаров Н. С., Мишенина Т. В.</i> Определение содержания молибдена и рутения в атмосферах К-гигантов	682
<i>Комиссаров С. С.</i> Газодинамическая модель формирования протяженных компонентов внегалактических радиосточников типа FR-1	261
<i>Комиссаров С. С.</i> Формирование протяженных компонентов внегалактических радиосточников типа FR-1. Радиогалактика в центре богатого скопления галактик	517
<i>Копылов И. М., Липовецкий В. А., Сомов Н. Н., Сомова Т. А., Степанян Дж. А.</i> Спектральные исследования группы новых катаклизмических переменных из первого Бюраканского обзора на 6-м телескопе	287
<i>Костанян Ф. А.</i> (см. <i>Джангирян Р. Г.</i>)	217
<i>Котанджян Х. В.</i> (см. <i>Габриелян Р. Г.</i>)	193
<i>Котанджян Х. В.</i> (см. <i>Габриелян Р. Г.</i>)	443
<i>Кречет В. Г.</i> Нестационарные космологические модели с вращением	670
<i>Кривцов А. А.</i> (см. <i>Бергнер Ю. К.</i>)	529
<i>Кубат И.</i> (см. <i>Боярчук А. А.</i>)	193
<i>Кубат И.</i> (см. <i>Боярчук А. А.</i>)	343
<i>Куратов К. С.</i> (см. <i>Бергнер Ю. К.</i>)	529
<i>Ларионов В. М.</i> (см. <i>Алкснис А.</i>)	586
<i>Ларионова Л. В.</i> (см. <i>Алкснис А.</i>)	586
<i>Леушин В. В., Топильская Г. П.</i> Содержание металлов в атмосфере главного компонента υ Sgr	363
<i>Леушин В. В., Топильская Г. П.</i> Эволюционные изменения химического состава υ Sgr	554
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	27
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Копылов И. М.</i>)	287

Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	476
Любарский Ю. Э. Комptonизация в сверхсильном магнитном поле. I	183
Любарский Ю. Э. Комptonизация в сверхсильном магнитном поле. II	429
Любимков Л. С. (см. Боярчук А. А.)	335
Любимков Л. С. (см. Боярчук А. А.)	343
Магакян Т. Ю., Хачикян Э. Е. Бернес 48 — случай оптически наблюдаемого анизотропного выброса. I	139
Магакян Т. Ю. Туманность GM 1—27 — новый случай анизотропного истечения?	599
Маггесян А. П. Группы галактик. I. Принципы идентификации	255
Макаров А. Н. (см. Андреасян Р. Р.)	419
Макаров С. В. (см. Боллова Г. Т.)	405
Маркарян Б. Е., Ерастова Л. К., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А., Шаповалова А. И. Спектры галактик с УФ-континуумом. VI	27
Маркарян Б. Е., Ерастова Л. К., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А., Шаповалова А. И. Спектры галактик с УФ-континуумом. VII	476
Меликян Н. Д., Нацулишвили Р. Ш., Делла Валле М. Наблюдения долгопериодической переменной Y Ori	329
Меликян Н. Д. (см. Мирзоян Л. В.)	540
Мережин В. П., Рубан Е. В. Сравнение наблюдаемого и теоретического абсолютных распределений энергии в спектре Вега	573
Миникулов Н. Х. (см. Вошинников Н. В.)	311
Мирзоян Л. В., Амбарян В. В. Статистическое исследование вспыхающих звезд. I. Звезды типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхающие звезды в скоплениях и ассоциациях	375
Мирзоян Л. В., Меликян Н. Д., Нацулишвили Р. Ш. Необычные кривые блеска звездных вспышек в Орионе	540
Мирошниченко А. С. (см. Юдин Р. В.)	157
Мирошниченко А. С. (см. Берзнер Ю. К.)	529
Мишенина Т. В. (см. Комаров Н. С.)	682
Мкртчян А. Р. (см. Габриелян Р. Г.)	193
Мкртчян А. Р. (см. Габриелян Р. Г.)	443
Мнацаканян М. А. (см. Габриелян Р. Г.)	193
Мнацаканян М. А. (см. Габриелян Р. Г.)	443
Морозов В. Н. (см. Барышев Ю. В.)	111
Морозов В. Н. (см. Барышев Ю. В.)	273

Мукаев Дж. Б. (см. Бернер Ю. К.)	529
Нацелишвили Р. Ш. (см. Меликян Н. Д.)	329
Нацелишвили Р. Ш. (см. Мирзоян Л. В.)	540
Онучина Е. В. (см. Фесенко Б. И.)	83
Орлов М. Я., Шаврина А. В. Содержание элементов группы палладия в атмосферах проволюционировавших звезд. I. Молибден	595
Павленко Я. В. Решение НЛТР-задачи для Mg I в атмосфере М-гиганта с хромосферой. I. Мензеловские коэффициенты	163
Панов В. Ф. (см. Кречет В. Г.)	670
Парсамян Э. С. (см. Гаспарян К. Г.)	679
Полякова Г. Д. Спектрофотометрия ядра сейфертовской галактики NGC 7469	19
Райков А. А. (см. Барышев Ю. В.)	689
Розгачева И. К. Коллективная динамика флуктуаций плотности в гравитирующей среде	618
Рубан Е. В. (см. Мережин В. П.)	573
Рудзинскис А. (см. Алкснис А.)	586
Саакян К. А. (см. Абрамян Г. В.)	634
Самедов Э. А. Исследование атмосфер звезд ι 'Sco (P2 Ia) и θ Sco (F1 II)	564
Сахибуллин Н. А. (см. Боярчук А. А.)	335
Сахибуллин Н. А. (см. Боярчук А. А.)	342
Седракян Д. М., Шахабасян К. М. О сверхпроводимости пионного конденсата в нейтронных звездах	628
Сильченко О. К. (см. Афанасьев В. Л.)	243
Соболев А. М. (см. Болгова Г. Т.)	405
Соболев В. В. (см. Гринин В. П.)	355
Сомов Н. Н. (см. Копылов И. М.)	287
Сомова Т. А. (см. Копылов И. М.)	287
Сотникова Н. Я. Условия и характер перетекания вещества в двойных системах галактик типа S—E	495
Сотникова Н. Я. Статистический анализ видимых сжатий спиральных галактик, входящих в двойные системы	686
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	27
Степанян Дж. А. (см. Копылов И. М.)	27
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	476

Студеникин А. И. Импульс отдачи нейтронсодержащего объекта как следствие асимметричного вылета антинейтрино при бета-распаде нейтронов в магнитном поле	638
Сучков А. А., Берман В. Г. Горячие короны галактик: эффекты темного гало, межгалактической среды и теплопроводности	87
Сучков А. А. Различие темных гало спиральных и эллиптических галактик	279
Товмасын Г. М., Залинян В. П. Параллельные двухцветные наблюдения звездных вспышек с высоким временным разрешением	131
Токовинин А. А. Лучевые скорости близких К, М-карликов	297
Топильская Г. П. (см. Леушин В. В.)	363
Топильская Г. П. (см. Леушин В. В.)	554
Тутуков А. В. Образование двойных радиопульсаров	604
Усович К. И. О динамической эволюции кольцеобразных газовых структур в дисках спиральных галактик	510
Федоренко В. Н. Ускорение частиц ударными волнами в радиогалактиках	123
Фесенко Б. И., Онучина Е. В. О параметрах ковариационной функции галактик	83
Хачикян Э. Е. (см. Матакян Т. Ю.)	139
Цирульник Л. Б. Аналитическое решение уравнения переноса, линеаризованного по малому параметру, в задаче о почти серой атмосфере	455
Чугунов Ю. В., Шапошников В. Е. Магнитодрейфовый радиомазер в магнитосфере пульсара	169
Шаврина А. В. (см. Орлов М. Я.)	595
Шаповалова А. И. (см. Маркарян Б. Е.)	27
Шаповалова А. И. (см. Маркарян Б. Е.)	476
Шапошников В. Е. (см. Чугунов Ю. В.)	169
Шахабасян К. М. (см. Седракян Д. М.)	628
Шевченко И. И. Быстрая спектральная переменность активных ядер галактик. Амплитуды вариаций в линиях	59
Шиховцева Е. С. Равновесное рентгеновское излучение оптически толстой плазмы	658
Юдин Р. В., Мирошниченко А. С. Оценка спектральных классов звезд типа Т Тельца	157
Юдин Р. В. (см. Бергнер Ю. К.)	529
Юревич Л. В. Распределение облаков гидроксила в галактике	391
Ютанов Н. Ю. (см. Бергнер Ю. К.)	529

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 28, 1988 год

Выпуск 1

UBV-фотометрия сейфертовских галактик. I. MCG 8-11-11 и Маркарян 6 <i>В. Т. Дорошенко</i>	5
Спектрофотометрия ядра сейфертовской галактики NGC 7469 . . . <i>Г. Д. Полякова</i>	19
Спектры галактик с УФ-континуумом. VI <i>Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова</i>	27
Спектральное и морфологическое исследование галактик с УФ-избытком. VII <i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	39
Спектральное исследование галактики Маркарян 297 <i>А. Н. Буренков</i>	47
Быстрая спектральная переменность активных ядер галактик. Амплитуды вариаций в линиях <i>И. И. Шевченко</i>	59
О происхождении метагалактического газа в скоплениях галактик и источниках его энергии <i>В. Г. Горбацкий</i>	73
О параметрах ковариационной функции галактик <i>Б. И. Фесенко, Е. В. Онучина</i>	83
Горячие короны галактик: эффекты темного гало, межгалактической среды и теплопроводности <i>А. А. Сучков, В. Г. Берман</i>	87
Вращение газа над галактическим диском <i>В. В. Гварамадзе, Дж. Г. Ломинадзе</i>	99
Теоретические параметры мощных радиогалактик. II. Генерация МГД-тurbуленности бесстолкновительными ударными волнами <i>Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов</i>	111
Ускорение частиц ударными волнами в радиогалактиках <i>В. Н. Федоренко</i>	123
Параллельные двухцветные наблюдения звездных вспышек с высоким временным разрешением <i>Г. М. Товмасын, В. П. Залинян</i>	131
Бернес 48—случай оптически наблюдаемого анизотропного выброса. I <i>Т. Ю. Магакян, Э. Е. Хачикян</i>	139
Кратные системы типа трапеции, состоящие из звезд типа Т Тельца и вспыхающих в ассоциации Ориона <i>В. В. Амбарян</i>	149

Оценка спектральных классов звезд типа Т Тельца HL Тау и DG Тау <i>Р. В. Юдин, А. С. Мирошниченко</i>	157
Решение НЛТР-задачи для Mg I в атмосфере М-гиганта с хромосферой. I. Менделовские коэффициенты <i>Я. В. Павленко</i>	163
Магнитодрейфовый радиомазер в магнитосфере пульсара <i>Ю. В. Чугунов, В. Е. Шапошников</i>	169
Комптонизация в сверхсильном магнитном поле. I. <i>Ю. Э. Любарский</i>	183
К решению задачи переноса излучения в плоском слое для модели полного перераспределения по частотам. I. Одномерная среда <i>Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян</i>	193
О диффузии резонансного излучения в бесконечной среде при наличии поглощения в континууме <i>С. И. Грачев</i>	205
Динамика магнитозвукового солитона при переходном излучении в неоднородном магнитном поле <i>Р. Г. Джанширян, Ф. А. Костянян</i>	217
Инфляционная Вселенная естественна в расширенной калибровочной супергравитации <i>Ю. П. Гончаров, А. А. Быценко</i>	223
Выпуск 2	
UBV-фотометрия сейфертовских галактик. II. NGC 6814 <i>В. Т. Дорошенко</i>	233
Вращение внутренних областей спиральных галактик. I <i>В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков, А. В. Засов, О. К. Сильченко</i>	243
Группы галактик. I. Принципы идентификации <i>А. П. Матвеев</i>	255
Газодинамическая модель формирования протяженных компонентов внегалактических радиисточников типа FR-1 <i>С. С. Колмиссаров</i>	261
Теоретические параметры мощных радиогалактик. III. Ускорение частиц <i>Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов</i>	273
Различье темных гало спиральных и эллиптических галактик <i>А. А. Сучков</i>	279
Спектральные исследования группы новых катаклизмических переменных из первого Бюраканского обзора на 6-м телескопе <i>И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, Дж. А. Степанян</i>	287
Лучевые скорости близких К, М-карликов <i>А. А. Токовинин</i>	297
Пыль вокруг молодых звезд. Наблюдения поляризации UX Oг1 в глубоких минимумах <i>Н. В. Вошинников, В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Мичикулов</i>	311
Наблюдения долгопериодической переменной звезды Y Oг1 <i>Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, М. Делла Валле</i>	329
Эффекты отклонений от ЛТР в атмосферах F-сверхгигантов. II. Анализ линий Na I (метод вычлешней) <i>А. А. Боярчук, И. Губени, И. Кубат, Л. С. Любимков, А. А. Сахибуллин</i>	335

Эффекты отклонений от ЛТР в атмосферах F-сверхгигантов. III. Анализ линий Na I (результаты вычислений)	<i>А. А. Боярчук, И. Губены, И. Кубат, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин</i>	343
О начальной фазе вспышек звезд типа UV Кита	<i>В. П. Гринин, В. В. Соболев</i>	355
Содержание металлов в атмосфере главного компонента в Sgr	<i>В. В. Леушин, Г. П. Топильская</i>	363
Статистическое исследование вспыхивающих звезд. I. Звезды типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхивающие звезды в скоплениях и ассоциациях	<i>А. В. Мирзоян, В. В. Амбарян</i>	375
Распределение облаков гидроксила в Галактике	<i>Л. В. Юревич</i>	391
Кинетика столкновительно-столкновительной накачки космических мазеров H ₂ O	<i>Г. Т. Болгова, С. В. Макаров, А. М. Соболев</i>	405
Модель двухкомпонентного магнитного поля Галактики	<i>Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров</i>	419
Комптонизация в сверхсильном магнитном поле. II.	<i>Ю. Э. Любарский</i>	429
К решению задачи переноса излучения в плоском слое для модели полного перераспределения по частотам. I. Трехмерная среда	<i>Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян</i>	443
Аналитическое решение уравнения переноса, линеаризованного по малому параметру, в задаче о почти серой атмосфере	<i>Л. Б. Цирульчик</i>	455
Выпуск 3		
UBV-фотометрия сейфертовских галактик. III. NGC 6764	<i>В. Т. Дорошенко</i>	465
Спектры галактик с УФ-континуумом. VII	<i>Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова</i>	476
О вхождении галактик с УФ-избытком в физические системы	<i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	487
Условия и характер перетекания вещества в двойных системах галактик типа S—E	<i>Н. Я. Сотникова</i>	495
«Медленные» струи в сейфертовских галактиках наблюдательные проявления	<i>А. С. Зенцова</i>	505
О динамической эволюции кольцеобразных газовых структур в дисках спиральных галактик	<i>К. И. Усович</i>	510
Формирование протяженных компонентов внегалактических радиострочников типа FR-1. Радиогалактика в центре богатого скопления галактик	<i>С. С. Комиссаров</i>	517
Фотометрическое исследование Ae/Be звезды Хербига MWC 297. I. Квазидневные UBVR _I HK-наблюдения	<i>Ю. К. Бергнер, В. П. Козлов, А. А. Кривцов, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, К. Г. Жакушева, К. С. Куратов, Дж. Б. Муканов</i>	529

Необычные кривые блеска звездных вспышек в Орионе <i>Л. В. Мирвоян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили</i>	540
Эволюционные изменения химического состава η Sgr <i>В. В. Леушин, Г. П. Топильская</i>	554
Исследование атмосфер звезд ι Sco (P2 1a) и θ Sco (F1 II) . . . <i>Э. А. Самедов</i>	564
Сравнение наблюдаемого и теоретического абсолютных распределений энергии в спектре Веги <i>В. П. Мерзжин, Е. В. Рубан</i>	573
Оптическая и инфракрасная переменность объекта AFGL 2881 и соседней красной звезды <i>А. Алкснис, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова, А. Рудвинскис</i>	586
Содержание элементов группы палладия в атмосферах прэволюционировавших звезд. I. Молибден <i>М. Я. Орлов, А. В. Шаврина</i>	595
Туманность GM 1-27 — новый случай анизотропного истечения? <i>Т. Ю. Мазакян</i>	599
Образование двойных радиопульсаров <i>А. В. Тутуков</i>	604
Коллективная динамика флуктуирующей плотности в гравитирующей среде <i>И. К. Розичева</i>	618
О сверхпроводимости пионного конденсата в нейтронных звездах <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	628
Импульс отдачи нейтроносодержащего объекта как следствие асимметрии вылета антинейтрино при бета-распаде нейтронов в магнитном поле <i>А. И. Студеникин</i>	638
Электрический потенциал несферических межзвездных пылянок . . . <i>В. Б. Ильин</i>	648
Равновесное рентгеновское излучение оптически толстой плазмы <i>Е. С. Шиховцева</i>	658
Нестационарные космологические модели с вращением <i>В. Г. Кречет, В. Ф. Панов</i>	670
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
GM-II — новая планетарная туманность? . . . <i>К. Г. Гаспарян, Э. С. Парсамян</i>	679
Определение содержания молибдена и рутения в атмосферах К-гигантов <i>Н. С. Комаров, Т. В. Мишенина</i>	682
О структуре ядра Маркарян 1027 <i>Г. В. Абрамян, К. А. Саакян</i>	684
Статистический анализ видимых сжатий спиральных галактик, входящих в двойные системы <i>Н. Я. Сотникова</i>	686
Замечание о характерных величинах в космологии <i>Ю. В. Барышев, А. А. Райков</i>	689

CONTENTS

Number 1

UBV photometry of Seyfert galaxies. I. MCG 8—11—11 and Markarian 6 <i>V. T. Doroshenko</i>	5
Spectrophotometry of the nucleus of Seyfert galaxy NGC 7469 <i>G. D. Polyakova</i>	19
Spectra of galaxies with UV-continuum. VI <i>B. E. Markarian, L. K. Erastova, V. A. Lipovitsky, J. A. Stepanian, A. I. Shapovalova</i>	27
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess. VII <i>M. A. Kazartan, E. S. Kazartan</i>	39
Spectral investigation of Markarian 297 <i>A. N. Burenkov</i>	47
Rapid spectral variability of active galactic nuclei. The amplitudes of variations in lines <i>I. I. Shevchenko</i>	59
On the origin of intergalactic gas in clusters of galaxies and sources of its energy <i>V. G. Gorbatsky</i>	73
On the parameters of the galaxian covariance function <i>B. I. Fessenko, E. V. Onuchtna</i>	83
The hot coronae of galaxies: effects of dark halo, intergalactic hot medium and thermal conductivity <i>A. A. Suchkov, V. G. Berman</i>	87
Gas rotation above the galactic disk <i>V. V. Cvaramadze, J. G. Lominadze</i>	99
Theoretical parameters of the powerful radio galaxies. II. Generation of the MHD turbulence by collisionless shocks <i>Yu. V. Baryshev, V. N. Morozov</i>	111
Shock wave particle acceleration in radio galaxies <i>V. N. Fedorenko</i>	123
Simultaneous two-colour observation of stellar flares with a high time resolution <i>H. M. Tovmassian, V. P. Zalintan</i>	131
Bernes 48 — the case of optically observed anisotropic outflow. I <i>T. Yu. Magaktn, E. Ye. Khachiktn</i>	139
Trapezium type multiple systems consisting of Γ Tauri type and flare stars in the Orion association <i>V. V. Hambartan</i>	149
Estimation of spectral classes of the T Tauri stars HL Tau and DG Tau <i>R. V. Yadtn, A. S. Miroschnichenko</i>	157

Solution of the NLTE problem for Mg I in atmosphere of M-giant with chromosphere. I. Menzel coefficients	<i>Yu. V. Pavlenko</i>	163
Curvature radiation radiometer in pulsar magnetosphere <i>Yu. V. Chugunov, V. E. Shaposhnikov</i>		169
Comptonization in the superstrong magnetic field. I.	<i>Yu. E. Lyubarsky</i>	183
On the solution of the problem of radiation transfer in a plane layer for the model of the frequency complete redistribution. I. One-dimensional medium <i>R. G. Gabrielyan, A. R. Mkrtchyan, M. A. Mnatsakants, Kh. V. Kotandjian</i>		193
On the diffusion of resonance radiation in an infinite medium with continuum absorption	<i>S. I. Grachev</i>	205
Magnetoacoustic soliton dynamics by transition radiation in unhomogeneous magnetic field	<i>R. G. Jangtrian, F. A. Kostantian</i>	217
The inflationary Universe is natural in the extended gauged supergravity <i>Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko</i>		223
Number 2		
UBV-photometry of Seyfert galaxies. II. NGC 6814	<i>V. T. Doroshenko</i>	233
The rotation of inner parts of spiral galaxies. II. <i>V. L. Afanasyev, A. N. Barenkov, A. V. Zasov, O. K. Sil'chenko</i>		243
Groups of galaxies. I. Identification principles	<i>A. P. Mahtessian</i>	255
The hydrodynamic model of radiolobe formation in FR-1-type extragalactic radio sources	<i>S. S. Komissarov</i>	261
Theoretical parameters of the powerful radiogalaxies. III. Acceleration of particles	<i>Yu. V. Baryshev, V. N. Morozov</i>	273
A difference in dark halos of spiral and elliptical galaxies	<i>A. A. Suchkov</i>	279
Spectral investigations of a group of new cataclismic variables from the first Byurakan survey with the 6-meter telescope <i>I. M. Kopylov, V. A. Lipovetsky, N. N. Somov, T. A. Somova, J. A. Stepanian</i>		287
Radial velocities of K, M-dwarfs	<i>A. A. Tokovintin</i>	297
Dust around young stars. Polarimetric observations of UX Ori in deep minima <i>N. V. Voskhinnikov, V. P. Grtntn, N. N. Kiselev, N. Kh. Mtnikulov</i>		311
Observations of the long period variable star Y Ori <i>N. D. Melikyan, R. Sh. Natsvlishvili, M. Della Valle</i>		329
Non-LTE effects in the atmospheres of F-type supergiants. II. Analysis of NaI lines (the method of computations) <i>A. A. Bogarchuk, I. Hubeny, J. Kubat, L. S. Lyubimkov, N. A. Sakhibullin</i>		335
Non-LTE effects in the atmospheres of F-type supergiants. III. Analysis of NaI lines (results of computations) <i>A. A. Bogarchuk, I. Hubeny, J. Kubat, L. S. Lyubimkov, N. A. Sakhibullin</i>		343

On the initial phase of the flares of the UV Ceti type Stars <i>V. P. Grinin, V. V. Sobolev</i>	355
The metal content in the atmosphere of the bright component ν SGR <i>V. V. Leushtin, G. P. Topliskaya</i>	363
Statistical study of flare stars I. The UV Ceti stars of solar vicinity and the flare stars in clusters and associations <i>L. V. Mirzoyan, V. V. Hambarian</i>	375
Distribution of hydroxyl clouds in the galaxy	<i>L. V. Yurevich</i> 391
Kinetics of the collision-collisional pumping of H_2O cosmic masers <i>G. T. Bolgova, S. V. Makarov, A. M. Sobolev</i>	405
The model of two-component magnetic field of the galaxy <i>R. R. Andreassian, A. N. Makarov</i>	419
Comptonization in the superstrong magnetic field. II.	<i>Yu. E. Lyubarsky</i> 429
On the solution of the problem of radiation transfer in a plane layer for the model of the frequency complete redistribution. II. Three dimensional medium <i>R. G. Gabrielyan, A. R. Mkrtchian, M. A. Mnatsakanian, Kh. V. Kotandjian</i>	443
Analytic solution of transfer equation linealized by perturbation in the problem of almost gray atmosphere	<i>L. B. Tzitrulnik</i> 455
Number 3	
UBV photometry of Seyfert galaxies. III. NCC 6764 and general discussion <i>V. T. Doroshenko</i>	465
Spectra of galaxies with UV-continuum. VII. <i>B. E. Markarian, L. K. Erastova, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian, A. I. Shapovalova</i>	476
The galaxies with UV excess which are the members of physical systems <i>M. A. Kazarian, E. S. Kazarian</i>	487
Conditions and character of gas flow in S—E binary systems of galaxies <i>N. Ya. Sotnikova</i>	495
Low jets in Seyfert galaxies: observational manifestation	<i>A. S. Zentsova</i> 505
On the dynamical evolution of ringlike gaseous structures in discs of spiral galaxies	<i>K. I. Usovitch</i> 510
Radiolobe formation in FR-I-type extragalactic radio sources. I. Radiogalaxy in the center of rich cluster of galaxies	<i>S. S. Komisarov</i> 517
Herbig Ae/Be star MWC 297 photometric investigation. I. Quasisimultaneous UBVRJHK observations <i>Yu. K. Bergner, V. P. Kozlov, A. A. Krivtsov, A. S. Miroshnichenko, R. V. Yudin, N. Yu. Yutanov, K. G. Dzhakusheva, K. S. Kuratov, B. D. Mukanov</i>	529
Unusual light curves of stellar flares in Orion <i>L. V. Mirzoyan, N. D. Melikyan, R. Sh. Natsvlishvili</i>	540

Evolutionary changes in the chemical abundance of the binary star υ SGR <i>V. V. Leushin, G. P. Topilakaya</i>	554
The investigation of the atmospheres of stars ϵ Sco (F21a) and θ Sco (FIII) <i>Z. A. Samedov</i>	564
A comparison of observed and theoretical absolute energy distributions in the spectrum of Vega <i>V. P. Meregin, E. V. Ruban</i>	573
Optical and infrared variability of the object AFGL 2881 and its neighbouring red star . <i>A. Alkants, V. M. Lartonov, L. V. Lartonova, A. Rndzinskis</i>	586
The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars. I. Molybdenum <i>M. Ya. Orlov, A. V. Shavrina</i>	595
GM1-27 nebula: a new case for anisotropic outflow? <i>T. Yu. Magakian</i>	599
Formation of radiopulsars in binaries <i>A. V. Tutukov</i>	604
Collective dynamics of the density fluctuations in gravitating fluid <i>I. K. Rozgacheva</i>	618
About the superconductivity of a pion condensate in the neutron stars <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian</i>	628
The object motion containing neutrons due to the neutrino distribution asymmetry in β -decay of neutrons in the magnetic field . . <i>A. I. Studenikin</i>	638
The electrostatic potential of nonspherical interstellar grains <i>V. B. Il'in</i>	648
Equilibrium X-ray emission of optically thick plasma <i>E. S. Shikhovtseva</i>	658
Nonstationary cosmological models with rotation . <i>V. G. Kreschet, V. F. Panov</i>	670
Notes	
GM1-11—a new planetary nebula? <i>K. G. Gasparian, E. S. Parsamian</i>	679
The Mo and Ru abundances determination in the atmosphere of K giant stars <i>N. S. Komarov, T. V. Mishentina</i>	682
On the structure of nucleus of Markarian 1027 <i>H. V. Abrahamian, K. A. Sahakian</i>	684
Statistical analysis of apparent ellipticities of spiral galaxies in binary systems <i>N. Yu. Sotnikova</i>	686
A note on the characteristic quantities in cosmology <i>Yu. V. Baryshev, A. A. Raikov</i>	689

Техн. редактор Л. А. Азизбекян

Сдано в набор 25.04.1988. Подписано к печати 10.08.1988. ВФ 04009.

Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 15,13+3 вкл. Усл. печ. лист. 19,0.

Учет.-изд. 15,28. Тираж 1000. Заказ 326. Изд. 7402.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт., 14 к., т. 52-70-03.
Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

CONTENTS

UBV photometry of Seyfert galaxies. III. NGC 6764 and general discussion	465
<i>V. T. Doroshenko</i>	
Spectra of galaxies with UV-continuum. VII.	476
<i>B. E. Markarian, L. K. Erastova, V. A. Ltpovetsky,</i>	
<i>J. A. Stepanian, A. I. Shapovalova</i>	
The galaxies with UV excess which are the members of physical systems	487
<i>M. A. Kazarian, E. S. Kazarian</i>	
Conditions and character of gas flow in S—E binary systems of galaxies	495
<i>N. Ya. Sotnikova</i>	
Low jets in Seyfert galaxies: observational manifestation . . .	505
<i>A. S. Zentsova</i>	
On the dynamical evolution of ringlike gaseous structures in discs of spiral galaxies	510
<i>K. I. Usovtch</i>	
Radiolobe formation in FR-I-type extragalactic radio sources. I. Radiogalaxy in the center of rich cluster of galaxies	517
<i>S. S. Komissarov</i>	
Herbig Ae/Be star MWC 297 photometric investigation. I. Quasisimultaneous UBVR _I JHK observations	529
<i>Yu. K. Bergner, V. P. Kozlov, A. A. Krutsov, A. S. Miroshtchenko,</i>	
<i>R. V. Yudin, N. Yu. Yutanov, K. G. Dzhakusheva,</i>	
<i>K. S. Kuratov, B. D. Mukanov</i>	
Unusual light curves of stellar flares in Orion	540
<i>L. V. Mirzoyan, N. D. Melikyan, R. Sh. Natsolishvili</i>	
Evolutionary changes in the chemical abundance of the binary star υ SGR	554
<i>V. V. Leushin, G. P. Topilskaya</i>	
The investigation of the atmospheres of stars ι^1 Sco (F21a) and θ Sco (F1II)	564
<i>Z. A. Samedov</i>	
A comparison of observed and theoretical absolute energy distributions in the spectrum of Vega	573
<i>V. P. Meregini, E. V. Ruban</i>	
Optical and infrared variability of the object AFGL 2881 and its neighbouring red star	586
<i>A. Alkanis, V. M. Lartionov, L. V. Lartionova, A. Rudzinskis</i>	
The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars. I. Molybdenum	595
<i>M. Ya. Orlov, A. V. Shavrtva</i>	
GM1—27 nebula: a new case for anisotropic outflow?	599
<i>T. Yu. Magakian</i>	
Formation of radiopulsars in binaries	604
<i>A. V. Tutukov</i>	
Collective dynamics of the density fluctuations in gravitating fluid	618
<i>I. K. Rozgacheva</i>	
About the superconductivity of a pion condensate in the neutron stars	628
<i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian</i>	
The object motion containing neutrons due to the neutrino distribution asymmetry in β -decay of neutrons in the magnetic field	638
<i>A. I. Studenikin</i>	
The electrostatic potential of nonspherical interstellar grains	643
<i>V. B. Il'in</i>	
Equilibrium X-ray emission of optically thick plasma	658
<i>E. S. Shikhovtseva</i>	
Nonstationary cosmological models with rotation	670
<i>V. G. Krechet, V. F. Panov</i>	
Notes	
GMI-11—a new planetary nebula?	679
<i>K. G. Gasparian, E. S. Parsamian</i>	
The Mo and Ru abundances determination in the atmosphere of K giant stars	682
<i>N. S. Komarov, T. V. Mshentina</i>	
On the structure of nucleus of Markarian 1027	684
<i>H. V. Abrahamian, K. A. Sahakian</i>	
Statistical analysis of apparent ellipticities of spiral galaxies in binary systems	686
<i>N. Ya. Sotnikova</i>	
A note on the characteristic quantities in cosmology	689
<i>Yu. V. Baryshev, A. A. Raikov</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДЕННОГО И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АБСОЛЮТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ ВЕГИ	<i>В. П. Мережин, Е. В. Рубан</i>	573
ОПТИЧЕСКАЯ И ИНФРАКРАСНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ОБЪЕКТА AFGL 2881 И СОСЕДНЕЙ КРАСНОЙ ЗВЕЗДЫ	<i>А. Алкснис, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова, А. Рудзинскис</i>	586
СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ПАЛЛАДИЯ В АТМОСФЕРАХ ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗД. I. МОЛИБДЕН	<i>М. Я. Орлов, А. В. Шаврина</i>	595
ТУМАННОСТЬ GM1-27 — НОВЫЙ СЛУЧАЙ АНИЗОТРОПНОГО ИСТЕЧЕНИЯ?	<i>Т. Ю. Мазакия</i>	599
ОБРАЗОВАНИЕ ДВОЙНЫХ РАДИОПУЛЬСАРОВ	<i>А. В. Тутуков</i>	604
КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ	<i>И. К. Розгачева</i>	618
О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ	<i>Д. М. Седракян, К. М. Шахбасян</i>	628
ИМПУЛЬС ОТДАЧИ НЕЙТРОНОСОДЕРЖАЩЕГО ОБЪЕКТА КАК СЛЕДСТВИЕ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА АНТИНЕЙТРИНО ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ НЕЙТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	<i>А. И. Студеникин</i>	638
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ НЕСФЕРИЧЕСКИХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ПЫЛИНОК	<i>В. Б. Ильин</i>	648
РАВНОВЕСНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОЙ ПЛАЗМЫ	<i>Е. С. Шиховцева</i>	658
НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С ВРАЩЕНИЕМ	<i>В. Г. Кречет, В. Ф. Панов</i>	670
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
GM-II — НОВАЯ ПЛАНЕТАРНАЯ ТУМАННОСТЬ?	<i>К. Г. Гаспарян, Э. С. Парсамян</i>	679
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ МОЛИБДЕНА И РУТЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ К-ГИГАНТОВ	<i>Н. С. Коमारов, Т. В. Мишенина</i>	682
О СТРУКТУРЕ ЯДРА МАРКАРЯН 1027	<i>Г. В. Абрамян, К. А. Саакян</i>	684
СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВИДИМЫХ СЖАТИЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК, ВХОДЯЩИХ В ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ	<i>Н. Я. Сотникова</i>	686
ЗАМЕЧАНИЕ О ХАРАКТЕРНЫХ ВЕЛИЧИНАХ В КОСМОЛОГИИ	<i>Ю. В. Барышев, А. А. Райков</i>	689