

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 32

ИЮНЬ, 1990

ВЫПУСК 3

- РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛАВНЫХ ЛИНИЯХ МОЛЕКУЛЫ ОН. I. ЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫ
И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Самаян,
Н. А. Юдаева 357
- ПЕРЕМЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ H_2O НА ВОЛНЕ 1.35 СМ. II. ЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫ
И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Самаян,
Н. А. Юдаева 365
- НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Ае-ЗВЕЗД ХЕРБИГА С Р Суг-ПРОФИЛЕМ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ М. А. Погдин 371
- ОБРАЗОВАНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА, КАЛЬЦИЯ И МАГНИЯ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА В. П. Гринин, А. С. Мицкевич 383
- ПИНЧЕВЫЙ МЕХАНИЗМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК
В. С. Айрапетян, В. В. Вихрев, В. В. Иванов, Г. А. Розанова 405
- ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ ЛИНИЙ $Ca II$ В СПЕКТРАХ ОБОЛОЧЕК СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД А. А. Андропова 415
- ПЕРЕМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ В ЛАЦЕРТИДАХ: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ПО ДАННЫМ МНОГОЦВЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ
В. А. Гагэн-Торн, С. Г. Марченко, О. В. Миколайчук 429
- ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ ОБЗОР НЕБА. VII. ПОЛЕ $\alpha = 12^h00^m$, $\delta = +59^{\circ}00'$ Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова 441
- НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ УРАВНЕНИЙ ОТО Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян 453

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբազևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգորյան, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Լ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասնիկ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերտրիժ, Ա. Տ. Քալաշոյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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, сопрядаемым 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 пронавести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՏԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը պատգամ է ինՖեռառիվ հաղվածների աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղաբաշխության աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սամանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի սամանակների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանեղազգերը 10 ա. 80 կ. մեկ ամսվա համար: Բաժանեղազգրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բարձր բաժանմունիներում, իսկ արտասամանակում՝ «Մեծղունառդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.3.520.874.7

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛАВНЫХ ЛИНИЯХ МОЛЕКУЛЫ OH. I. ЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫ

И. В. ГОСАЧИНСКИЙ, Р. А. КАНДАЛЯН, Ф. С. НАЗАРЕТЯН,
В. А. САНАМЯН. Н. А. ЮДАЕВА

Поступила 27 ноября 1989

Принята к печати 20 апреля 1990

Приведены результаты наблюдений 15 звездных мазерных источников на частотах 1665 и 1667 МГц, выполненных с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с мая 1983 г. по декабрь 1988 г. Более подробно обсуждаются результаты наблюдений источников VY CMa и W Hya, а для остальных 13 объектов оценены верхние пределы потока излучения.

1. Введение. Наблюдения околосредних оболочек в радиолниях молекул позволяли обнаружить структурные и кинематические особенности этих областей. В частности, было установлено, что мазерное излучение OH возникает в верхних слоях оболочки звезды, в то время как мазерное излучение молекул H_2O и SiO возникает в нижних слоях, где имеется сильное турбулентное движение.

Большинство этих звезд являются гигантами и сверхгигантами поздних спектральных классов с сильным избытком близкого ИК-излучения. Практически все мазерные источники OH в той или иной степени показывают переменность излучения деталей профиля радиолнии. Ранее переменность излучения звездных мазеров OH в главных линиях исследовались в работах [1—4]. В некоторых случаях обнаружена корреляция переменности излучения линий OH и оптического излучения со средним сдвигом на 20 суток. В вышеуказанных работах исследование переменности излучения линий OH охватывало промежуток времени до двух-трех лет. Правда, следует отметить, что в работе [4] при исследовании переменности мазеров OH наряду с собственными наблюдениями, выполненными в период 1970—71 гг., были использованы также наблюдения других авторов. Однако неоднородность наблюдательного материала создает опре-

деленные, а иногда и непреодолимые трудности при интерпретации вопросов переменности источников. В этом отношении выборка наших наблюдений мазеров ОН является однородной. В свою очередь, относительно низкое спектральное разрешение наших наблюдений (5.5 и 5.4 км/с на частотах 1665, 1667 МГц, соответственно) иногда затрудняет сопоставление наших данных с данными, выполненными с более высоким спектральным разрешением.

В данной работе приводятся результаты наблюдений в главных линиях 1665, 1667 МГц 15 мазерных источников ОН. Наблюдения проводились с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с мая 1983 г. по декабрь 1988 г. Однако следует отметить, что в течение этих лет промежуток между отдельными циклами наблюдений распределен неравномерно. Методика проведения наблюдений и параметры радиотелескопа описаны в работах [5—7].

2. *Результаты наблюдений.* Список исследованных объектов приведен в табл. 1 и 2. Указаны названия источников, диапазон исследованных лучевых скоростей, максимальное значение плотности потока на частотах 1665, 1667 МГц, зарегистрированное в источниках за время наших наблюдений, и дата. В табл. 1 и 2 источники представлены в порядке возрастания прямого восхождения. В табл. 2 приведен список источников, плотность потока которых в указанные даты наблюдений была ниже порога обнаружения радиотелескопа на частотах 1665 и 1667 МГц (~ 1.2 Ян).

Ниже мы приведем и обсудим более подробно результаты наблюдений мазерных источников VY CMa и W Hya.

VY CMa. Результаты наблюдений этого источника с мая 1983 г. по апрель 1985 г., выполненных с помощью радиотелескопа РАТАН-600, представлены в [7]. Ниже мы приведем результаты наблюдений, выполненных после апреля 1985 г.

В период с декабря 1985 г. по декабрь 1988 г. нами проведены 9 и 14 циклов наблюдений на частотах 1665 и 1667 МГц, соответственно. Параметры деталей, выделенных в спектре источника, приведены в табл. 3, где даны: лучевая скорость, плотность потока и полуширина (в гауссовом приближении) отдельных деталей профиля. В пределах точности наших измерений лучевую скорость и полуширину главной детали профилей в период с мая 1983 г. по декабрь 1988 г. можно считать неизменными, в то время как плотность потока претерпевала заметные изменения. В профилях обеих линий доминирует деталь на лучевой скорости $+4$ км/с, вокруг которой эпизодически появляются более слабые детали. На рис. 1 показано изменение во времени плотности потока детали на лучевой скорости $+4$ км/с в обеих главных линиях молекулы ОН. Погрешность определения плотно-

сти потока в среднем составляет 5%. Для полноты материала на рис. 1 представлены также результаты наблюдений VY CMa, выполненных нами на РАТАН-600 до 1986 г.

Таблица 1

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДНЫХ МАЗЕРОВ

Источник	Полоса обзора (км/с)	Максимальная плотность потока (Ян)		Дата наблюдения
		1665	1667 МГц	
VY CMa	-90 ÷ +128 	52.8	85.6	(1665) — (20—24).01.1986, (25—27).03.1986, (13, 14).11.1986, (9, 10).02.1987, (16, 23, 26).05.1987, (3, 4, 15).07.1987, (7, 8, 11).05.1988, (9, 10, 14, 15).09.1988, 22.12.1988. (1667) — (11, 12).06.1985, (22, 23).01.1986, (5, 6).02.1986, (11—13).03.1986, 28.03.1986, (17, 26, 27).09.1986, (11, 12).02.1987 (21, 22).03.1987, (20—22, 27).05.1987 (8, 9).07.1987, (9, 12).05.1988, (11—13, 17).09.88, (23, 25).12.1988.
W Hya	-69 ÷ +147	1.8	<1.0	(1665) — (13, 14, 21, 22).06.1983. (4, 5).02.1985. (12—14, 16).11.1986, (2, 3).07.1987, 10.05.1988, 18.09.1988, 20.12.1988. (1667) — (17, 16).06.1983, (12—14).02.1985, 27.11.1986, 11.05.1988, 22.12.1988.

Следует отметить, что интенсивность главной детали на частоте 1667 МГц в среднем превышает ее интенсивность на частоте 1665 МГц. Интересен также тот факт, что до марта 1987 г. отсутствует корреляция переменности этой детали в профилях линий 1665 и 1667 МГц. Однако после марта 1987 г. наблюдается определенная корреляция переменности плотностей потоков этих линий. Подобное поведение переменности излучения линий на 1665 и 1667 МГц еще больше усложняет вопросы их интерпретации. Действительно, отсутствие корреляции переменности линий 1665 и 1667 МГц можно было бы интерпретировать как следствие определенной независимости процессов накачки этих переходов. В случае же корреляции переменности можно сделать совершенно противоположное предположение.

Отметим также, что переменность излучения VY CMa на частоте 1667 МГц проявляется сильнее, чем на частоте 1665 МГц (рис. 1).

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ БЕЗ ЗАМЕТНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
НА ЧАСТОТАХ 1665 и 1667 МГц

Источник	Полоса обзора (км/с)	Дата наблюдения
HL Tau	-105 ÷ +115	(1665) — (28—31).01.1985, (1—3).02.1985. (1667) — 4.0—1985
R Tau	-96 ÷ +120	(1665) — 5.07.1987, (22—25).12.1988 (1667) — 23.12.1988
U Ori	-145 ÷ +71	(1665) — (17—19).03.1987. (1667) — (26, 27).11.1986
R Crt	-90 ÷ -125	(1665) — (20, 21).05.1984, (4, 5).07.1987. 7.05.1988, 16.09.1988, (20, 22).12.1988 (1667) — (13, 14).02.1985, 8.05.1988.
RT Vir	-94 ÷ +130	(1665) — (12—14).11.1986, (2, 3).07.1987 7.05.1988, 18.09.1988, 20.12.1988 (1667) — 215.11.1986, 8.07.1987, 22.12.1988
RX Boo	-105 ÷ +111	(1667) — 5.07.1987
S Crb	-105 ÷ +111	(1665) — (5, 13, 14).02.1985, 8.05.1988, (10, 12).09.1988, 24.12.1988 (1667) — 5.07.1987, (11, 15).09.1988, 25.12.1988.
U Her	-123 ÷ +93	(1665) — (4—7).05.1983, 31.08.1984. (31—3).02.1985, 8.05.1988, 13.09.1988 24.12.1988. (1667) — (20, 21).07.1983, (12, 13).02.1985 5.07.1987, (14, 15).09.1988, 25.12.1988
RR Aql	-82 ÷ +134	(1665) — (3, 4, 7, 8).02.1987
Z Cyg	-108 ÷ +108	(1665) — (29—1).06.1987
NML Cyg	-127 ÷ +89	(1665) — (3, 4, 7, 8).02.1987, (29—1).06.1987, (3, 4).07.1987 (1667) — (18, 20).05.1987
UU Peg	-86 ÷ +140	(1665) — (3, 5).06.1984, (3, 5).07.1987 8.05.1988, 13.09.1988, 21.12.1988. (1667) — 9.05.1988, 14.09.1988, 22. 12.1988.
R Cas	-76 ÷ +140	(1667) — (10, 11).02.1987 (1667) — 11.06.1986

Одновременно с наблюдениями в линии ОН этот источник наблюдался нами также в линии водного пара на частоте 22.2 ГГц. Результаты этих наблюдений частично приведены в [8], а более полный анализ данных будет представлен в [9]. Поведение источника в линии H₂O носит более сложный характер, чем в линии ОН. Кроме этого, вспышечная активность VY СМА в линии H₂O проявляется намного сильнее, чем в линии гидроксила. Предварительный анализ результатов наблюдений VY СМА в линиях H₂O и ОН показывает, что отсутствует корреляция переменности

плотностей потоков этих линий. Более того, вспышечная активность источника в одной из линий не сопровождается подобным явлением в других линиях.

Таблица 3
ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ ОН В ν СМ_a

V_{LSR} (км/с)	F (Ян)	ΔV (км/с)	Дата
1665 МГц			
4	49.2	4	
40	4.5	12	21.01.1986
4	42.0	5	
40	4.2	9	27.03.1986
4	41.4	5	
40	3.0	10	14.11.1985
4	40.5	6	
40	4.7	6	10.02.1987
1	52.8	5	
37	5.9	5	16.05.1987
4	46.2	5	
40	3.6	7	4.07.1987
4	29.3	8	
40	4.1	6	8.05.1988
4	49.7	6	
42	5.5	7	15.09.1988
4	29.5	7	
40	3.9	6	22.12.1988
1667 МГц			
4	64.4	6	11.05.1985
1	78.0	5	23.01.1986
1	82.5	5	5.02.1986
7	77.2	4	12.03.1985
4	86.6	5	28.03.1986
4	72.6	6	7.11.1986
4	65.4	5	27.11.1986
4	83.8	5	11.02.1987
4	65.4	5	28.02.1987
4	77.4	4	22.03.1987
4	83.7	5	22.05.1987
4	67.1	6	9.07.1987
1	73.1	5	12.05.1988
1	82.8	5	11.09.1988
4	59.1	7	25.12.1988

W Hya. Переменная звезда типа Мира Кита. Этот источник относится к той группе звездных мазеров, у которых излучение в главных линиях ОН сильнее, чем в линии сателлита на 1612 МГц.

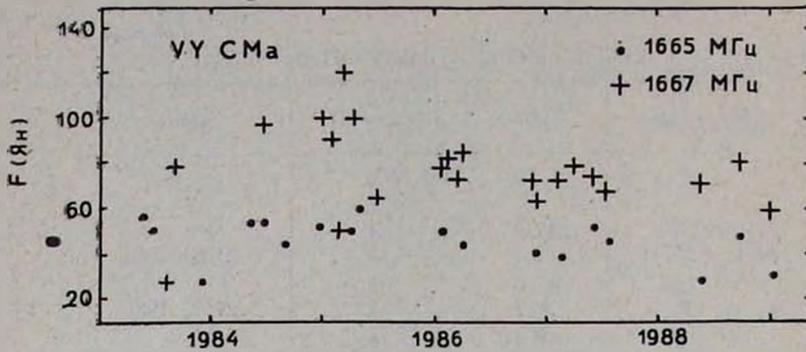


Рис. 1. Кривая блеска детали + 4 км/с источника VY CMa.

В период с июня 1983 г. по декабрь 1988 г. проведены 7 и 5 циклов наблюдений на частотах 1665 и 1667 МГц соответственно. Однако из этих

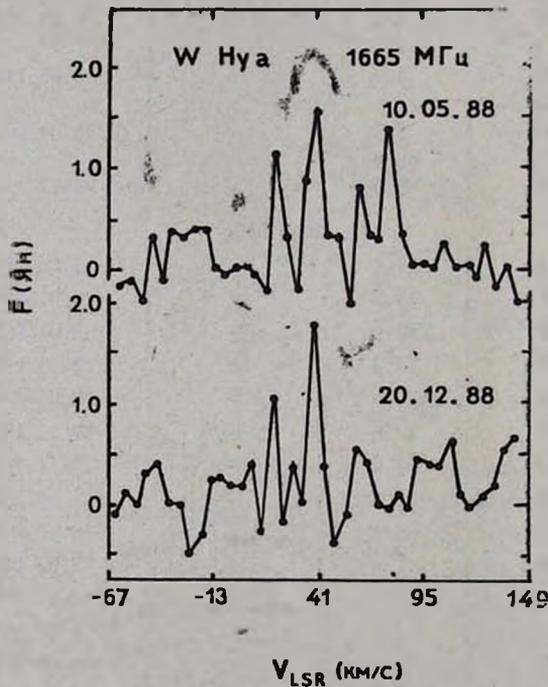


Рис. 2. Профили радиолнии ОН на частоте 1665 МГц источника *W Hya*.

циклов наблюдений сигнал был зарегистрирован лишь в мае и декабре 1988 г. на частоте 1665 МГц (рис. 2). В остальные даты наблюдений уровень сигнала был меньше порога обнаружения радиотелескопа на частотах 1665 и 1667 МГц (~ 1 Ян).

Как и в случае звезды VY CMa, мазерный источник W Hya одновременно с наблюдениями в линии ОН нами наблюдался также в линии водяного пара. Согласно этим наблюдениям в период с апреля 1983 г. по ноябрь 1986 г. уровень сигнала был ниже 45 Ян на частоте 22.2 ГГц [8, 9]. Далее, до мая 1988 г., для этого источника мы не проводили наблюдения на 22.2 ГГц. С мая по декабрь 1988 г. были проведены три серии наблюдений W Hya на 22.2 ГГц и во всех трех сериях был получен профиль радиолинии в диапазоне лучевых скоростей $+31 \div +47$ км/с [9]. Основные детали излучения H₂O сосредоточены вокруг лучевой скорости $+41$ км/с, что близко к высокоскоростному компоненту излучения молекулы ОН.

Последующие статьи этой серии будут посвящены обсуждению результатов одновременных наблюдений мазерных источников в линиях молекул H₂O, ОН и вопросов их переменности.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

THE RESULTS OF OBSERVATION OF MASER EMISSION IN THE MAIN LINES OF OH MOLECULE. I. STELLAR MASERS

I. V. GOSACHINSKI, R. A. KANDALIAN, F. S. NAZARETIAN,
V. A. SANAMIAN, N. A. YUDAIEVA

The results of observations of 15 stellar maser sources at 1665 and 1667 MHz made with the radio telescope RATAN-600 from May 1983 till December 1988 are presented. The results of observations for VY CMa and W Hya are discussed in more detail, for the remaining 13 objects the upper limits of their fluxes are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. M. Harvey, R. P. Bechtis, W. J. Wilson, J. A. Ball. *Astrophys. J. Suppl. Ser...* 27, 331, 1974.

2. P. R. Jowell, M. Ellizar, J. C. Weber, L. E. Snyder. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 191, 1979.
3. R. Fillit, D. Probst, J. R. D. Lepine, *Astron. and Astrophys.*, 58, 281, 1977.
4. W. T. Sullivan III, J. H. Keratholt, *Astron. and Astrophys.*, 51, 427, 1976.
5. А. П. Венгер, В. Г. Грачев, Т. М. Егорова, С. Р. Меленков, Г. Н. Ильин, Н. П. Комар, Е. Н. Курочкина, В. Г. Мозилева, В. А. Прозоров, Н. Ф. Рыжков. *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 35, 5, 1982.
6. А. П. Венгер, Л. П. Гассанов, Ю. Д. Груздь, Г. Н. Ильин, Н. Ф. Рыжков, А. Д. Туз, *Препр. САО АН СССР*, № 8 л., 1984.
7. Н. А. Юдаева, *Письма в Астрон. ж.*, 12, 361, 1986.
8. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, Ф. С. Назаретян, В. А. Саманян, Н. А. Юдаева, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 24, 85, 1987.
9. И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Саманян, Н. А. Юдаева, *Астрофизика* (в печати), 1990.

УДК: 524.3:520.874.7

ПЕРЕМЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ
 H_2O НА ВОЛНЕ 1.35 СМ. II. ЗВЕЗДНЫЕ МАЗЕРЫИ. В. ГОСАЧИНСКИЙ, Р. А. КАНДАЛЯН, Ф. С. НАЗАРЕТЯН,
В. А. САНАМЯН, Н. А. ЮДАЕВА

Поступила 19 декабря 1989

Принята к печати 12 мая 1990

Приведены результаты наблюдений 21 звездного мазерного источника на волне 1.35 см, выполненных с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с января 1986 г. по декабрь 1988 г. Для 5 источников получены профили радиолиний в разные периоды наблюдений, для остальных — верхние пределы потока излучения.

1. *Введение.* Данная статья является продолжением цикла статей, посвященных исследованию переменности мазерных источников водяного пара и гидроксила с помощью радиотелескопа РАТАН-600 [1—3]. В данной работе приводятся результаты наблюдений 21 звездного мазерного источника на волне 1.35 см. Методика проведения наблюдений водяного пара и параметры радиотелескопа на этой волне описаны в работе [1]. Единственным отличием является то, что, начиная с 1986 г., было осуществлено слежение источников по прямому восхождению в пределах одной минуты. Параметры радиотелескопа и время слежения зависят от высоты источника над горизонтом. В связи с этим, начиная с 1986 г., ошибка измерения T_a на уровне 3σ составляла примерно 15 Ян.

Ранее переменность излучения звездных мазеров H_2O исследовалась в работах [4—7]. У некоторых источников обнаружена корреляция переменности излучения линии H_2O , оптического и инфракрасного излучений.

2. *Результаты наблюдений.* В табл. 1 и 2 приведен список исследованных объектов. Обозначения столбцов идентичны соответствующим столбцам таблиц работ [1—3].

Остановимся более подробно на результатах наблюдений ряда источников.

Таблица 1

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ МАЗЕРОВ H₂O

Источник	Полоса обзора (км/с)	Максимальная плотность потока (Ян)	Дата наблюдения
VY CMa	+10 ÷ +26	770	(27-30).01.1985, (3, 4).04.1985, (13, 14, 20).12.1987, (5, 6, 10).05.1988, (17, 18, 20).09.1988, (17, 18, 21, 24, 25).12.1988
R Cr	0 ÷ +26	60	(28-31).02.1986, (31-3).04.1985, 6.05.1988, 17.09.1988, 18.12.1988
RT Vir	+6 ÷ +30.5	225	(28-31).02.1986, (1, 2, 3, 9, 11).04.1985, (21-23, 28).11.1986, (4, 6).05.1988, (17, 20).09.1988, 18.12.1988
W Hya	+30.6 ÷ +46.8	380	(28, 30, 31, 01-1.02).1986, (8, 9).04. 1986, (21-25).11.1986, (8, 9).05.1988, 17.09.1988, (18, 21).12.1988
U Her	--23 ÷ -7	75	(28, 30, 31).01.1986, (2, 8, 11).04.1986, (9, 10).05.1986, 16.09.1988, 23.12.1988

Таблица 2

ИСТОЧНИКИ БЕЗ ЗАМЕТНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ H₂O

Источник	Полоса обзора (км/с)	Дата наблюдения
S Per	-45.3 ÷ -29.1	(29, 30).05.1985, (3, 6).06.1986
R Tau	+3 ÷ +20	28.01.1986, (2, 3, 4, 8).04.1986, (20, 27- 31).11.1986, (22-25).02.1987, 7.05.1988, (21, 24).12.1988
NV Aur	-19 ÷ -3	(29-31).05.1986
U Ori	--45 ÷ -29	(22-24).02.1986, 4.04.1986
V Cam	-5.6 ÷ +10.4	(29, 30).05.1986
IRC+60169	-26.4 ÷ -10.4	31.05.1986
U Lup	-18 ÷ -2	(4, 5).05.1986
RU Hya	-11 ÷ +5	(4-7).02.1986
RX Boo	-2 ÷ +14	(28, 30, 31).01.1986, (3, 4, 11).04.1986
S Crb	-5 ÷ +11	8.04.1986, (9, 10).05.1988, 16.09.1988, 23.12.1988
IR C-10414	+36.5 ÷ +52.7	(28, 30, 31).01.1986
RR Aql	+17.7 ÷ +33.9	(17-20).02.1987
Z Cyg	-156 ÷ -140	(29, 30, 31).05.1986, (3, 4).06.1986
NML Cyg	-27 ÷ -11	(18-21).11.1986, (13, 15-19).02.1987
UU Peg	+13.4 ÷ +29.6	(8, 9).04.1986, (18-20).11.1986, (7, 10). 05.1988, (18, 23, 24).12.1988
R Cas	+17.7 ÷ +37.2	(20, 29, 30).05.1986, (2-6).06.1986, (12- 15, 22, 24).02.1987

VY CMa. Этот мазерный источник на радиотелескопе РАТАН-600 нами наблюдался начиная с апреля 1983 г. Результаты наблюдений до июля 1985 г. опубликованы в [1]. Деталь 19.4 км/с, в отличие от других деталей, присутствует на всех профилях источника, полученных за весь период наблюдений (апрель 1983—декабрь 1988). Вокруг этой детали иногда появляются как более слабые, так и более сильные детали. Так, например, в мае и декабре 1988 г. интенсивность детали на 15.6 км/с была почти в два раза выше, чем интенсивность детали на 19.4 км/с, в то время как в январе 1986 г. интенсивность детали на 15.6 км/с примерно в 3 раза была слабее, чем интенсивность детали на 19.4 км/с. В период с сентября 1977 г. по апрель 1978 г. переменность излучения некоторых деталей профиля вокруг лучевой скорости 15 км/с носила коррелированный характер [5].

На рис. 1а показано изменение во времени максимального значения плотности потока (левая ордината) и ширины линии (в гауссовском при-

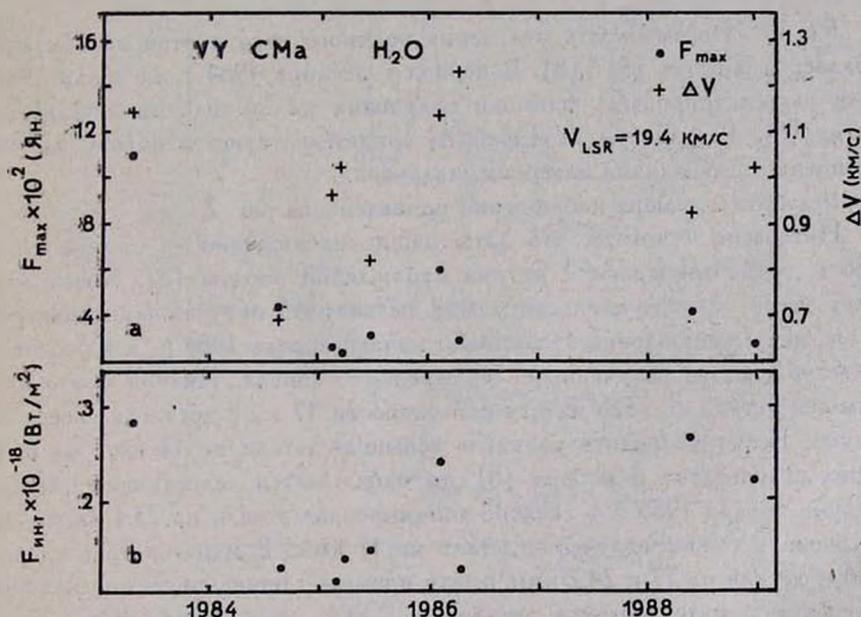


Рис. 1. а) Переменность максимального значения плотности потока (левая ордината) и ширины линии (правая ордината) VY CMa на лучевой скорости 19.4 км/с. б) Переменность интегральной интенсивности в интервале скоростей 10÷26 км/с VY CMa.

ближении) на уровне половинной интенсивности (правая ордината) детали на лучевой скорости 19.4 км/с VY CMa, а на рис. 1б изменение интегральной интенсивности источника в интервале скоростей 10÷26 км/с. Из

рис. 1а, б следует, что интегральная интенсивность источника и значение плотности потока в максимуме отдельной детали меняются практически одинаковым образом. Подобный характер переменности источника свидетельствует о том, что, вероятно, в указанном интервале скоростей детали линии H_2O накачиваются от единого источника накачки. В пользу этого говорит также то обстоятельство, что, как отмечалось выше, некоторые детали излучения VY CMa показывают коррелированный характер переменности [5]. Из рис. 1а видно, что ширина линии и максимальное значение плотности потока меняются практически независимо друг от друга.

В работе [7] исследовалась переменность излучения VY CMa в интервале 1976—1981 гг. Согласно этим наблюдениям, степень переменности низкоскоростных ($-10 \div +5$ км/с) и высокоскоростных ($30 \div 40$ км/с) компонент выше, чем степень переменности центральных ($9 \div 25$ км/с) компонент. Наши наблюдения охватывают лишь центральную часть спектра источника.

RT Vir. Переменность излучения водяного пара у этой звезды исследовалась в работах [5, 6, 8]. В период с декабря 1984 г. по июль 1986 г. были зарегистрированы вспышки излучения на нескольких лучевых скоростях [8]. Результаты этой работы свидетельствуют в пользу частично насыщенного механизма мазерного излучения.

Результаты наших наблюдений приведены на рис. 2.

Интересно отметить, что даты наших наблюдений в конце января 1986 г. точно совпадают с датами наблюдений работы [8]. Кроме этого, имеет место хорошее согласие между независимо полученными спектрами. Далее, наши наблюдения охватывают начало апреля 1986 г., а в работе [8] приведен спектр, полученный в середине апреля. Именно в это время вспышка детали спектра на лучевой скорости 17 км/с достигла своего максимума. Если проследить развитие вспышки детали на 17 км/с на основе наших результатов и работы [8], то наблюдается следующая картина. В конце января 1986 г. в спектре доминировала деталь на 23.4 км/с и присутствовало слабое излучение детали на 17 км/с. В марте и начале апреля 1986 г. детали на 17 и 24.2 км/с имели примерно одинаковую интенсивность излучения, а интенсивность детали на 23.4 км/с продолжала падать. Когда вспышка детали на 17 км/с достигла максимума, интенсивности деталей 23.4 и 24.2 км/с менялись мало. В послевспышечный период интенсивности этих деталей уменьшаются, а в середине и конце 1986 г. они практически исчезли из спектра.

W Hya. Краткий обзор наблюдательных данных мазерного излучения водяного пара этой звезды приведен в [6, 7]. Это излучение характеризуется быстрыми изменениями и фактически мало зависит от циклов переменности самой звезды в оптических лучах.

Звезда *W Hya* на волне 1.35 см нами наблюдалась начиная с апреля 1983 г. [1]. Однако радиоизлучение было обнаружено лишь в мае 1988 г. на лучевой скорости 41 км/с. В сентябре и декабре 1988 г. интенсивность этой детали снова упала, но появились детали спектра на других лучевых скоростях.

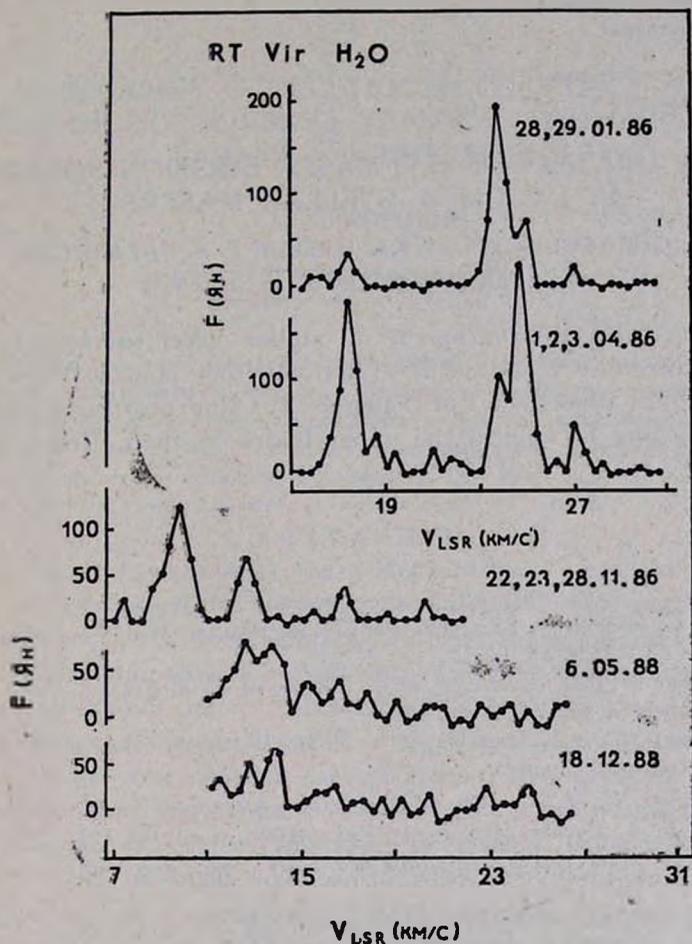


Рис. 2. Профиль радиолиний H_2O источника RT Vir.

R Crt, *U Her*. Переменность H_2O излучения этих звезд в период 1969—1982 гг. исследовалась в работах [4—7]. Начиная с 1983 г., мы проводили наблюдения в линии водяного пара для этих объектов [1]. Мазерное излучение удалось обнаружить только в 1988 г.

Результаты наблюдений линии водяного пара в областях звездообра-

зования, полученных в период 1986—1988 гг., будут представлены в третьей статье этой серии.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

TIME VARIATION OF H₂O MASER EMISSION SOURCES AT 1.35 CM. II. STELLAR MASERS

I. V. GOSACHINSKI, R. A. KANDALIAN, F. S. NAZARETIAN,
V. A. SANAMIAN, N. A. YUDAËVA

The results of observations of 21 stellar maser sources at 1.35 cm made with the radio telescope RATAN-600 from January 1986 till December 1988 are presented. For 5 sources the line profiles are obtained, for the remaining 14 objects the upper limits of their fluxes are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 24, 85, 1987.
2. И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, Астрофизика (в печати).
3. И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, Астрофизика (в печати).
4. P. R. Schwartz, P. M. Harvey, A. H. Barrett, *Astrophys. J.*, 187, 491, 1974.
5. G. G. Cox, E. A. Parker, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 186, 197, 1979.
6. И. И. Берулис, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, *Астрон. ж.*, 60, 310, 1983.
7. A. M. Gomez Balboa, J. R. D. Lepine, *Astron and Astrophys.*, 154, 166, 1986.
8. И. И. Берулис, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 305, 1987.

УДК: 524.338.5

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ
ПЕРЕМЕННОСТИ A_e -ЗВЕЗД ХЕРБИГА С P Cyg-ПРОФИЛЕМ
БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ

М. А. ПОГОДИН

Поступила 24 июля 1989

Принята к печати 10 июня 1990

Рассмотрены два типа моделей околозвездной оболочки звезды класса A0V, объясняющие наблюдаемую у A_e -звезд Хербига переменность профиля линии H_{β} . Один тип моделей предполагает существование в дисковой вращающейся и расширяющейся оболочке магнитосферы с твердотельным вращением. Другой — распространение в такой оболочке струи повышенной плотности. Оба типа моделей основываются на том, что у A_e -звезд Хербига имеются магнитные поля.

1. *Введение.* Группа A_e/V_e -звезд Хербига была выделена около 30 лет назад для поиска молодых звезд средних масс [1]. Она включала звезды спектральных классов B—F с эмиссионными линиями, расположенные в районах звездообразования и ассоциирующиеся с туманностями.

Первоначальный список Хербига содержал 26 объектов, впоследствии, в обзоре Финкенцеллера и Мундта [2], он был расширен примерно вдвое. Многочисленные исследования звезд Хербига, проводимые в 60—80-х годах, показали, что эта группа не вполне однородна по физическим признакам. Однако внутри ее существует достаточно однородная подгруппа из 10—15 звезд, имеющих ярко выраженные P Cyg-профили эмиссионных водородных линий. Спектральные классы этих объектов сосредоточены в довольно узком интервале B8—A2, характерные амплитуды их оптической переменности в среднем значительно выше, чем у остальных объектов Хербига. По многим признакам звезды Хербига с P Cyg-профилями линий близки к звездам типа T Тау, к которым эта подгруппа непосредственно примыкает на диаграмме Герцшпрунга—Рассела со стороны высоких температур [2].

Результаты более детального исследования отдельных звезд подгруппы свидетельствуют об их сходстве по многим физическим параметрам. Так, в работе [3] был проведен анализ структуры оболочки у четырех

объектов этого типа, где рассматривались характеристики эмиссионных линий $Mg II$, H_{α} , $Ca II$ и $Na I$, образующихся в различных частях оболочки. При этом использовались данные наблюдений в видимом, ИК и УФ (со спутника IUE) диапазонах спектра. Оказалось, что оболочки всех исследованных объектов имеют сходную структуру. В каждой из них присутствует хромосфера с температурой $15\,000\text{--}20\,000\text{ K}$ и протяженная внешняя область, где температура монотонно падает к периферии до приблизительно 5000 K .

Общность природы оболочек звезд Херbiga с P Cyg-профилями эмиссионных линий подтверждается одним весьма характерным для них типом спектральной переменности, наблюдаемой у многих объектов этой подгруппы. Эта переменность присутствует у бальмеровских линий водорода, наиболее ярко проявляясь у H_{α} . В какой-то момент времени абсорбционный компонент классического PCyg-профиля (II типа по классификации Билса [4]) начинает смещаться к центру линии, а с ее коротковолновой стороны появляется вторичный эмиссионный максимум (профиль P Cyg III Beals). Через какое-то время профиль II типа восстанавливается вновь. Примеры подобных изменений, взятые из опубликованных работ [2, 17], показаны на рис. 1.

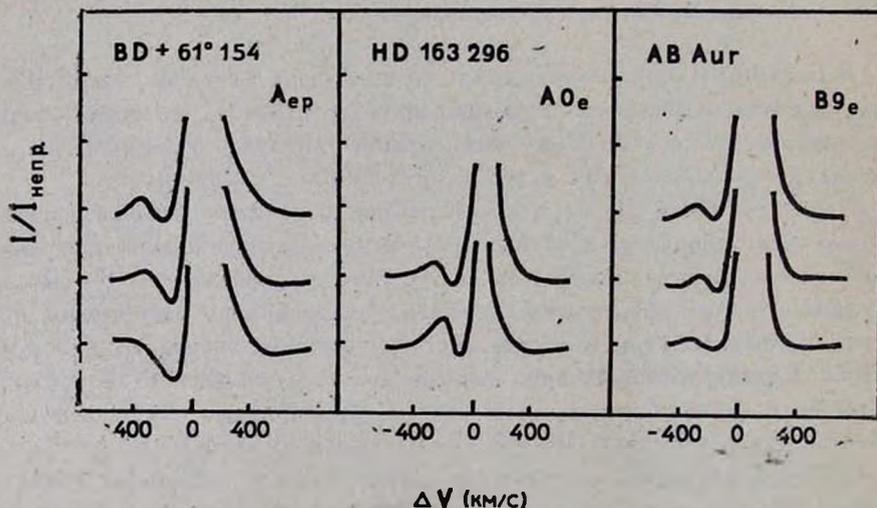


Рис. 1. Характерные изменения вида профиля линии H_{α} у некоторых A_e -звезд Херbiga по данным работ [2, 17]. Интервал между наблюдениями порядка одного или нескольких месяцев.

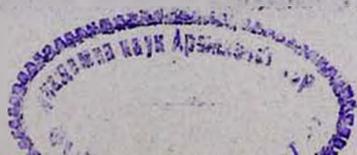
Целью настоящей работы было рассмотреть некоторые процессы, которые могли бы быть причиной этого типа переменности, и попытаться проанализировать возможности ее модельной интерпретации.

2. *Модели околосветидной оболочки.* В настоящее время наиболее разработанной моделью для оболочек, характерных для А_c-звезд Хербига с Р Cуг-профилями линий, является полувинрическая модель, описанная в серии работ [5—9]. Рассматривая нонивадионную структуру оболочки для различных излучающих атомов, авторам удалось удовлетворительно согласовать в рамках однородной сферически-симметричной модели параметры линий Mg II [5], Si IV и CIV [6, 8], OI [9] в спектре наиболее яркой звезды этого типа—AB Aуг. Был получен также теоретический профиль линии H_α [7], соответствующий наблюдаемому Р Cуг-профилю II типа, за исключением абсорбионного компонента, который во всех вариантах оказывался систематически глубже, чем наблюдаемый.

Эта модель позволила достаточно однозначно построить температурный ход в оболочке AB Aуг, включая область хромосферы ($1 < r/R_* < 2.5$, $T_e \sim 16000—18000$ K) и звездного ветра ($2.5 < r/R_* < 70$, T_e от 10000 до 3000 K), а также оценить скорость потери массы $\dot{M} = 1 + 2 \times 10^{-8} M_{\odot}$ год. Менее определенным оказалось распределение скорости

расширения оболочки $v_p(r)$, особенно в ее внешних областях. Во всех расчетах был использован закон, соответствующий расширению с ускорением, это позволило обеспечить непрерывность кинематических характеристик при переходе от неподвижной фотосферы к движущейся оболочке. Между тем, наблюдаемые в спектрах этих звезд профили линии Na ID, λ 5889, образующейся на периферии, свидетельствуют о существовании зоны, где расширение должно смениться замедлением [2]. Обсуждая это обстоятельство, авторы [5] сделали предположение, что граница между зонами ускоренного и замедленного расширения находится на большом расстоянии от звезды ($r \geq 50 R_*$), однако допускали возможность и другого типа кинематики.

В целом, рассмотренная модель, хорошо объясняя наблюдаемые спектральные характеристики AB Aуг, взятые в определенный момент времени, не может быть использована для интерпретации их переменности. В серии работ [10—12], где проводится анализ периодических изменений некоторых спектральных деталей в профилях резонансных линий Mg II [10, 12], Ca II [11] и CIV [12], был сделан вывод, что переменность является следствием дифференциального вращения оболочки, имеющей секторную неоднородность. Причиной подобной неоднородности может быть существование плотных струй, возникающих в оболочке благодаря наличию у звезды локальных магнитных полей. Физическое обоснование образования в оболочке струйной структуры приводится, в частности, в работе Маллена [13]. В [7] отмечается также, что именно



секторная неоднородность может быть причиной расхождения между теоретическими и наблюдаемыми профилями линии H_{α} .

Таким образом, для модельной интерпретации спектральных особенностей A_{α} -звезд Хербига с P Cug-профилями линий, включая и их переменность, требуется, вообще говоря, достаточно сложная модель оболочки, которая, по-видимому, является эллипсоидом вращения с секторной неоднородностью, имеющим некоторый наклон оси вращения к лучу зрения. Полный набор свободных параметров такой модели слишком велик, это делает ее неудобной для исследования эффектов наблюдаемой спектральной переменности.

Один из вариантов упрощенной модели такого типа был рассмотрен в работе Гринина и Мицкевича [18]. В ней были рассчитаны профили бальмеровских линий, образующихся в сферически симметричной оболочке звезды типа T Тау с дискретной структурой звездного ветра.

В настоящей работе были также использованы упрощенные модели. В их основе была взята звезда класса A0 V, окруженная изотермической оболочкой с $T_e = 10^4$ К дискообразной формы. Законы изменения скоростей расширения и вращения, а также распределение плотности атомов водорода задавались набором входных параметров. Для построения теоретических профилей были использованы методика и программа расчета, подробно описанные в работах автора [14, 15]. Во всех вариантах профиль коэффициента поглощения водорода предполагался доплеровским без учета турбулентного уширения.

В качестве исходного, «невозмущенного» профиля был рассчитан профиль типа P Cug II, наиболее хорошо соответствующий наблюдаемым профилям в спектрах A_{α} -звезд Хербига.

3. *Профили линий в оболочке с зоной твердотельного вращения.* Среди звезд с оболочками и, в частности, среди звезд Хербига часто встречаются объекты с профилями бальмеровских линий, как бы промежуточными между P Cug и двойными, когда имеются два эмиссионных пика различной интенсивности, причем более интенсивным является красный пик. Расчеты показывают, что такие профили будет иметь звезда с оболочкой, в которой наряду с расширением присутствует и сильное вращение [14]. Напрашивается естественное предположение, не может ли обсуждаемое в настоящей работе превращение II типа P Cug-профиля в III тип быть результатом увеличения относительной роли вращения в общей кинематике расширяющейся оболочки. Если бы это происходило за счет ослабления радиального компонента, то линия становилась бы уже, а наблюдается скорее обратное явление: на фазах появления вторичного максимума линия или несколько уширяется, или ее ширина не меняется. Значит в оболочке должны происходить процессы, приводящие к эффек-

тивному увеличению ее вращения. Подобные явления могут иметь причину, связанную с существованием звездного магнетизма.

В 1980 г. Михалас и Конти [16] предложили для объяснения переменной Р Суг-профилей линий качественную модель вращающейся звезды с магнитосферой, которая и была положена в основу настоящих расчетов.

Была рассмотрена звезда А0 V с дисковой вращающейся и расширяющейся оболочкой. Если звезда магнитоактивна и имеет магнитосферу радиуса r_A , определяемого из условия, что на границе плотности магнитной и кинетической энергии вращения равны, то часть оболочки внутри магнитосферы будет твердотельно вращаться вместе со звездой, а при $r > r_A$ — по закону сохранения момента вращения $v_{\text{вр}} \sim r^{-1}$. Для скорости расширения был принят закон, согласно которому истечение происходит с ускорением ($v_p \sim r^\alpha$) до некоторого расстояния r_M , а потом начинает замедляться ($v_p \sim r^\beta$). Результаты расчетов показали, что выбор значений α и β в разумных пределах не сильно влияет на вид профиля. Нами были использованы величины $\alpha = \beta = 1/2$. Предварительно было исследовано влияние различных свободных параметров на вид рассчитанных профилей. Так, например, на рис. 2а иллюстрируется зависимость профиля H_α от величины r_M .

На рис. 2б показаны профили для различных значений радиуса магнитосферы r_A . Оказалось, что путем подбора начальных данных для плотности N_0 и скорости расширения $v_p(R_*)$, можно построить семейство теоретических профилей, достаточно хорошо отражающее изменения наблюдаемого профиля H_α у А_c-звезд Жербита. К их характерным особенностям следует отнести примерное сохранение уровня максимальной интенсивности и небольшое увеличение красного крыла профиля при переходе от II типа Р Суг-профиля к III типу. При этих расчетах параметры $v_{\text{вр}}(R_*)$, r_M и толщина диска оболочки d имели фиксированные значения.

N_0	r_A/R_*	$v_p(R_*)$	N_0	$B(R_*)$
—	—	км/с	10^{11} см^{-3}	Г σ
1	1	80	3.0	0
2	3	70	3.4	180
3	4	30	4.0	280

Как видно из следующей таблицы увеличение радиуса магнитосферы, соответствующее росту магнитной активности звезды, сопровождается

увеличением плотности и уменьшением скорости истечения вещества. Именно такая картина наблюдается на Солнце, когда во время активной фазы преобладают замкнутые конфигурации магнитного поля, затрудняющие отток ионизованного газа от звезды.

4. Влияние струи с твердотельным вращением на профили линий. В предыдущем разделе были рассмотрены модели замагниченной оболочки для магнитного поля B , зависящего только от расстояния до звезды r . При этом эффекты неоднородностей в распределении поля по поверхности звезды не учитывались. Между тем, как уже отмечалось выше, результаты наблюдений свидетельствуют о существовании у A -звезд Херbiga локальных магнитных полей, влияющих на характер истечения вещества в оболочку, которые являются причиной возникновения в ней струйной структуры.

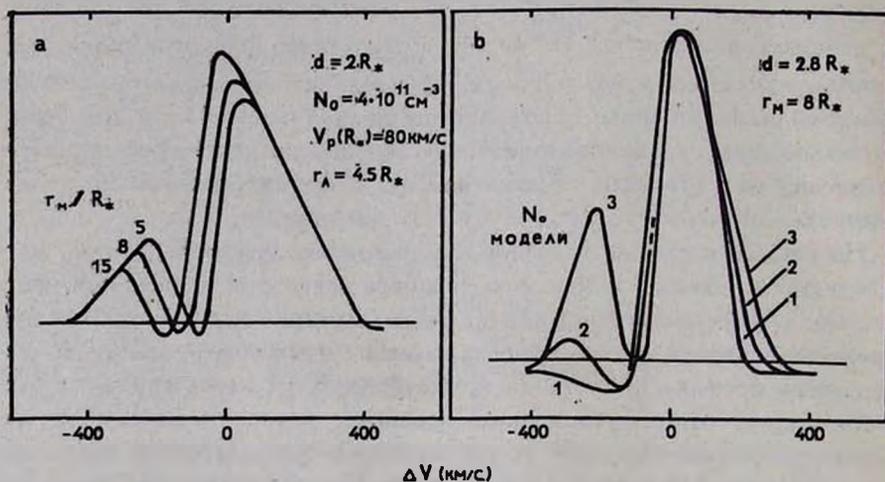


Рис. 2. Модели дисковой осесимметричной оболочки с магнитосферой радиуса r_A и толщиной диска d . Скорость вращения $v_{\text{вр}} \sim r$ при $r < r_A$ и $v_{\text{вр}} \sim r^{-1}$ при $r > r_A$. Начальная скорость вращения $v_{\text{вр}}(R_*) = 80 \text{ км/с}$. Остальные обозначения приведены в тексте.

а) Зависимость профиля H_α от величины r_M . Остальные параметры модели постоянны.

б) Семейство профилей H_α для разных значений r_A при фиксированных значениях максимальной интенсивности в эмиссии и ширины P Cyg — профиля с голубого конца. В таблице приводятся начальные значения плотности и скорости расширения в оболочке, а также оценки магнитного поля на поверхности звезды при $B(r) \sim r^{-2}$.

В настоящем разделе рассмотрена группа моделей с отдельной струей, связанной с локальной магнитной областью. В них, в отличие от мо-

делей, обсуждаемых в предыдущем разделе, зона твердотельного вращения, ограниченная альвеновским радиусом ($r < r_A$), существовала только в самой струе. В остальной части оболочки поле скоростей вращения на всех расстояниях определялось законом сохранения момента вращения ($v_{\text{вр}} \sim r^{-1}$). Этот же закон выполнялся и для внешней части струи на расстояниях $r > r_A$.

Были рассчитаны профили линии H_α для различной ориентации струи относительно наблюдателя, которые позволяют сделать прогноз ожидаемым изменениям профилей в зависимости от фазы периода вращения звезды с оболочкой. Форма струи, ее параметры и положение в оболочке, а также относительно наблюдателя показаны на рис. 3. Для простоты расчетов было принято, что струя распространяется в экваториальной части вращающейся и одновременно расширяющейся оболочки, сохраняя при этом толщину d_s , равную везде в расчетах одной четверти толщины диска всей оболочки d . В любом сечении, перпендикулярном плоскости диска, струя считалась прямоугольной. Как показала проверка, эффекты «закругленности» краев, особенно существенные у основания струи, практически не влияют на вид профиля. Форма струи определялась, исходя из конкретной принятой кинематики. Закон истечения вещества был принят таким же, как и в предыдущем параграфе с $r_M = 8R^*$. Были использованы значения начальной плотности $N_0 = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для струи и $N_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для остальной части оболочки. Считалось также, что струя существует в оболочке до расстояния r_B , а далее полностью диссипирует.

На рис. 4 показано, какие искажения поля лучевых скоростей оболочки $V_z(r)$ вносит струя при ее различных положениях относительно наблюдателя, а на рис. 5 приводятся теоретические профили линии H

для 16 таких положений с углом истечения $\varphi_k = \frac{\pi}{8} (k-1)$, $k = 1, \dots, 16$ (см. рис. 3).

Как видно на рисунке, наблюдаются различные виды P Cyg-профиля III типа, изменяющиеся в фазой вращения струи в определенной последовательности. При $k = 1, 2, 3, 4$ главной причиной возникновения вторичного максимума является появление новых областей с большими отрицательными V_z . При $k = 5, 6, 7, 8$ — увеличение плотности в постоянно существующих зонах с высокими отрицательными V_z . На фазах, когда $k = 9 \div 15$, тип профиля пропадает, но возникает эмиссионный пик уже в красном крыле линии.

Такая последовательность изменения профиля может быть выявлена при исследовании быстрой спектральной переменности отдельных объек-

тов. Периоды вращения звезд Хербига класса А0 составляют порядка $1 \div 2$ суток, и временного разрешения около 1^h было бы достаточно для обнаружения эффекта.

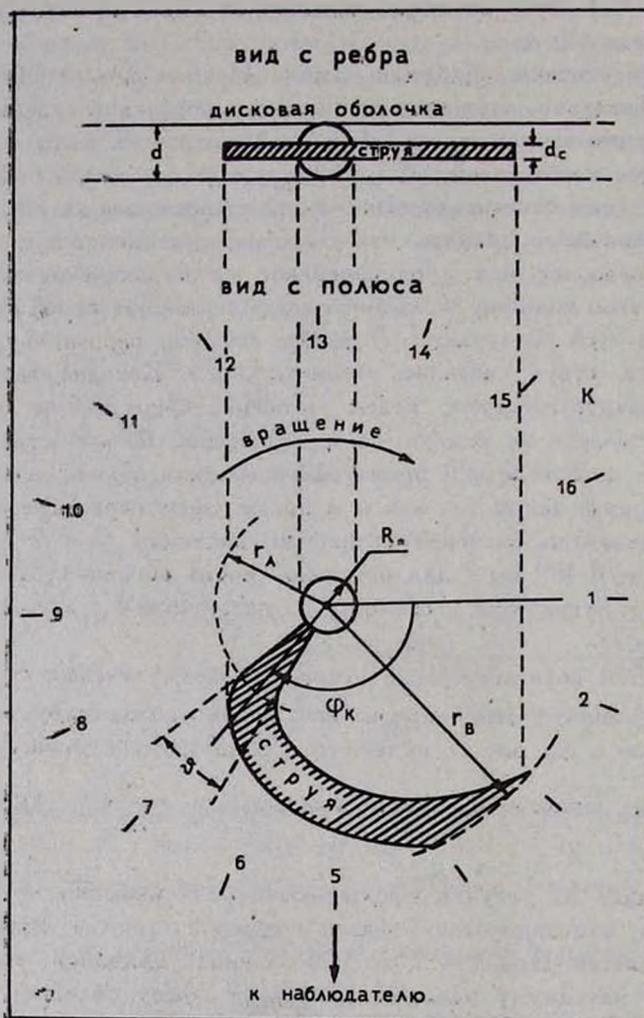


Рис. 3. Форма, характерные размеры струи, ее положения в оболочке и относительно наблюдателя. Значения параметров: $r_A = 4R_*$, $r_B = 10R_*$, $d_c = 1/4 d = 1/2 R_*$, $\arctg 0/2 = 1/4$, $r_M = 8R_*$, $N_0^c = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_k = \pi/8(k-1)$, $k = 1, \dots, 16$.

В реальных оболочках существуют, по-видимому, одновременно несколько струй, появляющихся в различных местах. При этом возникно-

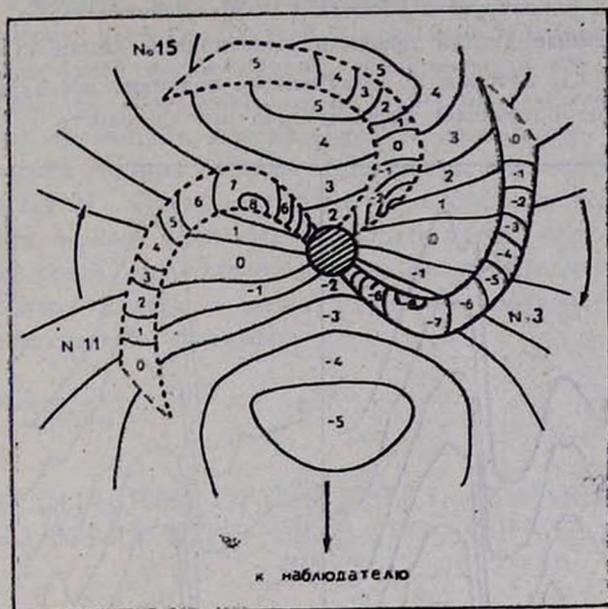


Рис. 4. Влияние струи на поле лучевых скоростей в оболочке для ее некоторых положений относительно наблюдателя. Обозначены номера положений струи k , а также направление вращения оболочки. Области с различными лучевыми скоростями отмечены номером l , где лучевая скорость V_z км/с находится в пределах: $50 (l-1) < V_z < 50l$.

вление эмиссионных пиков в области красного крыла будет проявляться просто как его уширение. Как показывают данные наблюдений, усиление вторичного эмиссионного максимума у профиля H_α в среднем сопровождается ростом эмиссии в красном крыле линии. Поскольку для отдельных струй голубой и красный пики образуются на разных фазах периода вращения, то особый интерес должно иметь исследование, направленное на обнаружение антикорреляции в изменениях этих компонентов профиля. В предельном варианте, когда число струй в оболочке становится достаточно велико, будет иметь место случай, описываемый моделями с однородной магнитосферой, которые обсуждались в предыдущем разделе.

5. **Заключение.** В настоящей работе были рассмотрены два типа моделей околозвездной оболочки, которые могут объяснить наблюдаемую спектральную переменность в А_e-звездах Херbiga с PСуг-профилями

бальмеровских линий. Оба типа связаны с существованием у этих звезд магнитных полей. Хотя все результаты получены с использованием упрощенных изотермических моделей, они могут быть перенесены и на модель с хромосферой, описанную в работах [5—9]. Действительно, все рассмотренные переменные детали профиля эмиссионной линии H_{α} образуются в области $r \geq r_A$, которая по полученным оценкам составляет $3 \div 4 R_*$, что существенно превышает эффективную протяженность хромосферы.

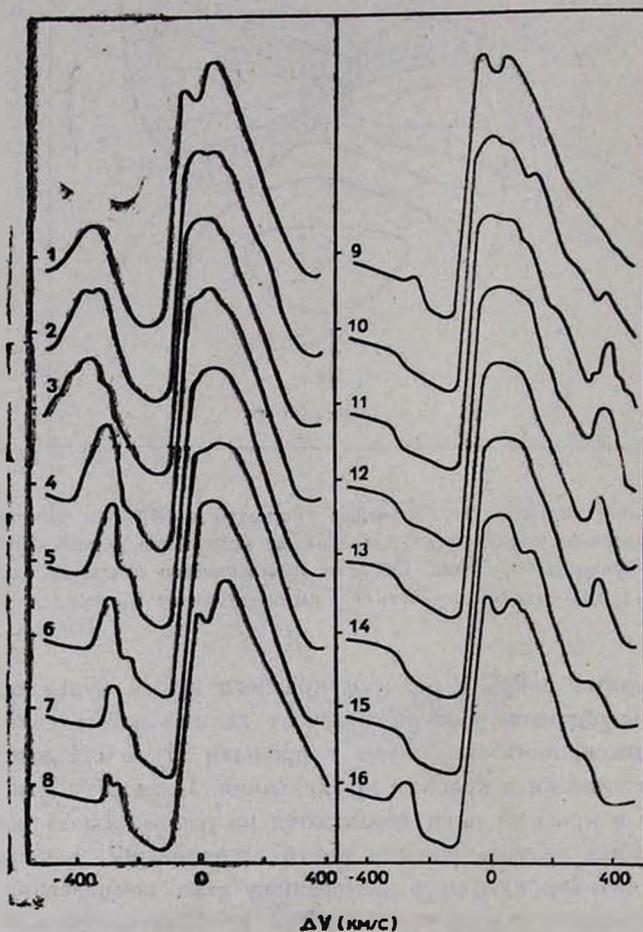


Рис. 5. Профили линии H_{α} для модели с вращающейся струей при ее различной ориентации относительно наблюдателя (φ_k , $k = 1, \dots, 16$).

Основным способом проверки предлагаемых моделей является получение длинных рядов наблюдений отдельных объектов, позволяющих выявить реальный ход изменений в широком диапазоне характерных вре-

мен. Важно также проведение поляризметрических измерений, которые позволяют независимым способом обнаруживать и исследовать как неоднородности в оболочке, так и звездный магнетизм.

По-видимому, наиболее близкой к реальным условиям была бы модель с неоднородной магнитосферой, объединяющая оба рассмотренных здесь типа моделей. Безусловно, она включала бы слишком большое число свободных параметров, описывающих ее особенности, для однозначного определения которых было бы недостаточно только данных об изменениях профиля H_α. Подобная модель могла бы быть использована для интерпретации полного комплекса наблюдательных данных, включая параметры всех линий, наблюдаемых в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра, а также особенности поляризации излучения в широком спектральном диапазоне.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

SOME PECULIARITIES OF THE SPECTRAL VARIABILITY OF A_e HERBIG STARS WITH THE P CYG PROFILES OF BALMER LINES

M. A. POGODIN

Two types of models of the circumstellar envelope of an A0V star are considered. They explain the observed variability of H_α profiles of A_e Herbig stars. One of the types suggests the existence of the magnetosphere with solid body rotation in the disc rotating and expanding envelope. The other type suggests propagation of high density stream through that envelope. Both models are based on the assumption that Herbig stars have magnetic fields.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
2. U. Finkenzeller, R. Mundt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 55, 109, 1984.
3. C. Catala, J. Czarny, P. Felenbok, F. Praderie, *Astron. and Astrophys.*, 154, 103, 1986.
4. C. S. Beals, *Publ. Dom. Astrophys. Obserw.*, 9, 1, 1951.
5. C. Catala, P. B. Kunasz, F. Praderie, *Astron. and Astrophys.*, 134, 402, 1984.
6. C. Catala, A. Talavera, *Astron. and Astrophys.*, 140, 421, 1984.
7. C. Catala, P. B. Kunasz, *Astron. and Astrophys.*, 174, 158, 1987.
8. C. Catala, *Astron. and Astrophys.*, 193, 222, 1988.
9. P. Felenbok, J. Czarny, C. Catala, F. Praderie, *Astron. and Astrophys.*, 201, 247, 1988.

10. *F. Praderie, T. Simon, C. Catala, A. M. Boesgaard*, *Astrophys. J.*, 313, 311, 1986.
11. *C. Catala, F. Praderie, J. Czarny*, *Astrophys. J.*, 308, 791, 1985.
12. *C. Catala, F. Praderie, P. Felenbok, A-tron, and*, *Astrophys.*, 182, 115, 1987.
13. *D. I. Mullan*, *Astrophys. J.*, 283, 303, 1984.
14. *М. А. Погодин*, *Астрофизика*, 24, 491, 1986.
15. *М. А. Погодин*, *Астрофизика*, 31, 153, 1989.
16. *D. Mihalas, P. S. Conti*, *Astrophys. J.*, 235, 515, 1980.
17. *L. M. Garrison, C. Anderson*, *Astrophys. J.*, 218, 438, 1977.
18. *V. P. Grinin, A. S. Mitsuievich*, in „Flare Stars in Star Clusters, Associations and Solar Vicinity“, IAU Sump. № 137, Reidel, Dordrecht, 1990.

УДК: 524.338.5:524.86

ОБРАЗОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА, КАЛЬЦИЯ И МАГНИЯ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

В. П. ГРИНИН, А. С. МИЦКЕВИЧ

Поступила 7 мая 1990

На основе совместного решения не-ЛТР задач для атомов водорода, кальция, магния и их ионов рассмотрены условия образования важнейших эмиссионных линий этих элементов в звездном ветре Т Тау-звезд. В рамках сферически-симметричных изотермических моделей исследована зависимость светимостей звездного ветра в линиях H_{α} , K Mg II и K Ca II от его параметров: электронной температуры, темпа истечения вещества и вида кинематической модели (расширение с ускорением или с замедлением). Исследована также зависимость светимостей от параметров звезд: радиуса, эффективной температуры и распределения энергии в спектре. Показано, что, несмотря на низкие температуры, излучение звезд типа Т Тельца (ионизующее атомы водорода с возбужденных уровней) оказывает заметное влияние на образование эмиссионных спектров звезд. Из сравнения с наблюдаемыми светимостями (использованы данные Калвет и др. [22] и Кухи [36]) найдено, что звездный ветер имеет в среднем довольно высокие электронные температуры ($T_e \approx 7000-8000$ К) и значения темпа потери массы в интервале: $\dot{M} \approx 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$. Примерно такие же значения \dot{M} необходимы и для термализации инфракрасного триплета кальция, образующегося в основании звездного ветра. Получены указания на то, что скорость истечения газа из звезд типа Т Тельца меняется немонотонно с удалением от звезды.

1. *Введение.* Интенсивное истечение вещества (звездный ветер), наблюдаемое на ранних стадиях эволюции звезд солнечного типа, является одной из важнейших особенностей состояния молодых звезд, природа которого во многом остается пока не выясненной. Потенциальными источниками истекающей материи могут быть как сами звезды, так и околозвездные газопылевые диски (см. обзоры [1—4]). В последнем случае истечение является побочным продуктом дисковой аккреции газа на звезду [5, 6]. Однако применительно к звездам типа Т Тельца мы можем сейчас с большими основаниями, чем прежде, говорить о том, что у основной массы этих звезд (за исключением экстремально молодых объектов с биконическими молекулярными истечениями и джетами [6, 7]) реализуется

первый из этих двух вариантов истечения. На это указывают последние данные о скоростях вращения звезд типа Т Тельца [8—10], согласно которым они вращаются в целом довольно медленно: у звезд с массой $M \leq 1.25 M_{\odot}$ среднее значение $v \times \sin i \approx 15$ км/с. Причем, согласно [9], звезды с массами $M = 0.5—1.0 M_{\odot}$ должны потерять до прихода на главную последовательность еще не менее $3/4$ своего углового момента, что возможно лишь в случае истечения вещества из самих звезд.

Механизмом, способным в условиях звезд типа Т Тельца ускорить газ до наблюдаемых скоростей, может быть давление МГД-волн, генерируемых в магнитных пятнах на поверхности звезд [11—13]. Возможности этого механизма (органически связанного с общей концепцией хромосферной и магнитной активности Т Tauri-звезд [14—17]) детально исследовались в работе Хартманна и др. [12], в которой была предпринята попытка построения самосогласованных моделей МГД-ветра. Эта попытка, однако, не была полностью успешной и встретила ряд возражений как в методическом плане [18], так и со стороны наблюдений [1, 19]. В частности, ее авторам не удалось объяснить часто встречающийся в спектрах звезд типа Т Тельца вид профиля линий: двухкомпонентную эмиссию со смещением в синюю сторону абсорбционным провалом.

Общим недостатком этой и других опубликованных к настоящему времени моделей звездного ветра является то, что в них для определения физических параметров излучающего газа используются в основном водородные линии. Между тем, имеются указания на то, что по крайней мере у части звезд типа Т Тельца наряду с водородной эмиссией* в протяженных газовых оболочках образуются также эмиссионные линии ряда других атомов, в том числе интенсивные резонансные линии ионов Ca II и Mg II. Об этом свидетельствуют: а) общее сходство профилей линий H_{α} , K Ca II и k Mg II в спектрах ряда звезд типа Т Тельца (см., например, [19—21]); б) наблюдаемые корреляции потоков излучения в линиях H_{α} , K Ca II и k Mg II [22, 23]; в) результаты теоретического анализа образования линий водорода и Ca II в движущихся оболочках звезд типа Т Тельца [24].

В целом, однако, вопрос о том, где формируются эмиссионные линии тех или иных элементов — в хромосферах и активных областях на поверхности звезд, или в звездном ветре, — относится к числу наиболее спорных вопросов физики звезд типа Т Тельца (см., например, [22]). Поэтому одна из главных задач настоящей статьи заключается в том, чтобы выяснить, возможно ли в рамках моделей звездного ветра объяснить наблю-

* Доказательство того, что водородные линии у большинства звезд типа Т Тельца образуются в звездном ветре, а не в хромосферах, основано на анализе наблюдаемых балмеровских дефрементов [16, 25, 26].

даемых светимостей этих звезд в эмиссионных линиях всех трех элементов — водорода, кальция и магния — и, если да, то каковы диагностические возможности указанных линий при определении основных параметров звездного ветра?

С этой целью рассчитаны сетки не-ЛТР моделей изотермических, расширяющихся оболочек звезд типа Т Тельца на основе которых вычислены интегральные светимости в линиях H_α , К Ca II и k Mg II. Исследована чувствительность указанных линий к исходным параметрам моделей. Рассмотрены также условия термализации инфракрасного триплета Ca II и найдены ограничения на параметры звездного ветра, удовлетворяющие этим условиям. Из сравнения наблюдаемых и теоретических светимостей определены характерные температуры звездного ветра и наиболее вероятный интервал значений темпа потери массы \dot{M} .

2. *Постановка задачи и метод решения.* Рассмотрим образование эмиссионных линий водорода, кальция и магния в сферически-симметричном звездном ветре в предположении, что электронная температура газа T_e постоянна, а его плотность меняется в соответствии с уравнением неразрывности:

$$\rho(r) v(r) r^2 = \text{const.} \quad (1)$$

В этом случае плотность $\rho(r)$ зависит от темпа потери массы \dot{M} и принятого закона изменения скорости расширения $v(r)$.

Условие изотермичности, безусловно, является довольно грубым приближением. Однако его применение в данном случае оправдано, во-первых, тем, что рассматриваются спектральные линии атомов и ионов с близкими потенциалами ионизации, образующиеся примерно в одинаковых температурных условиях. Во-вторых, источником нагрева звездного ветра Т Таури-звезд являются, по-видимому, механические движения газа и МГД-волны, точное описание которых в настоящее время весьма проблематично.

2.1. *Выбор поля скоростей.* С учетом предпринимавшихся ранее попыток моделирования звездного ветра Т Таури-звезд [12, 27—30] рассмотрим две альтернативные кинематические модели:

А. Истечение с замедлением.

$$v(r) = v_{\max} (r/R_\star)^{-1/2}, \quad (2)$$

где значение начальной скорости v_{\max} принято равным 400 км/с, что соответствует максимальным скоростям движения газа, определяемым по профилям линии H_α [31].

Этот случай рассматривался в ранних моделях истечения [27, 28], где предполагалось, что зона ускорения ветра находится вблизи поверхности звезды и ее вклад в образование эмиссионных линий мал (наблюдательные данные в пользу этого предположения приведены в [19]). Вне этой компактной зоны расширение газа контролируется гравитационным полем звезды и происходит по баллистическому закону. Сильным аргументом в пользу данного типа движений служит то обстоятельство, что максимальные скорости движения газа, определяемые из профилей эмиссионных линий, близки к скоростям убегания у поверхности звезд типа Т Тельца.

В. Истечение с ускорением.

$$v(r) = v_0 + v_1 (1 - (r/R_*)^{-\alpha}), \quad (3)$$

где R_* — радиус звезды.

Этот закон изменения $v(r)$ качественно согласуется с моделями МГД-ветра [12]. Как показали недавно Натта и др. [29], состояние ионизации атомов водорода в моделях (3) слабо зависит от параметра α . С учетом этого мы выбрали $\alpha = 1$. При расчетах принято: $v_0 = 30$ км/с и $v_1 = 400$ км/с.

2.2. Метод решения. При фиксированном поле скоростей задание электронной температуры T_e , темпа истечения \dot{M} , а также температуры и радиуса звезды T_* и R_* полностью определяет состояние возбуждения и ионизации атомов в расширяющейся оболочке. При расчетах она разбивалась на несколько десятков (до пятидесяти) слоев с переменным шагом по r . В каждом слое при решении не-ЛТР задач для атомов водорода, кальция и магния учитывалось следующее количество атомных уровней: для атома H—10; для Ca I—6, для Ca II—5, для Ca III—1; для Mg I и Mg II—по 6, и для Mg III—1. Относительное содержание магния и кальция в звездном ветре принималось равным солнечному.

Детальное описание метода решения не-ЛТР задачи, а также сведения об используемых атомных параметрах приведены в нашей предыдущей статье [32]. Здесь отметим лишь, что в уравнениях стационарности и ионизационного баланса учтены все основные радиационные и столкновительные процессы возбуждения и ионизации рассматриваемых атомов и ионов: электронные удары, фотоионизации излучением звезды, ионизации L_c -квантами звездного ветра, фотовозбуждения излучением звезды и собственным излучением газа. При рассмотрении ионизационного баланса $\text{Mg I} \rightleftharpoons \text{Mg II}$ и $\text{Ca I} \rightleftharpoons \text{Ca II}$ наряду с радиативными рекомбинациями учитывались также диэлектронные рекомбинации.

Особую сложность представляет учет ионизаций ионов кальция с терма 3^2D излучением в линии L_α водорода. Расчеты показали, что данный механизм является весьма эффективным и в подавляющем большинстве

случаев определяет ионизационный баланс $\text{Ca II} \rightleftharpoons \text{Ca III}$. Поскольку интенсивность L_{ν} -излучения: $I_{L_{\nu}}$ в каждом слое определяется всей оболочкой, решение не-ЛТР задачи для кальция возможно лишь после выполнения соответствующих расчетов для атомов водорода во всей излучающей области.

В приведенных ниже расчетах состояние ионов кальция определялось с использованием значений $I_{L_{\nu}}$, полученных путем численного интегрирования по всей оболочке. При этом в кинематических моделях с замедлением учитывалось поглощение L_{ν} -квантов поверхностями сопутствующих точек (см. по этому поводу [33]). При расчетах не учитывалось влияние на населенности атомных уровней радиационного взаимодействия в линиях H_{α} и H Ca II , обусловленного их частичным блендированием.

Радиационные члены, описывающие дискретные переходы между атомными уровнями, рассчитывались в приближении вероятностного метода Соболева [34]. Вероятности выхода квантов из среды вычислялись с учетом сферичности слоев. В моделях истечения с замедлением мы игнорировали эффекты нелокального радиационного взаимодействия при решении систем уравнений стационарности (см. по этому поводу [35]), но учитывали их при вычислении оптических толщин в частотах спектральных линий в выражении для интенсивности излучения (5). Предполагалось (и это предположение контролировалось при расчетах), что излучающий газ прозрачен во всех континуумах кроме лаймановского.

3. *Расчет светимостей спектральных линий.* Вычисление полных светимостей звездного ветра в частотах рассматриваемых линий производилось с использованием точных выражений для интенсивности выходящего излучения:

$$L = 4\pi \left\{ 2\pi \int_0^{\infty} d\nu \int_0^{\infty} I(\nu, p) p dp \right\}, \quad (4)$$

где $I(\nu, p)$ — интенсивность излучения в направлении на наблюдателя на прицельном расстоянии p от центра звезды на частоте ν в неподвижной системе координат (связанной со звездой):

$$I(\nu, p) = \int_{z_1}^{\infty} S(r) e^{-\tau(\nu, z)} k(\nu, p, z) dz. \quad (5)$$

Здесь S — функция источников, $z = (r^2 - p^2)^{1/2}$ — расстояние вдоль луча зрения, отсчитываемое от картинной плоскости, $z_1 = -\infty$ при $p \geq R_*$ и $z_1 = (R_*^2 - p^2)^{1/2}$ — при $p < R_*$;

$$\tau_\nu(p, z) = \int_{-\infty}^{\infty} k(\nu, p, z') dz', \quad (6)$$

$k(\nu, p, z)$ — объемный коэффициент поглощения на частоте ν в точке с координатами p и z :

$$k(\nu, p, z) = k(\nu_0, p, z) \alpha(x), \quad (7)$$

где ν_0 — центральная частота линии, $\alpha(x)$ — нормированный профиль коэффициента поглощения (использовался доплеровский профиль):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx = 1, \quad (8)$$

$$x = \left(\nu - \nu_0 - \nu_0 \frac{v(r) z}{c r} \right) / \Delta \nu_D, \quad (9)$$

где $\Delta \nu_D$ — доплеровская полуширина коэффициента поглощения, определяемая тепловыми движениями атомов.

Как показал анализ, применение точного выражения (5) для интенсивности излучения в моделях истечения с замедлением может изменить интегральную светимость в линии в 1.5—2 раза по сравнению с известным приближенным выражением

$$L = h\nu_{ik} \int V N_k A_{ki} \beta_{ik} (1 - W) dV, \quad (10)$$

в котором интегрирование производится по объему V , занятому излучающим газом, β_{ik} — средняя вероятность выхода кванта в линии $i \rightarrow k$, N_k — населенность верхнего уровня рассматриваемого перехода, W — коэффициент дилуции. Расхождение объясняется особой формой поверхностей равных лучевых скоростей, при которой луч зрения может пересекать их более одного раза [35]. Отметим, что рассчитанные двумя указанными выше способами светимости в линиях в моделях с ускорением в большинстве случаев практически совпадали.

4. *Результаты расчетов и сравнение с наблюдениями.* На основе описанной выше методики рассчитаны сетки не-ЛТР моделей звездного ветра для некоторой «средней» звезды типа Г Тельца: $R_* = 3 R_\odot$, $T_* = 5000$ К. Распределение энергии в спектре звезды принималось планковским. Свободными параметрами являются электронная температура газа T_e и темп истечения M . Для каждого из двух рассматриваемых типов движений рассчитаны сетки моделей при $T_e = 6000, 7500, 10\,000$ и $12\,500$ К и ряда значений M . Полный список моделей приведен в табл. 1 и 2.

Таблица 1

ЛОГАРИФМЫ СВЕТИМОСТЕЙ В ЛИНИЯХ В МОДЕЛЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С ЗАМЕДЛЕНИЕМ ПРИ $R_* = 3 R_\odot$ и $T_* = 5000\text{K}$. ДЛЯ КАЖДОЙ МОДЕЛИ УКАЗАНЫ ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА T_e И ТЕМП ПОТЕРИ МАССЫ \dot{M} . ЗНАЧКАМИ H, Ca и Mg ОБОЗНАЧЕНЫ СООТВЕТСТВЕННО ЛИНИИ H γ , K Ca II и k Mg II.

\dot{M} (M_\odot год)	$T_* = 5000\text{K}, R_* = 3R_\odot$			
	$T_e = 6000\text{K}$	$T_e = 7500\text{K}$	$T_e = 10000\text{K}$	$T_e = 12500\text{K}$
10^{-9}	H		30.59	30.91
	Ca		30.20	29.72
	Mg		30.13	30.23
$3 \cdot 10^{-9}$	28.86	30.40	31.22	31.32
	30.72	30.71	30.35	29.93
	30.07	30.05	30.31	30.82
10^{-8}	29.58	31.18	31.56	31.78
	30.77	30.76	30.49	30.10
	30.09	30.23	31.20	31.86
$3 \cdot 10^{-8}$	30.76	31.49	32.25	32.79
	30.86	30.82	30.65	30.30
	30.13	30.87	32.22	32.86
10^{-7}	31.21	31.82	33.33	34.06
	30.80	30.97	30.98	30.69
	30.31	31.74	33.29	33.99
$3 \cdot 10^{-7}$	31.38	32.26		
	30.95	31.31		
	30.93	32.46		

Для анализа влияния параметров звезды T_* и R_* на светимости линий рассмотрены также модели звездного ветра при $T_* = 4000\text{K}$, $R_* = 5R_\odot$ при $T_e = 7500\text{K}$ (табл. 3 и 4). Две модели рассчитаны с учетом отклонения распределения энергии в спектре звезды от планковского (см. п. 4.2).

Для каждой модели рассчитана ионизационная структура звездного ветра. Практически во всех случаях из трех рассматриваемых стадий ионизации атомов кальция и магния доминирующими ионами являются ионы Ca II и Mg II. Состояние ионизации водорода в оболочках звезд типа T Тельца детально обсуждалось Натта и др. [29] и на нем мы останавливаться не будем.

ТО ЖЕ, ЧТО И В ТАБЛ. 1 ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ИСТЕЧЕНИЯ С УСКОРЕНИЕМ

\dot{M} ($M_{\odot}/\text{год}$)	$T_* = 5000 \text{ K}, R_* = 3R_{\odot}$			
	$T_* = 6000 \text{ K}$	$T_* = 7500 \text{ K}$	$T_* = 10000 \text{ K}$	$T_* = 12500 \text{ K}$
10^{-9}	H Ca Mg		30.92 30.09 30.81	31.03 29.83 30.95
$3 \cdot 10^{-9}$	30.08 30.63 30.33	30.90 30.52 30.63	31.27 30.30 31.40	31.39 30.03 31.60
10^{-8}	30.50 30.79 30.42	31.25 30.75 31.01	31.75 30.58 31.98	31.90 30.29 32.27
$3 \cdot 10^{-8}$	30.82 30.92 30.54	31.58 31.06 30.50	32.26 31.18 32.58	32.44 30.74 32.83
10^{-7}	31.16 31.13 30.86	31.94 31.48 32.03	32.91 31.74 33.22	33.53 31.67 34.13
$3 \cdot 10^{-7}$	31.37 30.34 31.19	32.31 31.95 32.49		

4.1. Поведение функций источников. Анализ полученных результатов начнем с рассмотрения функций источников в линиях H_{α} , K Ca II и k Mg II. Получающиеся при этом выводы, кроме самостоятельного интереса, имеют важное значение для дальнейшего обсуждения интегральных светимостей.

На рис. 1 показано поведение функций источников в рассматриваемых линиях в моделях истечения с ускорением при $T_* = 5000 \text{ K}$, $R_* = 3R_{\odot}$ и $T_* = 7500 \text{ K}$. Рисунки 1a, b, c соответствуют значениям $\dot{M} = 10^{-9}$, 10^{-8} и $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. По оси абсцисс отложен логарифм безразмерного расстояния от поверхности звезды: $x = (r - R_*)/R_*$, а по оси ординат — функции источников, нормированные следующим образом:

$$S_0(r) = \frac{S(r)}{S(R_*)} \frac{R_*^2}{r^2}. \quad (11)$$

Обращает на себя внимание совпадение нормированных функций источников всех рассматриваемых линий при $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (рис. 1a).

Таблица 3

ЛОГАРИФМЫ СВЕТИМОСТЕЙ В ЛИНИЯХ В МОДЕЛЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С ЗАМЕДЛЕНИЕМ ПРИ $T_* = 7500$ К. ДЛЯ КАЖДОЙ МОДЕЛИ УКАЗАНЫ ТЕМПЕРАТУРА T_* , РАДИУС ЗВЕЗДЫ R_* И ТЕМП ПОТЕРИ МАССЫ \dot{M} . ЗНАЧКАМИ H, Ca И Mg ОБОЗНАЧЕНЫ СООТВЕТСТВЕННО ЛИНИИ H α , K Ca II И k Mg II

\dot{M} ($M_{\odot}/\text{год}$)	$T_* = 5000$ К		$T_* = 4000$ К	
	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$
$3 \cdot 10^{-9}$	H 30.40	29.99	29.51	28.87
	Ca 30.71	31.12	29.78	30.38
	Mg 30.05	30.53	28.84	29.39
10^{-8}	31.18	31.34	30.55	30.59
	30.76	31.18	29.97	30.40
	30.23	30.54	29.33	29.46
$3 \cdot 10^{-8}$	31.49	31.76	30.87	31.15
	30.82	31.21	30.06	30.44
	30.87	30.83	31.21	30.04
10^{-7}	31.82	32.08	31.26	31.44
	30.97	31.29	30.28	30.57
	31.74	31.67	31.20	31.10
$3 \cdot 10^{-7}$	32.26	32.56	31.73	31.97
	31.31	31.49	30.70	30.85
	32.46	32.64	32.01	32.16

Этот вариант соответствует предельному случаю, когда вследствие малой плотности газа электронные удары перестают играть сколько-нибудь заметную роль в заселении атомных уровней и функция источников полностью определяется полем излучения звезды:

$$S(r) = W \cdot B(T_*), \quad (12)$$

где $B(T_*)$ — функция Планка при температуре T_* . С учетом этого, независимо от параметров звездного ветра, нормированные функции источников удовлетворяют соотношению:

$$S_0(r) = 2W(r) (R_*/r)^2. \quad (13)$$

С ростом \dot{M} увеличивается вклад электронных ударов в возбуждение атомных уровней (рис. 1b, c) во внутренней зоне ветра. Однако при удалении от звезды вследствие уменьшения плотности газа функции S_0 , начиная с некоторого расстояния, вновь стремятся к постоянному значе-

нию, соответствующему рассмотренному выше случаю радиационной накачки уровней.

Таблица 4

ТО ЖЕ, ЧТО И В ТАБЛ. 3 ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ИСТЕЧЕНИЯ С УСКОРЕНИЕМ

M ($M_{\odot}/\text{год}$)	$T_* = 5000 \text{ K}$		$T_* = 4000 \text{ K}$	
	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$
$3 \cdot 10^{-9}$	H 30.90	31.14	30.27	30.60
	Ca 30.52	30.81	29.73	30.06
	Mg 30.63	30.80	29.94	30.11
10^{-8}	31.25	31.50	30.62	30.95
	30.76	31.07	30.13	30.40
	31.01	31.28	30.64	30.87
$3 \cdot 10^{-8}$	31.58	31.80	30.97	31.29
	31.06	31.38	30.65	30.86
	31.50	31.7	31.09	31.42
10^{-7}	31.94	32.13	31.48	31.69
	31.48	31.76	31.36	31.44
	32.03	32.17	31.75	31.93
$3 \cdot 10^{-7}$	32.31	32.71	31.85	32.21
	31.95	32.04	31.84	31.83
	32.49	32.84	32.15	32.50

Отметим также, что $S_0(r)$ уменьшается с удалением от звезды тем быстрее, чем меньше M , т. е., чем меньше объем газа, в котором столкновительные механизмы заселения атомных уровней преобладают над радиационными.

Мы не будем здесь более подробно анализировать механизмы заселения и опустошения атомных уровней рассматриваемых атомов и ионов, поскольку частично это сделано в наших предыдущих статьях [24, 32]. Отметим лишь один наиболее существенный момент.

При рассмотрении рис. 1 обращает на себя внимание более быстрое падение с расстоянием функции источников в линии К Ca II по сравнению с линиями H_α и k Mg II. Это различие обусловлено особой структурой термов иона Ca II: уровень 4²P, при переходе с которого образуется резонансный дублет H и К Ca II, является также верхним уровнем для линий ИК-триплета кальция. Можно показать [24], что возникающая при этом конкуренция двух механизмов опустошения уровня 4²P в рассматриваемом интервале параметров газа решается в пользу переходов с образо-

ванием ИК-триплета. Это приводит к эффективному опустошению уровня 4^2P и, соответственно, к быстрому падению с расстоянием функции источников в линии К Ca II. В результате характерные размеры областей образования этих линий заметно отличаются. Например, расчеты показывают, что в моделях с $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$ половина светимости в линии К Ca II достигается уже на расстоянии $0.4 R_*$ от поверхности звезды, тогда как в линиях к Mg II и H_{α} соответствующие расстояния равны: 1.5 и $2.2 R_*$.

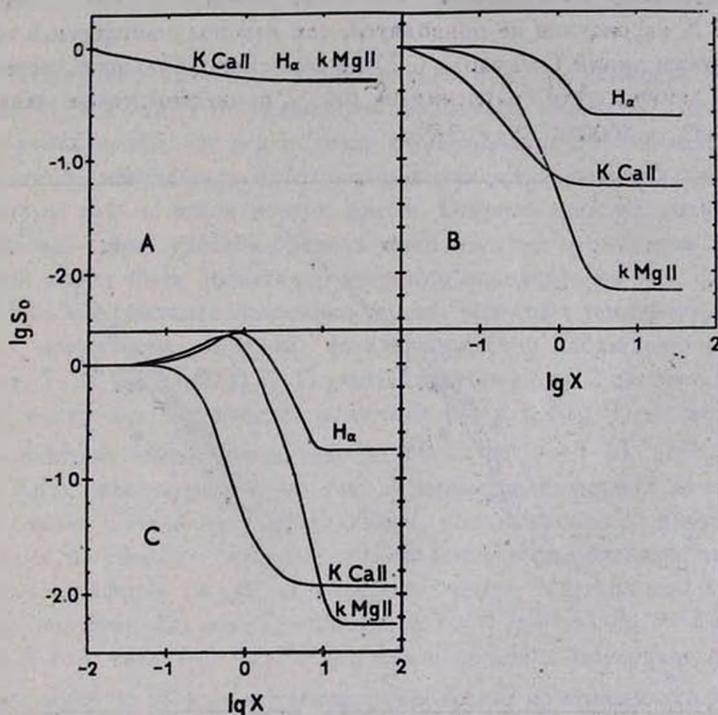


Рис. 1. Поведение нормированных функций источников (см. текст) в линиях H_{α} , К Ca II и к Mg II в моделях истечения с ускорением при следующих значениях темпа потери массы: а) $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} / \text{год}$; б) $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} / \text{год}$; в) $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$. Температура газа, температура и радиус звезды приняты равными: $T_e = 7500$ К; $T_* = 5000$ К; $R_* = 3R_{\odot}$.

Аналогичным образом ведут себя нормированные функции источников в моделях с замедлением. Различие состоит лишь в том, что в этом случае диапазон изменения $S_0(r)$ меньше, чем в моделях с ускорением (при прочих равных параметрах ветра).

4.2. Анализ интегральных светимостей. Рассчитанные по описанной в разделе 3 методике светимости в линиях H_{α} , K Ca II и k Mg II для всех обсуждаемых моделей приведены в табл. 1—4. Рассмотрим, насколько они чувствительны к исходным параметрам моделей и в каком соответствии находятся с наблюдениями.

а) Светимости в линиях H_{α} — k Mg II.

На рис. 2 разными значками показаны светимости в линиях H_{α} и k Mg II как функции \dot{M} для моделей с $T_{*} = 5000$ К, $R_{*} = 3 R_{\odot}$ для значений электронной температуры $T_e = 7500$, 10 000 и 12 500 К. Модели с $T_e = 6000$ К на рисунке не приводятся, так как получающиеся в них низкие светимости линий (см. табл. 1, 2) не объясняют большую часть наблюдательных данных. Для сравнения на рис. 2 приведены также данные для модели с $T_{*} = 4000$ и $R_{*} = 3R_{\odot}$.

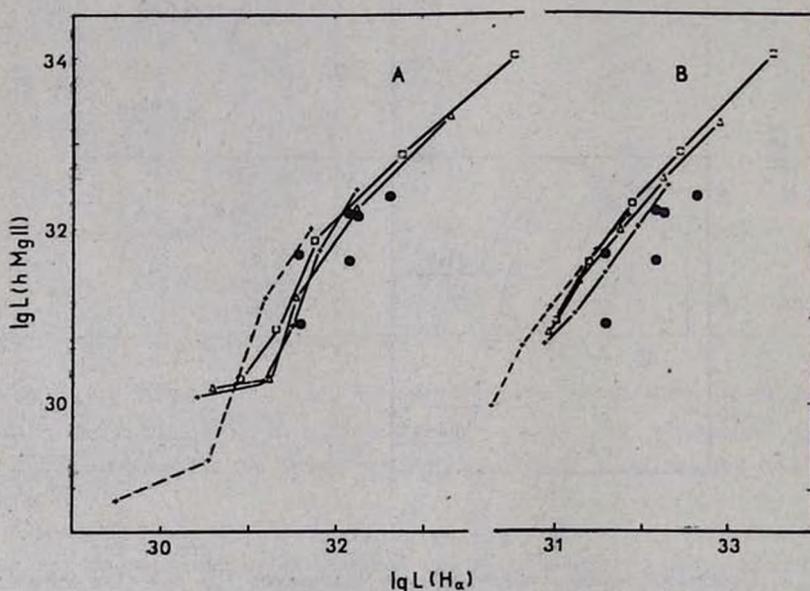


Рис. 2. Светимости звездного ветра в линиях H_{α} и k Mg II в моделях истечения с замедлением (А) и с ускорением (В). Сплошной линией показаны модели с $T_{*} = 5000$ К и $T_e = 7500$ (+), 10000 (Δ) и 12500 К (\square). Пунктир соответствует моделям с $T_{*} = 4000$ К и $T_e = 7500$ К. Значения \dot{M} даны в таблицах 1—4. Наблюдательные данные (\bullet) заимствованы из работ [22, 36] (см. текст).

Необходимо отметить, что синхронные наблюдения потоков излучения в линиях H_{α} и k Mg II звезд типа Т Тельца к настоящему времени не проводились. Поэтому нам пришлось воспользоваться квази-одновременными

наблюдениями линий $k \text{ Mg II}$ и $K \text{ Ca II}$ из статьи Каллет и др. [22] и данными Кухи [36] о потоках излучения этих же звезд в линиях H_α и $K \text{ Ca II}$. Чтобы уменьшить влияние неодновременности наблюдений, выполненных в [22] и [36], мы отобрали из девяти звезд, общих для [22] и [36], шесть звезд с наименьшим разбросом потоков в линии $K \text{ Ca II}$, измерившейся в обеих работах. (Заметим, что наблюдаемые потоки в [22, 36] исправлены за покраснение).

Из рассмотрения рис. 2 можно сделать следующие выводы:

1) Диапазон наблюдаемых светимостей звезд типа Т Тельда в резонансной линии $k \text{ Mg II}$ и линии H_α полностью объясняется излучением звездного ветра.

2) В широком интервале изменения M и T_e зависимости светимостей в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ от указанных параметров перекрываются как в моделях с замедлением, так и в моделях с ускорением. Это означает, что данные линии не могут быть использованы для одновременного определения температуры газа и темпа потери массы. Однако, если из анализа других эмиссионных линий удастся оценить один из этих параметров (см. ниже), то второй может быть достаточно уверенно определен из рис. 2.

3) Как мы убедимся несколько позже, значения температуры звездного ветра, наилучшим образом согласующиеся с наблюдениями, лежат в пределах: $T_e \simeq 7000\text{--}8000 \text{ K}$. С учетом этого из рис. 2 следует, что наблюдаемому интервалу светимостей в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ соответствует интервал значений темпа потери массы: $M \simeq 10^{-8}\text{--}3 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$.

4) Хотя представленные на рис. 2 данные наблюдений лучше соответствуют случаю истечения с замедлением, различия между двумя противоположными по своему характеру кинематическими моделями не очень велики. Для сравнения на рис. 2 показаны также (штриховой линией) результаты расчетов для набора моделей с $T_e = 7500 \text{ K}$, $R_* = 3 R_\odot$ и $T_* = 4000 \text{ K}$ (см. табл. 3 и 4). Видно, что в широком интервале светимостей их зависимость от M в качественном отношении не изменилась.

5) Как уже отмечалось выше, из анализа бальмеровских декрементов в спектрах звезд типа Т Тельда следует, что у большинства из них эмиссия в бальмеровских линиях образуется в протяженных газовых оболочках. Из представленных на рис. 2 зависимостей светимостей в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ с неизбежностью следует, что резонансный дублет магния также образуется преимущественно в звездном ветре (а не в хромосферах звезд, как это предполагается в некоторых работах (см., например, [37])).

6) Светимости в линиях $H_\alpha - K \text{ Ca II}$ и $k \text{ Mg II} - K \text{ Ca II}$.

На рис. 3 и 4 приведены соотношения между теоретическими светимостями в линиях $H_\alpha - K \text{ Ca II}$ и $k \text{ Mg II} - K \text{ Ca II}$ как функции M для

той же сетки моделей, что и на рис. 2. Наблюдаемые светимости в линиях H_α и $K\text{ Ca II}$ на рис. 3 вычислены с использованием потоков излучения Т Тауги-звезд в этих линиях из работы [36] и расстояний до скоплений в Орионе и в Тельце согласно [38]. Наблюдательные данные о светимостях в линиях $K\text{ Ca II}$ и $k\text{ Mg II}$ на рис. 4, заимствованы из [22].

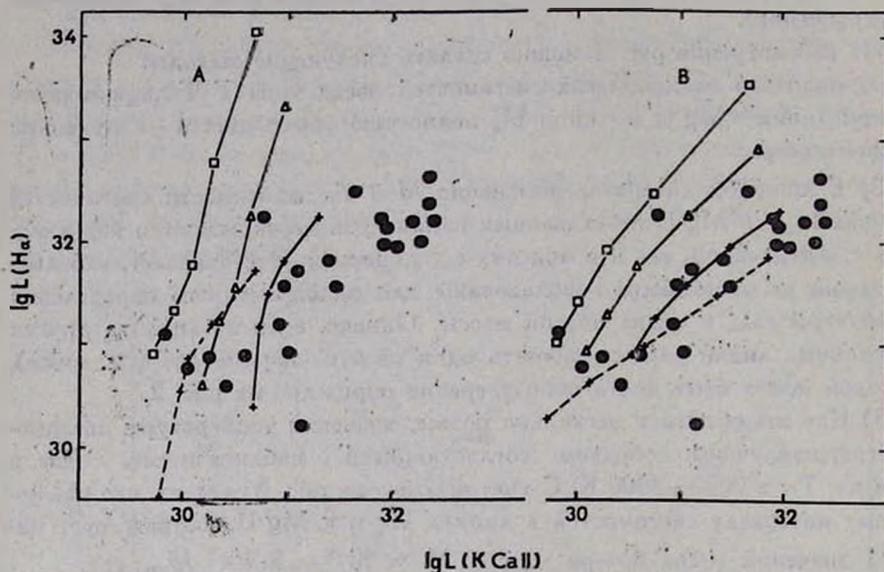


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для линий H_α и $K\text{ Ca II}$. Наблюдательные данные $L(H_\alpha)$ заимствованы из работы [36] (см. текст).

Сравнение результатов, приведенных на рис. 3 и 4 и на рис. 2 показывает, что имеют место два главных различия:

Во-первых, в пространстве параметров T_e и M теоретические зависимости светимостей $L(H_\alpha) - L(K\text{ Ca II})$ и $L(k\text{ Mg II}) - L(K\text{ Ca II})$ отчетливо разделяются. Это означает, что с помощью данных комбинаций эмиссионных линий может быть определен каждый из указанных параметров. В частности, из рассмотрения рис. 3 и 4 можно сделать вывод, что облако наблюдательных точек приходится в основном на теоретические треки, соответствующие сравнительно низким электронным температурам ($T_e \approx 7000 - 8000\text{ K}$). Этот результат хорошо согласуется с нашими прежними оценками [21, 24] и результатами Натта и др. [29], полученными из анализа светимостей водородных линий. Однако он находится в явном противоречии с моделями МГД-ветра [12], согласно которым электронная температура газа $T_e \approx 20000\text{ K}$.

Во-вторых, наблюдательные данные на рис. 3 и 4 лучше согласуются с теоретическими в моделях с ускорением, а не с замедлением, как это следует из рис. 2 для комбинации линий H_α — k Mg II.

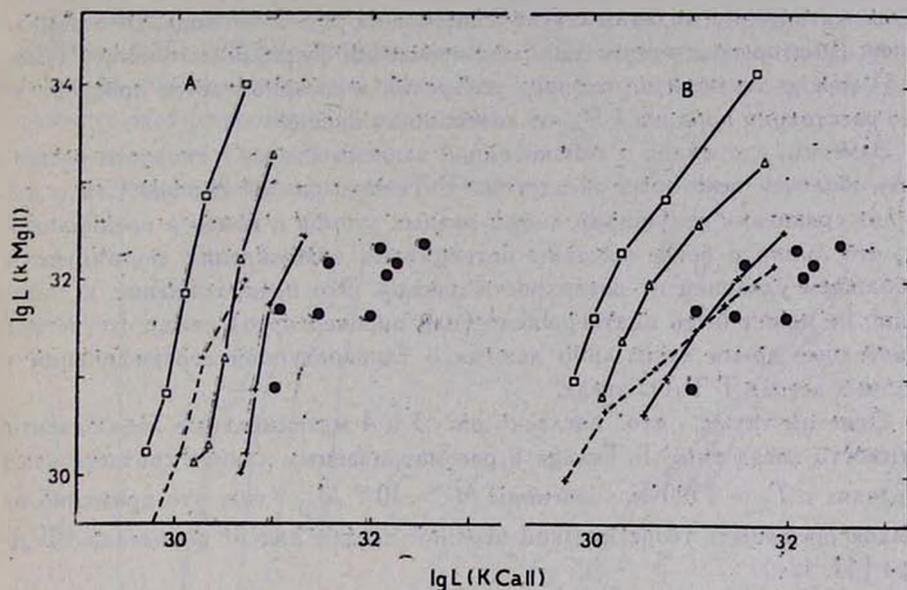


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для линий k Mg II и K Ca II. Наблюдательные данные (●) заимствованы из работы [22] (см. текст).

Легко понять, что оба отличия обусловлены поведением линии K Ca II. Как отмечалось в разделе 3, степень ионизации ионов Ca II определяется в основном излучением в линии L_α^* , интенсивность которой весьма чувствительна к изменениям T_e . Это отличие механизмов ионизации атомов кальция и атомов водорода и магния объясняет появление первой из отмеченных выше особенностей.

Другое отличие в образовании эмиссионных линий Ca II состоит в том (см. раздел 3), что функция источников в линиях H и K Ca II убывает с расстоянием значительно быстрее по сравнению с линией H_α и резонансным дублетом Mg II. С учетом этого можно предположить, что в линиях Ca II мы наблюдаем преимущественно зону ускорения звездного ветра, то-

* Отметим, что ионизация Ca II излучением в линии L_α более эффективна в моделях истечения с замедлением, так как в этом случае максимальная скорость (а следовательно и максимальная ширина линии L_α) достигается вблизи поверхности звезды — в зоне, где образуется основная часть эмиссии кальция.

гда как в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ — более протяженную область ветра, расширяющуюся с замедлением в гравитационном поле звезды. Это позволяет понять, во-первых, почему на рис. 3 и 4 наблюдения лучше соответствуют кинематическим моделям с ускорением, а на рис. 2 — моделям с замедлением. Во-вторых, с учетом данных о поведении функций источников (раздел 3) можно заключить, что зона ускорения в звездном ветре простирается до расстояния порядка $1 R_*$ от поверхности звезды.

Заметим, что вывод о немонотонной зависимости от l скорости расширения оболочек некоторых звезд типа Т Тельца сделан недавно Сэй и др. [39] из сравнения полуширин линий разных атомов и ионов в предположении, что линии с более высоким потенциалом возбуждения формируются на большем удалении от поверхности звезды. Это предположение, к сожалению, не может быть подтверждено (или опровергнуто) ввиду отсутствия в настоящее время каких-либо данных о температурной стратификации в звездных ветрах Т Тау-звезд.

Отметим также, что согласно рис. 3 и 4 максимальные наблюдаемые светимости звезд типа Т Тельца в рассматриваемых линиях соответствуют в моделях с $T_e = 7500 \text{ K}$ значениям $\dot{M} > 10^{-7} M_\odot / \text{год}$, что примерно на порядок превышает теоретический верхний предел для \dot{M} в моделях МГД-ветра [11, 12]).

в) *Зависимость интегральных светимостей в линиях от параметров звезд.*

Из приведенных на рис. 2—4 теоретических светимостей следует, что они определяются не только параметрами звездного ветра (т. е. его кинематикой, электронной температурой и величиной \dot{M}), но зависят также и от параметров самих звезд, в частности, от T_* . Это хорошо видно из рис. 5, на котором приведены теоретические светимости в линиях $k \text{ Mg II}$ и $K \text{ Ca II}$, рассчитанные при фиксированном значении $T_e = 7500 \text{ K}$ для значений $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ и для четырех комбинаций параметров звезд (см. табл. 3—4):

- | | |
|---|---|
| 1) $R_* = 3 R_\odot$, $T_* = 5000 \text{ K}$; | 2) $R_* = 5 R_\odot$, $T_* = 5000 \text{ K}$; |
| 3) $R_* = 3 R_\odot$, $T_* = 4000 \text{ K}$; | 4) $R_* = 5 R_\odot$, $T_* = 4000 \text{ K}$. |

Из рис. 5 следует, что светимости в линиях в моделях с замедлением более чувствительны к вариациям R_* и T_* , чем в моделях с ускорением. Видно также, что при фиксированных параметрах звездного ветра T_e и \dot{M} изменения эффективной температуры звезды в большей степени сказываются на теоретических светимостях, чем изменения ее радиуса.

Последнее означает, что для более точной диагностики звездного ветра может иметь значение учет реального распределения энергии в спектре

звезды. Чтобы оценить влияние этого фактора, мы рассчитали две модели звездного ветра. В одной распределение энергии принято планковским при $T_* = 5000$ К. В другой вместо функции Планка использовано распределение энергии, наблюдаемое у звезды RW Aur в диапазоне длин волн $\lambda \lambda 2000-8000$ А [40], которое отличается от предыдущего распределения главным образом наличием большого ультрафиолетового излучения. Остальные параметры моделей одинаковы.

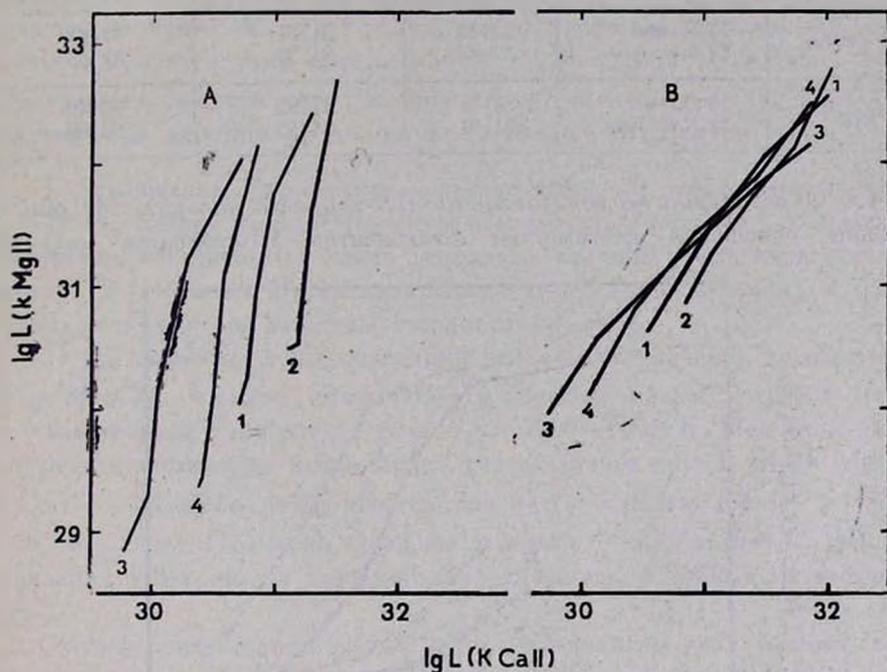


Рис. 5. Зависимость светимостей звездного ветра в линиях К Ca II и k Mg II от параметров звезды: 1) $R_* = 3R_\odot$, $T_* = 4000$ К; 2) $R_* = 5R_\odot$, $T_* = 5000$ К; 3) $R_* = 3R_\odot$, $T_* = 4000$ К; 4) $R_* = 5R_\odot$, $T_* = 4000$ К. Электронная температура ветра $T_e = 7500$ К. Значения \dot{M} меняются в интервале $3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (см. табл. 3, 4).

Из приведенных в табл. 5 светимостей видно, что изменения в распределении энергии звезды (которые затронули в основном область спектра за бальмеровским скачком) привели к увеличению в 1.5—2.5 раза светимостей в линиях H_α и k Mg II, но практически не отразились на светимости звездного ветра в линии К Ca II. Постоянство этой линии объясняется тем, что линия L_α (определяющая ионизацию Ca II) в обоих случаях термализована электронными ударами и имеет одинаковую светимость.

Таблица 5

ЛОГАРИФМЫ СВЕТИМОСТЕЙ В ЛИНИЯХ H_α , К Ca II и k Mg II В МОДЕЛЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С УСКОРЕНИЕМ И С ЗАМЕДЛЕНИЕМ ДЛЯ СЛЕДУЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА: $T_e = 7500$ К, $M = 3 \cdot 10^{-7} M_\odot$ / ГОД И РАДИУСА ЗВЕЗДЫ $R_* = 3 R_\odot$. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ: 1) ПЛАНКОВСКОЕ ПРИ $T_* = 5000$ К; 2) ЗВЕЗДА ТИПА Т ТЕЛЬЦА RW Aur (ЗАИМСТВОВАНО ИЗ РАБОТЫ [40])

Кинематика	Распределение энергии	$\lg L(H_\alpha)$	$\lg L(K Ca II)$	$\lg L(k Mg II)$
Замедление	1) Планк	32.26	31.31	32.46
	2) RW Aur	32.47	31.35	32.63
Ускорение	1) Планк	32.31	31.95	32.49
	2) RW Aur	31.91	31.95	32.08

4.3. Образование термализованного ИК-триплета кальция. На рис. 6 показаны отношения светимостей компонентов ИК-триплета кальция

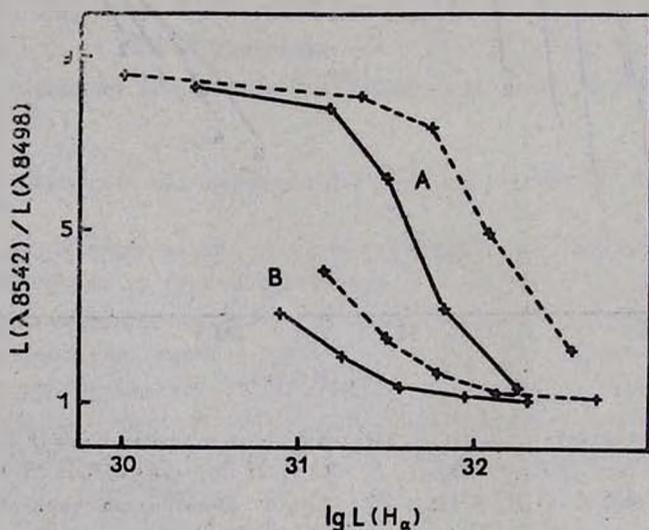


Рис. 6. Образование термализованного ИК-триплета кальция в моделях звездного ветра с замедлением (A) и с ускорением (B) при $T_e = 7500$ К, $T_* = 5000$ К. Сплошная линия — $R_* = 3R_\odot$, пунктир — $R_* = 5R_\odot$.

$\lambda 8542 \text{ \AA} / \lambda 8498 \text{ \AA}$ как функции светимости $L(H_\alpha)$, вычисленные при температуре $T_e = 7500$ К для моделей с замедлением и с ускорением. Согласно Шанину и др. [41], Жербигу и Содерблomu [42] линии ИК-триплета в спектрах звезд типа Т Тельца термализованы (т. е. отношения их интенсивностей близки к единице), что обычно интерпретируется в пользу

хромосферного происхождения кальциевой эмиссии. Наши предыдущие расчеты [24] показали, однако, что триплет может быть термализован и в условиях звездного ветра при достаточно больших M .

Этот вывод подтверждается результатами, представленными на рис. 6, из которых следует, что в моделях с $R_* = 3R_\odot$ и $T_e = 7500$: ИК-триплет термализован при $M > 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ — в случае истечения с замедлением, и при $M > 3 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ — в моделях с ускорением. В моделях с $R_* = 5R_\odot$ для термализации ИК-триплета необходимы еще большие значения M . Этот результат подтверждает сделанный выше вывод о том, что темп потери массы у звезд типа Т Тельца с высоким уровнем эмиссии заметно превышает величину $3 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$, являющуюся верхним пределом для моделей МГД-ветра [11, 12].

5. *Заключение.* Сформулируем кратко основные результаты:

1) На основе не-АТР расчетов исследованы условия образования важнейших эмиссионных линий водорода, кальция и магния в звездном ветре Т Таури-звезд. Проанализированы зависимости светимостей в этих линиях от параметров звездного ветра и самих звезд.

2) Из сравнения с наблюдениями найдены ограничения на параметры ветра M и T_e . Показано, что в области образования рассматриваемых линий электронная температура газа $T_e \simeq 7000\text{—}8000$ К. При этой температуре для объяснения наблюдаемых светимостей в линиях H_α , k Mg II и K Ca II необходимо, чтобы темп потери массы был порядка: $\dot{M} \simeq 10^{-8} \text{—} 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. Примерно такие же значения \dot{M} необходимы и для термализации ИК-триплета кальция, образующегося в основании звездного ветра.

Следует отметить, что на рис. 2 и 4 представлены наблюдаемые светимости звезд типа Т Тельца с различным уровнем эмиссионной активности, включая эмиссионно малоактивные звезды из описки [22]. Интерпретация последних традиционно рассматривается на основе представлений о хромосферной активности этих звезд [43]. Из приведенных на рис. 2, 4 теоретических светимостей следует, что практически весь наблюдаемый диапазон светимостей (включая и малоактивные звезды) перекрывается моделями звездного ветра в интервале значений $\dot{M} \simeq 10^{-8} \text{—} 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$.

3) Получены указания на то, что скорость истечения газа из звезд типа Т Тельца меняется немонотонно с удалением от звезды: во внутренней зоне (около $1 R_*$ от поверхности звезды), в которой формируется основная часть кальциевой эмиссии, происходит ускорение газа. С удалением от звезды реализуется режим истечения с замедлением в гравитационном поле звезды. В этой области звездного ветра образуется основная часть эмиссии в линиях H_α и k Mg II.

Подчеркнем, что последний вывод получен из анализа интегральных светимостей линий и нуждается в дальнейшей проверке. Как было показано в разделе 4.1, эмиссионные линии Ca II формируются ближе к поверхности звезды по сравнению с линией H_{α} и резонансным дублетом Mg II. Если в этой области ветра происходит ускорение газа, то линии Ca II должны быть более узкими по сравнению с линиями H_{α} и k Mg II. Сравнительный анализ профилей этих линий может дать ключевую информацию о структуре и кинематике звездного ветра T Tauri-звезд.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Примечание при корректуре.

После того, как настоящая статья была послана в печать, авторы прочитали работу L. Hartmann et al. (Astrophys. J., 1990, 349, 168), в которой также исследуются светимости линий водорода, кальция и магния, формирующиеся в оболочках звезд типа T Тельца. Несмотря на различия в используемых моделях (в частности, в указанной работе изучалось только истечение газа с ускорением), наши результаты, полученные по светимости линий H_{α} и k Mg II во многом совпадают. Однако решение системы уравнений стационарности иона Ca II Hartmann et al. проводили без учета ионизации ионов кальция L_{α} -квантами водорода, которая играет определяющую роль в ионизационном балансе Ca II и во многом влияет на получающиеся светимости (см. настоящую статью).

THE FORMATION OF HYDROGEN, CALCIUM AND MAGNESIUM EMISSION LINES IN THE EXPANDING ENVELOPES OF T TAURI STARS

V. P. GRININ, A. S. MITSKEVICH

On the basis of joint solution of non-LTE problems for hydrogen, calcium, magnesium and their ions, the formation of the most important emission lines in the stellar wind of T Tauri stars is considered. In framework of spherically-symmetric isothermal models the dependence of stellar wind luminosities in spectral lines H_{α} , k Mg II and K Ca II on wind parameters: electron temperature, mass loss rate and kinematic (expansion with acceleration and with deceleration)—is investigated. The dependence of luminosities on star parameters: stellar radius, effective temperature, spectral energy distribution—is also investigated. It is shown that in spite of low temperatures of T Tauri stars, its radiation (ionizing atoms from excited levels) exerts essential influence on the emission spectrum formation. From comparison of the computations with observations (the data of Calvet et al. [22] and Kuht

[36] were used) it is found that stellar wind of T Tauri stars is characterized by quite low electron temperature $T_e \approx 7000 - 8000$ K and mass loss rate $\dot{M} \approx 3 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{year}$. The same values of \dot{M} are needed for thermalization of the calcium IR — triplet which is formed in the base of stellar wind. There exist some indications, that the velocity of the outflowing gas from T Tauri stars changes non — monotonically with a distance from the star.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Bertout, Rep. Progr. Phys., 47, 111, 1984.
2. M. Cohen, Phys. Rep., 116, 173, 1984.
3. В. П. Гринин, П. П. Петров, Современные проблемы физики и эволюции звезд, ред. А. Г. Масевич, Наука, М., 1989, стр. 64.
4. I. Appenzeller, R. Mundt, Astron. and Astrophys. Rev., 3/4, 1989 (в печати).
5. C. Bertout, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 23, 1987.
6. Y. Uchida, K. Shibata, Publ. Astron. Soc. Jap. 36, 105, 1984.
7. F. Sha, F. C. Adams, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 1987, 7.
8. J. Bouvier, C. Bertout, W. Benz, M. Mayer, Astron. and Astrophys., 165, 110, 1986.
9. L. Hartmann, R. Hewell, S. E. Stahl, R. D. Mathieu, Astrophys. J., 309, 275, 1986.
10. L. Hartmann, J. R. Stauffer, Astron. J., 97, 873, 1989.
11. W. M. DeCampi, Astrophys. J., 244, 124, 1981.
12. L. Hartmann, S. Edwards, E. H. Avrett, Astrophys. J., 261, 279, 1982.
13. M. T. V. T. Lago, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 210, 323, 1984.
14. G. H. Herbig, Mem. Roy. Soc. Sci., Liege, Ser., 5, 9, 13.
15. P. Petrov, A. Scherbakov, in „Proc. III Europ. Astron. Meet., Tbilisi, 1975“, ed E. K. Kharadze, Tbilisi, 1976, 162.
16. L. E. Cram, Astrophys. J., 234, 949, 1980.
17. N. Calvet, G. Basri, L. V. Kuht, Astrophys. J., 277, 725, 1984.
18. A. G. Hearn, Astron. and Astrophys., 209, 198, 1989.
19. R. Mundt, Astrophys. J., 280, 749, 1984.
20. C. Imhoff, I. Appenzeller, in „Scientific Accomplishments of the IUE“, ed Y. Kondo, 1987, p. 295.
21. В. П. Гринин, П. П. Петров, Н. И. Шаховская, Изв. Крым. астрофиз. observ., 71, 109, 1985.
22. N. Calvet, G. Basri, C. L. Imhoff, M. S. Giampapa, Astrophys. J., 293, 575, 1985.
23. J. Bouvier, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 1987, p. 369.
24. В. П. Гринин, А. С. Мухевич, Изв. Крым. астрофиз. observ., 78, 28, 1988.
25. В. П. Гринин, Астрофизика, 16, 243, 1980.
26. Н. А. Катыхшева, Астрофизика, 17, 301, 1981.
27. L. V. Kuht, Astrophys. J., 140, 1409, 1964.
28. P. Kuun, Astrophys. J., 210, 129, 1976.

29. A. Natta, C. Giovanardi, F. Palla, *Astrophys. J.*, 332, 931, 1988.
30. A. Natta, C. Giovanardi, *Astrophys. J.*, 1990 (в печати).
31. L. V. Kuhl, in „Protostars and Planets I“, 1978 (см. русск. пер. „Протозвезды и Планеты“, ред. В. И. Мороз, Мир, М., 1982. 812.
32. В. П. Гринин, А. С. Мицкевич, *Астрофизика*, 32, 69, 1990 .
33. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 17, 109, 1981.
34. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд-во ЛГУ, Л., 1974.
35. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.
36. L. V. Kuhl, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 15, 47, 1974.
37. A. Brown, M. C. de M. Ferraz, C. Jordan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 831, 1984.
38. M. Cohen, L. V. Kuhl, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
39. C. S6, M. T. V. T. Lago, M. V. Penston, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 1987, p. 105.
40. C. L. Imhoff, M. S. Giampapa, *Astrophys. J.*, 239, L115, 1980.
41. G. I. Shantn, V. S. Shevchenko, A. G. Shcherbakov, IAU Symp. № 67, Eds. V. E. Sherwood, and L. Plaut, Dordrecht, Reidel, 1975, p. 117.
42. G. H. Herbig, D. R. Soderblom, *Astrophys. J.*, 242, 628, 1980.
43. N. Calvet, G. Basri, L. V. Kuhl, *Astrophys. J.*, 277, 725, 1984.

УДК: 524,338.6

ПИНЧЕВЫЙ МЕХАНИЗМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

В. С. АИРАПЕТЯН, В. В. ВИХРЕВ, В. В. ИВАНОВ, Г. А. РОЗАНОВА

Поступила 16 января 1990

Принята к печати 5 апреля 1990

Предлагается модель звездных вспышек, основывающаяся на пинчевом механизме трансформации энергии всплывающего магнитного поля в кинетическую и тепловую энергию плазмы звездной атмосферы. Проведено численное моделирование замкнутой магнитной конфигурации в рамках МГД-приближения. Показана возможность трансформации магнитной энергии без привлечения механизма пересоединения на этой стадии.

Феномен звездных вспышек проявляется в локальном кратковременном энерговыделении в широком диапазоне энергий (от 10^{30} эрг вплоть до 10^{35} эрг). Наблюдения выявляют тесную связь вспышечных явлений с присутствием значительных магнитных полей и пятнообразовательной деятельности на поверхности звезд типа UV Кита [1, 2], поэтому интерпретация комплекса вспышечных проявлений должна основываться на гидромагнитном рассмотрении их природы. Это рассмотрение требует конкретного механизма трансформации энергии магнитного поля в энергию плазмы и энергетичных частиц. Один из возможных подходов был разработан на основе моделей токовых слоев [3]. Диссипация энергии в таких моделях связана с конечностью электрической проводимости плазмы. Привлечение моделей для интерпретации сильных звездных вспышек не может обеспечить, главным образом, энергетику и характерные времена этих процессов согласно [4], тогда как в случае солнечных вспышек токовые модели достаточно эффективны.

Вместе с тем, сравнение результатов плазменных экспериментов, наблюдательных данных о вспышках и качественного рассмотрения комплекса проявлений вспышек в рамках пинчевой модели [5] приводит к заключению о возможности объяснения данных на основе пинч-эффекта, то есть сжатием плазмы магнитным полем, находящимся в верхних атмосферных слоях. Это поле возникает в результате всплывания магнитных силовых тру-

бок из конвективных слоев активных звезд. В процессе вспышки магнитное поле имеет возможность «очиняться» от плазмы (то есть его давление в трубках становится много больше давления плазмы, или «плазменное бета» $\beta \ll 1$), что создает условия для образования пинч-эффекта в плазме атмосферы звезды. Настоящая работа посвящена численному моделированию эволюции замкнутой магнитной конфигурации в условиях звездной атмосферы.

1. Вспышки магнитных трубок приводят к образованию арочной структуры магнитного поля в атмосфере звезды. Процесс возникновения вспышек в атмосфере звезды можно представить следующим образом. Пусть при вспышке магнитной трубки часть ее силовых линий замыкается на расстоянии R_0 , сравнимом с поперечным размером трубки r_0 ($R_0 = 10 r_0$). Тогда в силу натяжения магнитных силовых линий такое магнит-

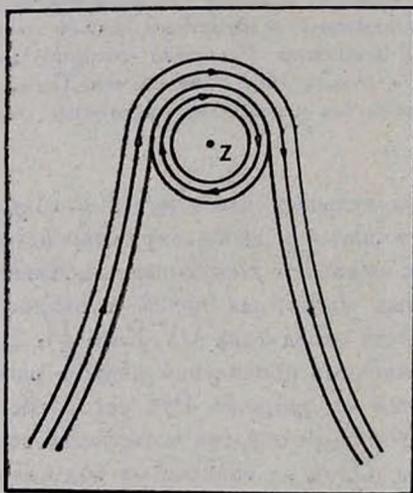


Рис. 1. Образование магнитного тора при вспышке магнитных силовых трубок.

ное поле вместе с плазмой будет сжиматься. На рис. 1 такая замкнутая конфигурация силовых линий изображена для наглядности в виде тора. В верхней части замкнутой трубки сила вспышки, направленная вверх, больше электродинамической силы, направленной вниз. В нижней же части и электродинамическая сила, и сила вспышки направлены одинаковым образом — вверх. Вследствие этого, магнитное поле, сжимаясь, поднимется в верхние хромосферные слои, при этом центр его сжатия находится в области верхней части арки.

В конечной стадии сжатия магнитного тора создается конфигурация магнитного поля, аналогичная той, которая имеет место в линейном Z -пинче. Образующийся при сжатии плазмы магнитным тором плазменный столб, так же, как и в Z -пинчах, является неустойчивым по отношению к перетяжкам. На нелинейной стадии развития перетяжечной неустойчивости становится существенным противодавление плазмы, которое затормаживает радиальное движение границы плазма — магнитное поле в области перетяжек и приводит к появлению горячих сжатых областей плазмы, вытянутых вдоль оси симметрии [6]. Развитие перетяжек вызывает появление областей плазмы с температурой и плотностью более высокими, чем средние параметры звездной атмосферы, поэтому они при наблюдении воспринимаются на общем фоне свечения звезды как яркие вспышки в оптике и рентгеновских лучах. Анализ динамики Z -пинча показывает, что температура плазмы в перетяжках растет и достигает при определенных условиях термоядерных значений (10 кэВ). Это связано с тем, что вещество из перетяжек свободно вытекает в осевом направлении, а из-за уменьшения количества частиц в сечении перетяжки температура растет, так как она в каждом сечении плазменного столба определяется из условия радиального квазиравновесия (соотношения Беннета):

$$T = \frac{I^2}{4c^2 N}, \quad (1)$$

где T — температура плазмы, I — ток в плазменном столбе, N — количество частиц в данном сечении столба, c — скорость света. Отметим, что условие Беннета выводится из равенства сил давления плазмы и магнитного поля и справедливо для любого распределения тока в плазменном столбе.

2. Для анализа диссипации магнитного поля за счет сжатия им плазмы нами было выполнено численное моделирование эволюции замкнутого магнитного поля в виде тора, находящегося во внешней плазме. Моделирование проводилось в рамках идеальной двумерной одножидкостной магнитной гидродинамики для осесимметричной системы. МГД-уравнения, используемые для моделирования процесса сжатия магнитного тора в полностью ионизированной водородной плазме, имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n \vec{v}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{B}}{dt} - \operatorname{rot}[\vec{v}\vec{B}] = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (n \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{div} (n \vec{v}) = -\frac{2}{m} \operatorname{grad} (nT) + \frac{1}{4\pi} [\operatorname{rot} \vec{B}, \vec{B}], \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} \left\{ \frac{\partial (nT)}{\partial t} + \operatorname{div} (nT \vec{v}) \right\} = -nT \operatorname{div} \vec{v}, \quad (5)$$

где n — ионная плотность плазмы (равная электронной плотности), v — скорость плазмы, имеющая осевую v_z и радиальный компоненты v_r , B — напряженность магнитного поля, причем $B = B_\varphi$, t — время, выраженное в альфвеновских временах, r и Z — радиальная и осевая координаты, m — масса иона.

Для численного решения системы уравнений (2)—(5) использовался код, примененный нами ранее при моделировании развития перетяжки в Z -пучке [7]. На рис. 2—5 представлены результаты численного моделирования эволюции тороидальной конфигурации в плоскости, проходящей

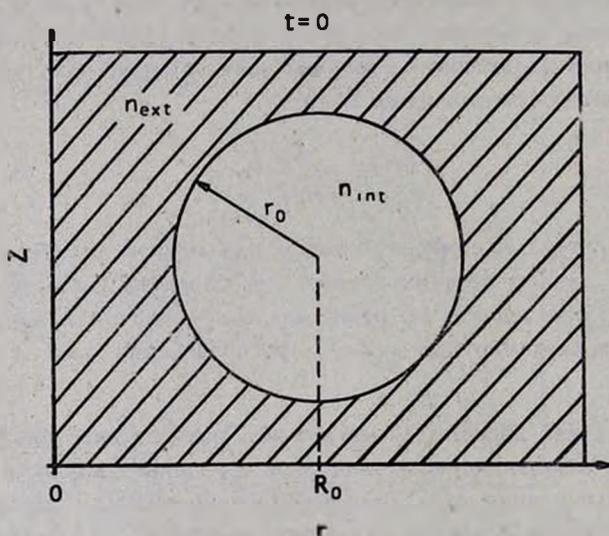


Рис. 2. Начальные условия моделирования эволюции магнитного тора (в сечении плоскостью, включающей ось Z в момент времени $t = 0$ и отношении плотностей плазмы внутри и вне тора 10^{-3}).

через ось симметрии Z . В начальный момент времени сечение тора имеет форму круга радиуса r_0 , центр которого находится на расстоянии $R_0 = 2r_0$ от оси симметрии системы. Отношение плотностей плазмы внутри n_{int} и вне тора n_{ext} составляет 10^{-3} . Давление магнитного поля на верхней и нижней границах тора уравновешено давлением внешней плазмы:

$$2T(n_{\text{ext}} - n_{\text{int}}) = \frac{B^2}{8\pi}.$$

Распределение магнитного поля по сечению тора определяется из условия равенства нулю плотности тока

$$j_z = \frac{1}{R} \frac{d(BR)}{dR} = 0,$$

откуда следует:

$$B \sim \frac{1}{R}.$$

Характерное время установления этого распределения определяется как

$$t = \frac{r_0}{v_a}.$$

Из расчетов следует, что имеют место две стадии эволюции тора. В начальной стадии процесса происходит схождение тора к оси симметрии Z , сопровождаемое вытягиванием его вдоль оси и уплощением его внутренней и внешней границ (см. рис. 3). Конечная стадия характеризуется образованием плазменного столба на оси Z и разбиением тора на две обла-

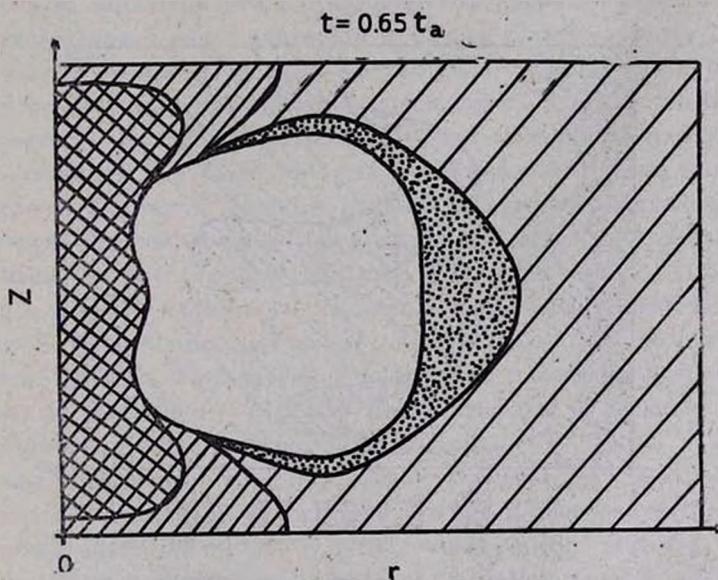


Рис. 3. Схождение магнитного тора к оси z , сопровождаемое уплощением его формы и увеличением плотности плазмы вблизи оси z в момент времени $t = 0.65 t_a$.

сти, которые, в свою очередь, могут разбиться на еще более мелкие с образованием в них плотной высокотемпературной плазмы (рис. 4, 5).

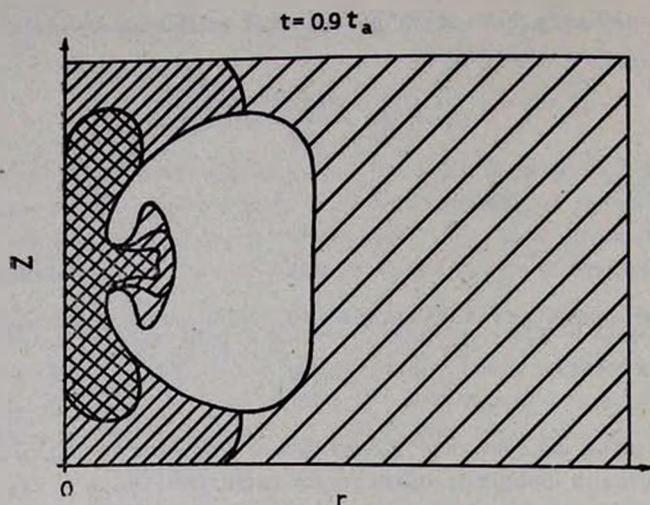


Рис. 4. Начальная стадия развития перетяжечной неустойчивости при $t = 0.9 t_a$.

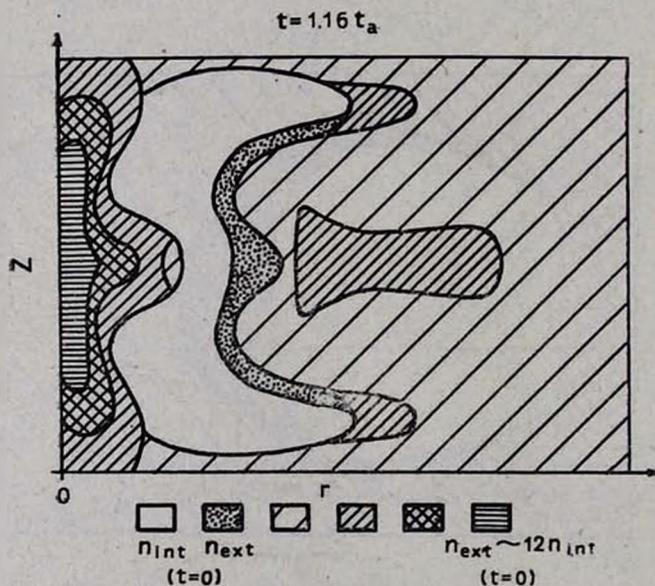


Рис. 5. Образование плотной высокотемпературной плазмы на оси и развитии перетяжек при $t = 1.16 t_a$.

Характерное время конечной стадии сжатия определяется альфвеновской скоростью в плазме, занятой магнитным полем $v_a = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$, где ρ — плотность плазмы в этой области. Тогда характерное время равно $t_a = \frac{R_0}{v_a}$. При определении характерного времени начальной стадии учтем, что сила F , действующая на тор, пропорциональна $1 - (1 - r_0/R_0)^2$. Как известно [8], при больших числах Рейнольдса, характерных для плазмы звездной атмосферы, сила сопротивления плазмы движению в ней тела пропорциональна ρv_1^2 , где v_1 — скорость движения тора. При малом отношении r_0/R_0 для тела цилиндрической формы $\varphi_r = 0.1 v_s \sqrt{2 r_0/R_0}$, где v_s — скорость звука среды. Эта оценка скорости позволяет оценить характерное время начальной стадии сжатия тора $t_s = \frac{R_0}{v_1}$. Заметим, что весь процесс характеризуется тремя характерными временами t , t_a , t_s и между ними выполняется следующее неравенство:

$$t < t_a < t_s.$$

Образующаяся при сжатии плазмы магнитным полем высокотемпературная область характеризуется в приведенном варианте расчета увеличением температуры в 5 раз и плотности в 12 раз. Однако следует отметить, что полученные параметры плазмы не являются предельными и определяются пространственным разрешением использованной расчетной сетки. На рис. 6 приведены временные зависимости максимальной плотности и температуры плазмы в приосевой области. Они имеют несколько максимумов температуры и плотности. Первый максимум связан с переходом кинетической энергии плазмы, движущейся к оси симметрии Z , в тепловую. В момент времени, соответствующий максимуму ($t = 0.4 R_0/v_a$), давление образующейся плотной плазмы на оси становится больше давления магнитного поля. В дальнейшем происходит расширение плазменного столба за инерционные времена. Последующие максимумы плотности и температуры (для моментов времени $t = (1 \div 1.3) R_0/v_a$) связаны с развитием перетяжной неустойчивости плазменного столба.

Оценим характерные параметры этого процесса для описания вспышек в звездной атмосфере, то есть при размере конфигурации $R_0 \sim 10^9$ см, хромосферной плотности $\sim 10^{-12}$ г/см³, температуре порядка $\sim 10^4$ К, $r_0 \sim 10^8$ см, напряженности магнитного поля внутри тора $B = 1$ кГс. При этих условиях величины звуковой и альфвеновской скоростей составляют соответственно $v_s \sim 10^8$ см/с, $v_a \sim 2 \cdot 10^8$ см/с, а характерные времена двух стадий процесса равны $t_s \sim 500$ с, $t_a \sim 1$ с. Параметры плазмы и времена

приведены лишь в качестве иллюстрации, однако легко видеть, что получаемые времена согласуются с наблюдаемыми фазами вспышечного процесса, если связать звуковой процесс (стадию) с проявлением оптической вспышки, а конечную стадию — с рентгеновской вспышкой.

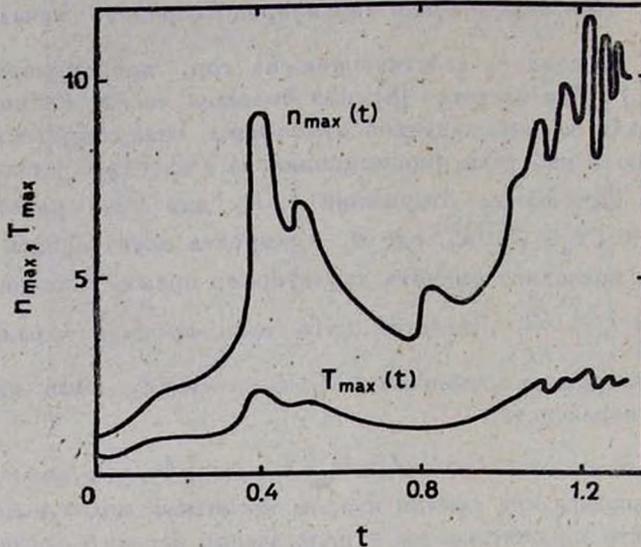


Рис. 6. Графики зависимости максимальных концентраций (n_{\max}) и температур (T_{\max}) от времени, выраженном в альфвеновских временах.

Таким образом, проведенное моделирование указывает на вспышечный характер процесса трансформации энергии магнитного поля в энергию плазмы звездной атмосферы. Что касается применимости выбранного приближения, при котором решались уравнения МГД, заметим, что приближения одножидкостности и идеальности описания выполняются в плазме звездной атмосферы с большим запасом, и в этом отношении правомернее их применения при моделировании лабораторного Z-пинча.

Предлагаемый механизм первичного энерговыделения звездных вспышек, основывающийся на сжатии плазмы магнитным полем, аналогичен процессу преобразования энергии в пинчевых разрядах. Он приводит к образованию в атмосфере звезды сгустков высокотемпературной плотной плазмы, которые являются импульсными источниками рентгеновского излучения, а при разлете этой плазмы — источниками высокоэнергетических частиц со степенным энергетическим спектром (показатель спектра $\gamma \approx 2$). Вторичные явления проявляются в генерации длинноволнового электромагнитного излучения, которое наблюдается при вспышечных процессах.

В заключение приведем некоторые соображения относительно предсказаний пинчевой модели.

I. Модель указывает на существование эффекта запаздывания максимума рентгеновской вспышки (1—10 кэВ) по сравнению с максимумом оптической вспышки.

II. Перетяжки пинчевого столба при определенных условиях могут являться источниками импульсного и кратковременного (0.1 с) гамма-излучения.

В дальнейшем наблюдательные следствия этой модели будут рассмотрены детально.

Таким образом, появляется возможность объяснить без привлечения традиционного механизма перезамыкания магнитных силовых линий высокую энергетическую эффективность и временные масштабы трансформации энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы в течение вспышечных процессов в атмосферах активных звезд.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Институт атомной энергии
им. Курчатова

PINCH-MECHANISM OF ENERGY RELEASE OF STELLAR FLARES

V. S. HAYRAPETIAN, V. V. VIKHREV, V. V. IVANOV, G. A. ROZANOVA

The model of stellar flares which is based on the pinch-mechanism of floating magnetic field energy transformation into kinetic and thermal energy of plasma of stellar atmosphere is presented. The number modelling of closed magnetic configuration in the framework of MHD-approximation was conducted. The possibility of magnetic energy transformation without reconnection mechanism consideration on this stage is shown.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. H. Saar, J. L. Linsky, *Astrophys. J.*, 229, L47, 1985.
2. S. J. Kleinman, W. H. Sandman, C. W. Ambruster, *Inform. Bull. Var. Stars*, № 3031, 3, 1987.
3. Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский, *Успехи физ. наук*, 120, 217, 1976.
4. Р. Е. Гершберг, Э. И. Могилевский, В. Н. Обридко, *Физ. и космол. небесн. тел.*, 3, 3, 1987.
5. В. С. Айрапетян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 30, 530, 1989.
6. В. В. Вихрев, С. И. Брагинский, в сб. «Вопросы теории плазмы», ред. М. А. Леонтович, Атомиздат, М., 10, 243, 1980.
7. В. В. Вихрев, В. В. Иванов, Г. А. Розанова, *Физика плазмы*, 1989 (в печати).
8. Л. Д. Е. А. Лившиц, *Гидродинамика*, Наука, М., 1986.

УДК: 524.352—335

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ ЛИНИЙ Ca II В СПЕКТРАХ
ОБОЛОЧЕК СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

А. А. АНДРОНОВА

Поступила 28 марта 1990

Принята к печати 15 апреля 1990

В рамках сферически-симметричных изотропно расширяющихся изотермических моделей оболочек сверхновых звезд рассчитаны профили спектральных линий дублета [Ca II] $\lambda\lambda$ 7291, 7323 и ИК-триплета Ca II $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662 в потоке выходящего излучения. При расчетах как профилей линий, так и населенностей уровней Ca^+ используется метод вероятности выхода (приближение Соболева), модифицированный с учетом прямого радиационного взаимодействия компонентов мультиплетов Ca II. Рассчитанные профили упомянутых мультиплетов сравниваются с наблюдаемым в спектре SN 1987A в эпохи $t=198^d$, 289^d , 399^d , 438^d , и из этого сравнения определяются физические параметры оболочки — электронная температура и распределение концентраций электронов и ионов Ca^+ .

1. *Введение.* В спектрах SN II на разных стадиях эволюции наблюдаются различные линии Ca II. В первые дни после вспышки в спектрах присутствуют ИК-триплет Ca I \dot{I} ($\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662) и УФ-дублет H и K линий Ca II ($\lambda\lambda$ 3934, 3968). На более поздней стадии в спектре появляется дублет запрещенных линий ($\lambda\lambda$ 7291, 7323). Наличие в спектре как разрешенных, так и запрещенных линий Ca II делает возможным по соотношению интенсивностей этих линий определение таких параметров оболочки SN, как электронная температура и электронная концентрация. Форма профилей линий Ca II (в особенности ИК-триплета) зависит также и от распределения плотности в оболочке SN. При этом следует отметить, что при расчетах профилей ИК-триплета, вообще говоря, необходимо учитывать прямое радиационное взаимодействие между компонентами триплета, которое может быть эффективным благодаря доплеровскому смещению частот фотонов в расширяющейся оболочке. Применительно к SN детального учета такого взаимодействия не делалось, и профили ИК-триплета Ca II рассчитывались в классическом (локальном) приближении Соболева [1] (см., например, [2, 3]). Это же приближение обычно используется и при объяснении линий Ca II в спектрах звезд с расширяющимися оболочками (см. [4]).

Целью данной работы является теоретический расчет профилей линий Ca II из совместного решения уравнений переноса излучения и статистического равновесия в приближении Соболева с учетом прямого радиационного взаимодействия между компонентами мультиплетов. Профили мультиплетов определялись в рамках сферически симметричной изотропно расширяющейся модели оболочки, с параметрами, характерными для оболочек SN II.

2. Основные уравнения и соотношения. Общая теория образования спектральных линий в расширяющихся средах с учетом нелокального радиативного взаимодействия в приближении Соболева была построена в работе Райбки и Хаммера [5]. К линиям дублета эту теорию применил Олсон [6], а к линиям произвольного мультиплета — Бартунов и Мозговой [7]. При этом в указанных работах мультиплеты считались изолированными, т. е. их профили строились без привлечения уравнений статистического равновесия (фактически, вводились в качестве параметров вероятности гибели в единичном акте рассеяния). При самосогласованном расчете профилей мультиплетов необходимо, разумеется, решать уравнения статистического равновесия для данного атома совместно с уравнением переноса излучения.

Рассмотрим следующую модель атома Ca⁺ (рис. 1): имеется 5 уровней и континуум, причем уровни $3D_{3/2}$, $3D_{5/2}$ и $4P_{1/2}$, $4P_{3/2}$ соответствуют тонкому расщеплению состояний $3D$ и $4P$. На рис. 1 показаны все разрешенные переходы в этой системе уровней. Переходы 5-2, 5-3, 4-2 соот-

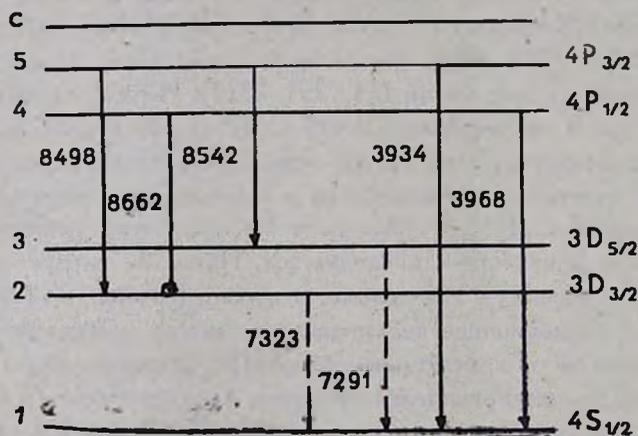


Рис. 1. Схема уровней Ca.

ветствуют линиям ИК-триплета, а 5-1 и 4-1 — H и K линиям Ca II. Кроме того, имеются два запрещенных перехода 3-1 и 2-1.

Населенности уровней удовлетворяют уравнениям статистического равновесия:

$$\begin{aligned} \sum_{m < l} (n_l A_{lm} + n_l B_{lm} J_{ml} - n_m B_{ml} J_{ml}) + n_l n_e \sum_{k \neq l} C_{lk} + n_l (B_{lc} J_{lc} + n_e C_{lc}) = \\ = \sum_{k > l} (n_l A_{kl} + n_k B_{kl} J_{lk} - n_l B_{lk} J_{lk}) + \\ + n_e \sum_{k \neq l} n_k C_{kl} + n_e n^+ (A_{cl} + B_{cl} J_{lc} + n_e C_{cl}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $l = 1, 2, \dots, 5$.

Эту систему необходимо дополнить уравнением сохранения числа частиц:

$$\sum_{i=1}^5 n_i + n^+ = n. \quad (2)$$

В уравнениях (1) n_e — концентрация свободных электронов, n^+ — концентрация Ca^{++} , g_l — статистический вес l -го уровня, A_{kl} и B_{kl} — эйнштейновские коэффициенты спонтанных и вынужденных переходов, C_{kl} — коэффициенты ударных переходов, J_{lk} — средняя по профилю коэффициента поглощения интенсивность излучения в линии, соответствующей переходу l - k . Индекс „с“ означает континуум.

Вероятности разрешенных спонтанных переходов брались из [8], а запрещенных — из [9]. Все вероятности для ударных и свободно-связанных переходов были взяты из [10].

Для того, чтобы решить систему (1), необходимо получить выражение для J_{lm} через населенности уровней, используя формальное решение уравнения переноса для заданной модели внешних слоев SN. В дальнейшем считается (см. рис. 2), что сферически симметричная оболочка (обращающий слой) радиуса R_2 окружает центральное ядро (фотосферу) радиуса R_1 , излучающую изотропно в непрерывном спектре с интенсивностью $I_* = e B_\nu(T_*)$, где $B_\nu(T_*)$ — функция Планка. T_* — температура фотосферы, e , учитывает отклонение спектра ядра от чернотельного.

Считается также, что оболочка расширяется изотропно, т. е. $\vec{V}(R) = [v(R_1/R_1)] \cdot \vec{R}$, и она изотермична, т. е. электронная температура $T_e = \text{const}$. Уравнение переноса излучения для этой модели имеет вид:

$$\frac{dl_\nu(z, p)}{dz} = - \sum_{i \neq k} \left(n_i - n_k \frac{g_i}{g_k} \right) k_{ik} \left(v - v_{ik} - v_{ik} \frac{v_z(z, p)}{c} \right) (I_\nu(z, p) - S_{ik}(R)), \quad (3)$$

где p — прицельное расстояние, z — расстояние вдоль луча зрения (см. рис. 2), k_{ik} — коэффициент поглощения в линии, $v_z(z, p)$ — проекция ско-

рости расширения на луч зрения, S_{ik} — функция источников, определяемая как:

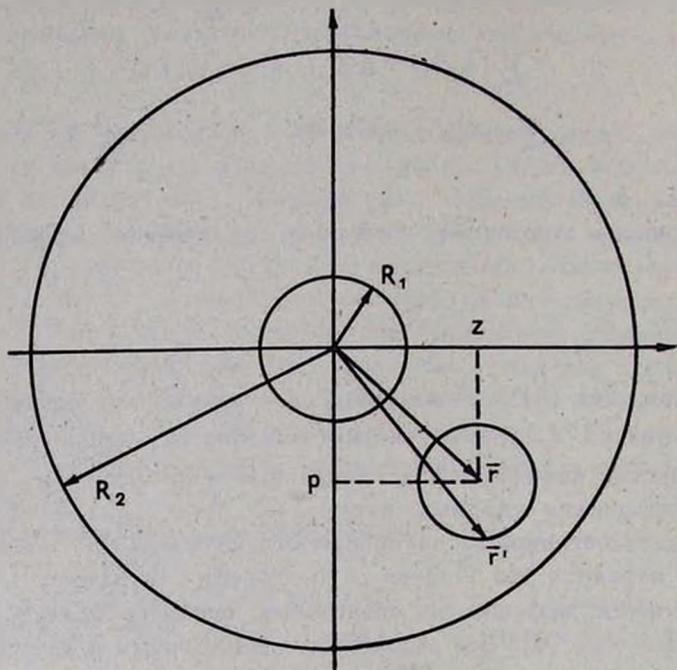


Рис. 2. Модель оболочки SN.

$$S_{ik} = \frac{2h v_{ik}^3 g_i}{c^3 g_k} \frac{n_k}{n_i - n_k} \frac{g_i}{g_k}. \quad (4)$$

Граничные условия к уравнению (3):

$$I_\nu(z, p) = \begin{cases} 0, & \text{при } p > R_1, z = -\sqrt{R_2^2 - p^2}, \\ I_*, & \text{при } p < R_1, z = \sqrt{R_1^2 - p^2}. \end{cases} \quad (5)$$

Решая уравнение (3) с граничными условиями (5), можно найти выражение для интенсивности излучения через функции источников. Затем, усредняя его по профилю коэффициента поглощения, получаем искомое выражение для J_{nt} . Это выражение существенно упрощается, если учесть, что профиль коэффициента поглощения сильно зависит от аргумента и имеет резкий максимум в нуле. Это означает, что вклад в J_{nt} в данной линии в данном месте дадут лишь локальная его окрестность, а также области

вблизи некоторых поверхностей (СР-поверхности, см. в [6]), излучающие в более коротковолновых компонентах мультиплета. Перейдем также для удобства к безразмерным единицам измерения расстояния $r = R/R_1$. В результате J_{nm} имеет вид:

$$J_{nm}(r) = [1 - \beta_{nm}(r)] S_{nm}(r) + I_* \beta_{nm}(r) \varepsilon_{nm}(r), \quad (6)$$

где

$$\varepsilon_{nm}(r) = \frac{1}{2 I_*} \sum_{\nu_{ik} > \nu_{nm}} \int_{-1}^1 d\mu S_{ik}(r_p) (1 - \exp(-\tau_{ik}(r_p)) \exp \times \\ \times \left(- \sum_{\nu_{nm} < \nu_{jl} < \nu_{ik}} \tau_{jl}(r_q) \right) + \frac{1}{2} \int_{\sqrt{1-r^2}}^1 d\mu \exp \left(- \sum_{\nu_{ik} > \nu_{nm}} \tau_{ik}(r_p) \right), \quad (7)$$

вероятность выхода

$$\beta_{nm}(r) = \frac{1 - \exp(-\tau_{nm}(r))}{\tau_{nm}(r)}, \quad (8)$$

локальная оптическая толщина

$$\tau_{ik} = \frac{c^3}{8\pi} \frac{1}{\nu_{ik}^3} \frac{g_k}{g_l} A_{kl} \frac{R_1}{v(R_1)} \left[n_i(r) - n_k(r) \frac{g_l}{g_k} \right]. \quad (9)$$

Величины r_p и r_q являются функциями μ и определяются из уравнений

$$r_p \mu_p = \frac{\nu_{nm}}{\nu_{ik}} r \cdot \mu - \frac{\nu_{ik} - \nu_{nm}}{\nu_{ik}} \frac{c}{v(R_1)}, \quad (10)$$

$$r_q \mu_q = \frac{\nu_{nm}}{\nu_{jl}} r \cdot \mu - \frac{\nu_{jl} - \nu_{nm}}{\nu_{jl}} \frac{c}{v(R_1)}, \quad (11)$$

$$r_p \sqrt{1 - \mu_p^2} = r_q \sqrt{1 - \mu_q^2} = r \sqrt{1 - \mu^2}. \quad (12)$$

Уравнения (10), (11) и (12) определяют кривые (в данном случае это окружности, так как $\nu_{ik} \approx \nu_{nm} \approx \nu_{jl}$), вращение которых вокруг радиуса-вектора дает так называемые СР-поверхности (по терминологии [6] от английского Common Point). Физический смысл их заключается в следующем. Между компонентами мультиплета имеет место радиативное взаимодействие: фотоны, излучаемые в одном из компонентов мультиплета в точке \vec{r} СР-поверхности (см. рис. 2) будут давать вклад вследствие доплеровского смещения частоты в средние интенсивности излучения более длинноволновых компонентов в рассматриваемой точке \vec{r} . Таким об-

разом, интегрирование по μ в (3) есть интегрирование по СР-поверхностям, причем поверхности, определяемые (10), дают вклад в среднюю интенсивность, а поверхности, определяемые (11), ослабляют этот вклад.

Итак, выражения (1), (4) и (6) дают нам нелинейную систему для населенностей уровней. Перейдем от населенностей n_i к множителям c_i , показывающим отличие населенностей от бальцмановских и связанных с ними следующим образом:

$$n_i = n_1 \frac{g_i}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu_{1i}}{kT_*}\right) \cdot c_i \quad (13)$$

Так как для сверхновых T_* не очень велики (≈ 5000 К), эффектами ионизации можно пренебречь. Тогда из уравнения (2) следует, что

$$n_1 = n \cdot g_1 \cdot f, \quad f = 1 / \left| \sum_{i=1}^5 c_i g_i \exp\left(-\frac{h\nu_{1i}}{kT_*}\right) \right|, \quad (14)$$

и система (1) примет вид

$$\begin{aligned} & \sum_{m < l} (1 - \exp(-\tau_{ml})) \left(\frac{\nu_{ml}}{\nu_{1l}}\right)^3 (s_{ml} - e_{ml} b(\nu_{ml}, T_*)) + \\ & + f a_l g_l \exp\left(-\frac{h\nu_{1l}}{kT_*}\right) \times \sum_{m < l} C_{lm} (c_l - c_m) = \\ = & \sum_{k > i} (1 - \exp(-\tau_{ik})) \left(\frac{\nu_{ik}}{\nu_{1i}}\right)^3 (s_{ik} - e_{ik} b(\nu_{ik}, T_*)) + \\ & + f a_i \sum_{k > i} g_k \exp\left(-\frac{h\nu_{ik}}{kT_*}\right) C_{ki} (c_k - c_i). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь

$$a_i = \frac{c^3}{8\pi \nu_{1i}^3} \frac{R_1}{v(R_1)} n_e n, \quad (16)$$

$$s_{ik} = c_k \left/ \left[c_i \exp\left(\frac{h\nu_{ik}}{kT_*}\right) - c_k \right] \right., \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \tau_{ik} = & \frac{c^3}{8\pi \nu_{ik}^3} \frac{R_1}{v(R_1)} \exp\left(-\frac{h\nu_{ik}}{kT_*}\right) \times \\ & \times g_k A_{ki} \frac{n_1}{g_1} \left[c_i \exp\left(\frac{h\nu_{ik}}{kT_*}\right) - c_k \right], \end{aligned} \quad (18)$$

$$b(\nu_{ik}, T_*) = e_{ik} \left/ \left[\exp\left(\frac{h\nu_{ik}}{kT_*}\right) - 1 \right] \right. \quad (19)$$

При решении системы (15) методом итераций ε_{ik} и τ_{ik} берутся из предыдущей итерации. Начальным приближением принимается $\varepsilon_{ik}(r) = \frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - r^{-2}})$, что соответствует предположению об отсутствии радиативного взаимодействия между компонентами мультиплетов. Получающаяся при этом система также нелинейна и решается итерациями с начальным приближением $c_i = 1$, $i = 1, 2, \dots, 5$, причем ε_{ik} и τ_{ik} заново вычисляются в каждой итерации. Найдя зависимость $c_i(r)$, можно построить профиль мультиплета.

Профиль рассчитывается в приближении Соболева, т. е. считается, что излучение в линии на данной частоте испускается соответствующей поверхностью равных лучевых скоростей. При этом следует учитывать экранирование этой поверхности другими поверхностями равных лучевых скоростей, соответствующим более длинноволновым компонентам мультиплета.

В итоге получается следующее выражение для потока выходящего излучения (см., например, в [6]):

$$F_\nu = 2\pi \sum_{\nu_{ik} < \nu} \int_0^{\nu} S_{ik}(r_d, \mu_d) (1 - \exp(-\tau_{ik}(r_d, \mu_d))) \exp \times \\ \times \left(- \sum_{\nu_{jl} < \nu_{ik}} \tau_{jl}(r_e, \mu_e) \right) p dp + 2\pi I_\star \int_0^1 \exp \left(- \sum_{\nu_{ik}} \tau_{ik}(r_d, \mu_d) \right) p dp. \quad (20)$$

Здесь r_d, μ_d и r_e, μ_e определяются из следующих уравнений:

$$r_d \mu_d = c(\nu - \nu_{ik}) / (\nu_{ik} v(R_1)), \quad r_e \mu_e = c(\nu - \nu_{jl}) / (\nu_{jl} v(R_1)), \quad (21)$$

$$r_d \sqrt{1 - \mu_d^2} = r_e \sqrt{1 - \mu_e^2} = p, \quad (22)$$

которые и определяют поверхности равных лучевых скоростей.

3. *Результаты расчетов при различных значениях параметров.* Все параметры, входящие в задачу, можно найти, в принципе, из сравнения рассчитанных профилей линий Ca II с наблюдаемыми. Однако некоторые из этих параметров, а именно R_1 , $v(R_1)$, T_\star и l_\star определяются более надежно другими способами. При построении моделей значения этих параметров были взяты из [11] для типичной SN II — SN 1970g (см. табл. 1), а фактор, описывающий отклонение спектра фотосферы от чернотельного, полагался равным единице.

Интересно рассмотреть зависимость профилей линий Ca II от ρ_e , T_e , а также от распределения концентрации кальция n в оболочке. Распреде-

ления n_e и n соответствуют распределению плотности, найденному в ряде работ (см., например, [12]). Их можно приближенно представить в следующем виде:

$$\begin{cases} n_e = n_e^0, & 1 \leq r \leq r_b \\ n_e = n_e^0 (r/r_b)^{-\alpha}, & r_b < r \leq r_2 \end{cases} \quad \begin{cases} n = n^0, & 1 \leq r \leq r_b \\ n = n^0 (r/r_b)^{-\alpha}, & r_b < r \leq r_2 \end{cases} \quad (23)$$

где r_b — некоторое граничное значение безразмерного радиуса.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ФОТОСФЕРЫ SN 1970g

Время после вспышки, d	T_e , К	R_1 (см)	$v(R_1)$ (см/с)
37	5000	$1.7 \cdot 10^{15}$	$5.30 \cdot 10^8$
335	5000	$1.0 \cdot 10^{14}$	$3.45 \cdot 10^8$

Теоретические профили линий Ca II строились для двух различных стадий эволюции SN II. Одна из них соответствует первым неделям после вспышки. Можно считать, что на этой (ранней) стадии профили мультиплетов формируются в основном за счет консервативного рассеяния фотоферного излучения в оболочке, и электронные столкновения еще не играют роли. Поэтому изменения n_e и T_e не влияют на профили разрешенных линий Ca II (дублет запрещенных линий на этой стадии еще не наблюдается). Вид профилей в данном случае зависит только от величины n^0 . На рис. 3 приведены результаты расчетов профилей разрешенных линий Ca II для различных значений n^0 при $\alpha = 10$ и $r_b = 1$. На этой стадии эквивалентные ширины эмиссионного и абсорбционного компонентов оказываются равными, как это и должно быть. Некоторое отклонение от этого правила при малых значениях n^0 вызвано тем, что в этом случае существенную роль начинает играть экранирование оболочки фотосферой.

Вторая стадия соответствует поздней фазе (несколько сотен дней) в эволюции SN II. На этой стадии процессы, связанные с электронными столкновениями, играют очень большую роль. В спектрах SN появляется дублет запрещенных линий Ca II, в то время как УФ-дублет практически не наблюдается, поскольку его интенсивность становится примерно в 10 раз меньше интенсивности ИЖ-триплета (как показано, например, в [11]). Далее приведены результаты расчетов, показывающие зависимость профилей линий Ca II от T_e и распределений $n_e(r)$ и $n(r)$.

Необходимо отметить, что к распределению n очень чувствителен вид профиля ИК-триплета. Это объясняется сильным радиативным взаимодействием между компонентами мультиплета. На рис. 4 приведены результаты

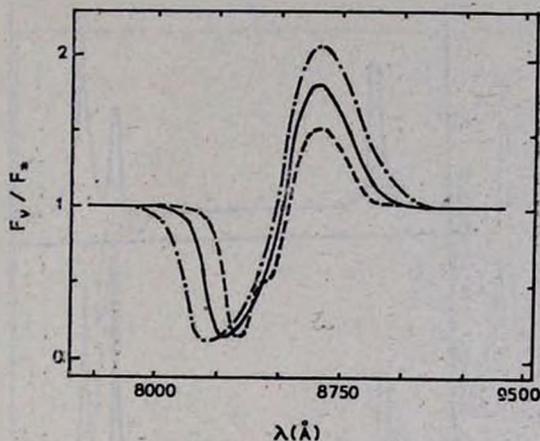


Рис. 3. Профили ИК-триплета Ca II на ранней фазе при различных значениях n^0 (штриховая, сплошная и штрихпунктирная линии — $n^0 = 1.0 \cdot 10^4$, $1.0 \cdot 10^5$ и $1.0 \cdot 10^6$ соответственно).

расчетов для различных значений степени α в распределении (23). Значения остальных параметров брались следующими: $n_e^0 = 2 \cdot 10^7$, $n^0 = 1 \cdot 10^3$, $r_b = 50$, $T_e = 6000$. Видно, что при очень крутом падении плотности имеются три „пика“, соответствующие трем линиям мультиплета, тогда как при более пологих распределениях остаются только два „пика“, причем соотношение между их высотами зависит от α .

Зависимость профилей от величины n_e^0 (см. рис. 5) выглядит следующим образом. Для n_e^0 , меньших некоторого значения $(n_e^0)_{кр}$, изменение n_e^0 приводит в равной степени к изменению профилей как ИК-триплета, так и дублета запрещенных линий. Но затем населенности второго и третьего уровней Ca^+ (см. систему уровней на рис. 1) становятся бoльшмановскими, т. е. происходит насыщение, и дальнейшее увеличение n_e^0 не влияет на профиль дублета запрещенных линий. Из рис. 5 видно, что в данном случае $(n_e^0)_{кр} \approx 5 \cdot 10^7$.

Изменение T_e влияет на профили всех линий. Заметим также, что зависимость от n^0 сохраняется и на этой фазе.

4. Сравнение с наблюдениями. На рис. 6 приведены профили линий Ca II в спектре SN 1987A на четырех стадиях эволюции: от 198 до 438

дней после вспышки (см. [13]) и спектры, полученные в результате расчетов. Общее количество Ca^+ в оболочке SN полагалось не зависящим от

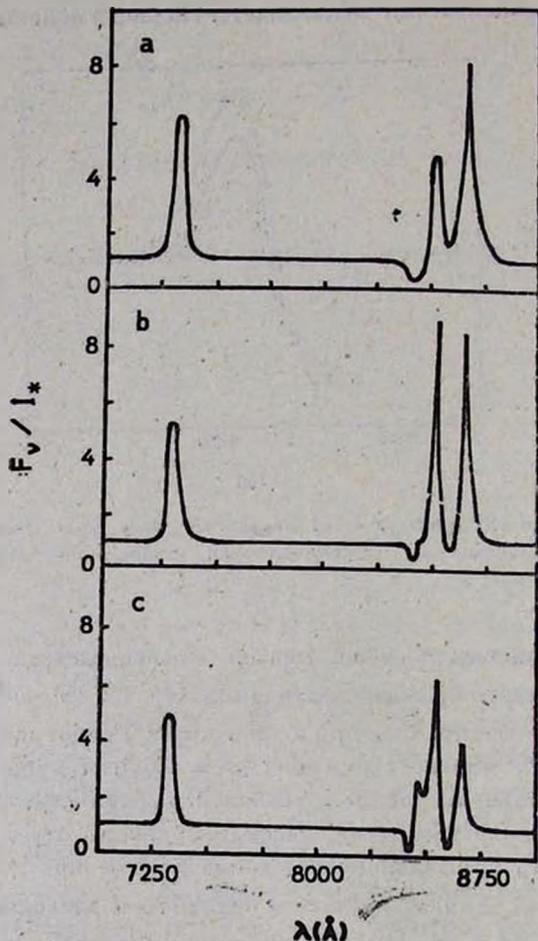


Рис. 4. Профили линий Ca II при различных распределениях плотностей: а, б и с — $\alpha = 5, 10$ и 20 соответственно.

времени, в то время как T_e и n_e^0 подбирались таким образом, чтобы достичь наибольшего соответствия теоретического и наблюдаемого спектров. Основное различие теоретических и наблюдаемых спектров заключается в том, что теоретические профили ИК-триплета Ca II имеют более глубокие абсорбционные компоненты. Это вызвано, вероятно, тем, что распределение плотностей было задано не совсем точно, либо тем, что в наблюдаемом спектре имеет место блендирование другими линиями.

Один из главных результатов сравнения теоретических и наблюдаемых спектров состоит в том, что на поздних стадиях отношение максимальных интенсивностей линий [Ca II] λ 7300 и ИК-триплета сильно зависит от количества атомов Ca в оболочке. При этом оказывается, что для до-

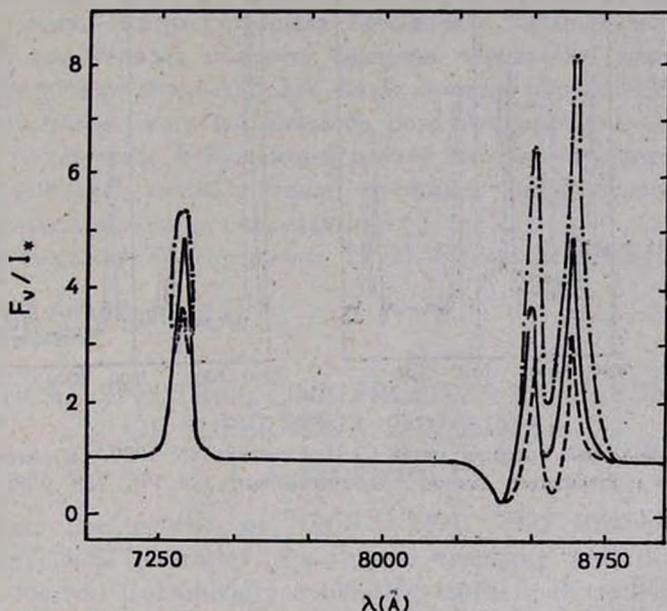


Рис. 5. Профили линий Ca II при различных значениях n_e^0 (штриховая, сплошная и штрихпунктирная линии — $n_e^0 = 1.0 \cdot 10^7$, $3.0 \cdot 10^7$ и $5.0 \cdot 10^7$ соответственно). Значения остальных параметров: $\alpha = 5$, $r_b = 50$, $n^0 = 1.0 \cdot 10^{13}$, $T_e = 6000$ К.

стижения согласия с наблюдениями на 399 день требуется такое количество Ca, что при разумной массе оболочки ($11.3 M_{\odot}$) относительное содержание Ca в ней получается не менее, чем в два раза больше солнечного, а на 438 день — не меньше солнечного. Этот результат, вообще говоря, находится в противоречии с обычно принимаемым для SN 1987A пониженным содержанием тяжелых элементов — $1/3$ — $1/2$ солнечного содержания.

В табл. 2 приведены результаты определения n_e^0 и T_e , а также α при указанных выше относительных содержаниях Ca. Отметим, однако, что при солнечном относительном содержании Ca не удается объяснить наблюдаемое отношение интенсивностей линий [Ca II] и ИК-триплета ни при каких разумных значениях n_e^0 и T_e .

5. *Заключение.* Итак, моделирование профилей линий Ca II показало, что для диапазона параметров, характерных для SN II, учет прямого нелокального радиационного взаимодействия между компонентами мультипле-

та существенно влияет на профиль ИК-триплета Ca II. При этом из вида профиля (его формы) вытекает важное ограничение на модель оболочки,

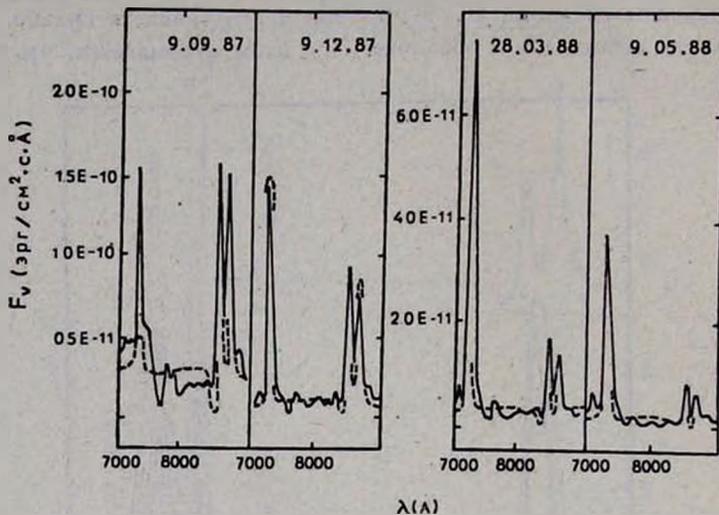


Рис. 6. Наблюдаемые профили линий Ca II в спектре SN 1987A и результаты расчетов (сплошная и штриховая линии соответственно) для 198, 289, 399 и 438 дня после вспышки.

Таблица 2
ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОБОЛОЧКИ SN 1987A, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ СРАВНЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И НАБЛЮДАЕМЫХ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ Ca II

Время после вспышки, d	T_e, K	$n_e^0 10^{-7} (cm^{-3})$	α	
198	5500	2.7	16	Солнечное относительное содержание Ca
289	5800	1.4	17	
399	—	—	—	
438	5500	0.2	10	
198	4400	5.2	16	Относительное содержание Ca в два раза превышает солнечное
289	4600	2.3	17.5	
399	5500— 6500	0.2 0.1	16	
438	6700	0.05	8	

точнее говоря, — на распределение n , особенно в области, где скорость расширения ~ 4000 км/с, что соответствует выраженному в единицах скорости расстоянию между компонентами $\lambda 8542$ и $\lambda 8662$.

В настоящей работе изучена также зависимость профилей линий Ca II от значений параметров n° , n° и T_e на разных стадиях эволюции оболочки SN. Из сравнения рассчитанных профилей с наблюдаемыми в спектре SN 1987A для четырех моментов времени определены вышеперечисленные характеристики оболочки. Для более точного определения этих параметров необходимо иметь возможность получить значение одного из них независимым способом. В следующей работе предполагается провести сравнение теоретических и наблюдаемых профилей линий водорода для SN 1987A с целью независимого определения n° и T_e .

Автор выражает благодарность Н. Н. Чугаю за помощь в работе.

Ленинградский государственный
университет

THEORETICAL SPECTRAL LINE PROFILES OF Ca II IN SPECTRA OF SUPERNOVA ENVELOPES

A. A. ANDRONOVA

Spectral line profiles of [CaII] $\lambda\lambda 7291, 7323$ doublet and Ca II $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$ IR triplet in a flux of emerging radiation are calculated for spherical isotropically expanding isothermal models of supernova envelopes. The escape probability method (Sobolev approximation) modified with a proper account of a direct radiative interaction between the components of multiplets is employed for calculation of both line profiles and Ca⁺ occupation numbers. Theoretical profiles of multiplets mentioned above are compared with the observed lines in a spectrum of SN 1987 A at the epochs $t = 198^d, 289^d, 399^d, 438^d$ and the envelope physical parameters such as electron temperature and density distributions of electrons and Ca⁺ ions are obtained through this comparison.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., 1985.
2. К. Непве, *Astron. and Astrophys.*, 98, 19, 1981.
3. L. B. Lucy, ESO Workshop on SN 1987A, ed. I. J. Danziger, 1987, p. 417.
4. В. П. Гринин, А. С. Мицкевич, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 78, 28, 1988.
5. G. B. Rybicki, D. G. Hummer, *Astrophys. J.*, 219, 654, 1972.
6. B. L. Olson, *Astrophys. J.*, 255, 267, 1982.
7. О. С. Бардунов, А. Л. Мозговой, *Астрофизика*, 26, 221, 1987.
8. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.

9. *D. E. Osterbrock*, *Astrophys. J.*, 114, 469, 1951.
10. *F. Kneer, W. Matting*, *Astron. and Astrophys.*, 65, 17, 1982.
11. *R. P. Kirshner, J. Kwan*, *Astrophys. J.*, 197, 412, 1975.
12. *Н. Н. Чугаи*, *Астроф. ж.*, 59, 1134, 1982.
13. *D. M. Torndup, et al.*, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 7, 418, 1983.

УДК: 524.33—56—335

ПЕРЕМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ В ЛАЦЕРТИДАХ: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ПО ДАННЫМ МНОГОЦВЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ

В. А. ГАГЕН-ТОРН, С. Г. МАРЧЕНКО, О. В. МИКОЛАЙЧУК

Поступила 6 марта 1990

Принята к печати 25 апреля 1990

Анализируются результаты фотометрических *UBVRI* наблюдений восьми лацертид, опубликованные в [3, 4]. Показано, что во всех случаях, кроме одного, переменность на временной шкале 1—2 года можно объяснить наличием единственного дополнительного источника излучения. Все источники переменны по потоку, но с неизменным распределением энергии в спектре. Степенной характер спектра свидетельствует о синхротронной природе источников. Величина спектрального индекса, по-видимому, не коррелирует с изменением светимости источников. Экстраполяция спектров в рентгеновскую область показывает, что в большинстве случаев наблюдаемые рентгеновские потоки превышают найденные экстраполяцией.

1. *Введение.* Одним из проявлений активности ядер галактик является фотометрическая переменность. Установление природы переменных источников тесно связано с выяснением механизмов их излучения. При этом важную роль играет определение для этих источников распределения энергии в непрерывном спектре. В нашей работе [1] на основании анализа опубликованных в [2] пятицветных оптических наблюдений квазара 3C 345 было показано, что его переменность во время вспышки 1983 г. можно объяснить наличием единственного переменного по потоку источника с неизменным степенным распределением энергии в спектре. Учет поляриметрических данных позволил сделать заключение о синхротронном механизме излучения этого источника. В работах [3, 4] опубликованы результаты выполненных в 1983—84 гг. аналогичных наблюдений ряда лацертид, являющихся, как известно, наиболее активными среди внегалактических объектов. Настоящая статья посвящена анализу фотометрических данных для восьми из них.

2. *Методика анализа и редукации наблюдательных данных.* Как и в работе [1] мы используем предложенную Холоневским [5] методику выде-

ления переменных источников, в основе которой лежит сопоставление потоков, зарегистрированных одновременно в разных спектральных полосах. Если имеется лишь один переменный источник с неизменным распределением энергии в спектре, то при попарном сопоставлении потоков точки, соответствующие наблюдаемым потокам, должны лежать на прямых, угловые коэффициенты которых дают отношения потоков переменного источника в соответствующих спектральных полосах, т. е. его относительное распределение энергии.

Из всех объектов, данные для которых приведены в [3, 4], были отобраны лацертиды, наблюдавшиеся достаточно подробно. Их список содержится в табл. 1. Там же указаны их красные смещения z и значения принятой для них в [4] (а также нами) величины поглощения в Галактике A_V . Потоки, приведенные в работе [4], уже исправлены за поглощение (с использованием нормальной кривой покраснения), в данные же работы [3] эта поправка была внесена нами. В последнем столбце табл. 1 указаны временные интервалы, в которых выполнены наблюдения.

Таблица 1

СВЕДЕНИЯ ОБ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТАХ

Объект	z	A_V	Интервал наблюдений
AO 0235+164	0.940	0 ^m .26	22.11.82—25.01.84
PKS 0735+178	0.424	0.12	16.02.82—28.03.84
OI 090.4	0.128*	0.07	22.11.82—26.03.84
OJ 287	0.305	0.05	02.01.83—28.03.84
B2 1156+295	0.729	0.00	08.01.83—14.06.84
B2 1308+32	0.996	0.00	16.03.83—26.03.84
OQ 530	0.132*	0.00	19.04.82—14.06.84
BL Lac	0.069	1.33	28.05.82—13.06.84
3C 273	0.158	0.00	03.01.83—13.06.84

* Оценка красного смещения получена в [6] по фотометрическим данным.

Авторы работ [3, 4] использовали при наблюдениях одну и ту же аппаратуру, но абсолютные калибровки звездных величин у них разные. Особенно велико различие для полосы B (для $B = 15^m.0$ в [3] принято 4.49 мЯн, в [4] — 3.90 мЯн). Мы приняли калибровку, использованную в более поздней работе [4]. Одно из соображений, заставившее нас согласиться с этой калибровкой, следующее. В работе [3] построены в логарифмическом масштабе наблюдаемые спектры квазара 3C 345, причем точка для полосы B во всех случаях лежит выше прямой, которую можно провести через остальные точки. Авторы [3] объясняют это вкладом в поло-

су V эмиссии от линии $Mg II$. Если это объяснение правильное, то искажение должно усиливаться при уменьшении уровня блеска в континууме, поскольку переменность в линии (если она вообще есть) мала. Однако видно, что этого нет. Мы считаем, что дело здесь в неверной калибровке. Кроме того, использование калибровки работы [4], как видно из дальнейшего, приводит к прямолинейным спектрам в случае лацертид, использование же калибровки работы [3] привело бы к горбу в полосе V в распределении у всех лацертид, у которых, как известно, нет сильных эмиссий. Поэтому потоки из работы [3] были переведены в систему работы [4].

3. *Результаты анализа.* Результаты попарного сравнения потоков для лацертид PKS 0735+178, OI 090.4, OJ 287, B2 1156+29, OQ 530, BL Lac и квазара 3C 273, взятого для сравнения лацертид с типичными квазарами, не являющимися оптически активными (OVV), показали, во-первых, что между данными работ [3] и [4] нет систематических различий и, во-вторых, что все точки, соответствующие наблюдаемым потокам, в пре-

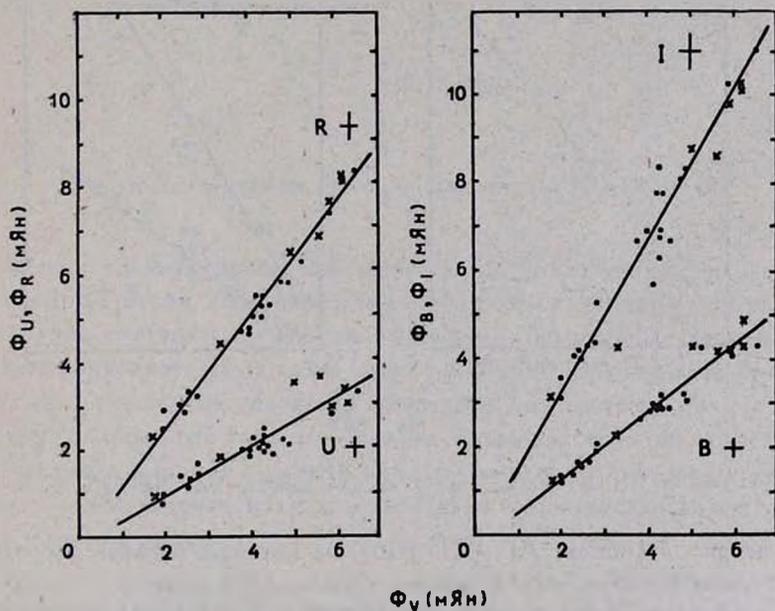


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемых токов в полосах U, V, R, I для объекта PKS 0735+178.

делах ошибок наблюдений лежат на прямых линиях, и, следовательно, переменность в рассматриваемые периоды времени (в среднем это, как видно из табл. 1, интервалы в 1—2 года) можно объяснить наличием единственных источников с переменным потоком, но неизменным распределением энергии в спектре. Для примера на рис. 1 приводятся графики для

объекта PKS 0735+178, на которых потоки в полосах U , B , R и I сравниваются с потоками в полосе V . Точки — данные работы [4], крестики — данные работы [3]. Крест около названия спектральной полосы дает характерные ошибки наблюдений на уровне 1σ .

На рис. 2 приведены результаты сравнения потоков для объекта B2 1308+32. Цифрами 1, 2, 3 обозначены последовательные наблюдения, которые, как видно, указывают на систематически больший наклон по сравнению со средним на графиках для полос R и, в особенности, I (эти данные относятся к описанной в [7] вспышке в ИК-диапазоне). Тем не менее, здесь, как и во всех предыдущих случаях, все данные в среднем еще как-то можно представить единой зависимостью.

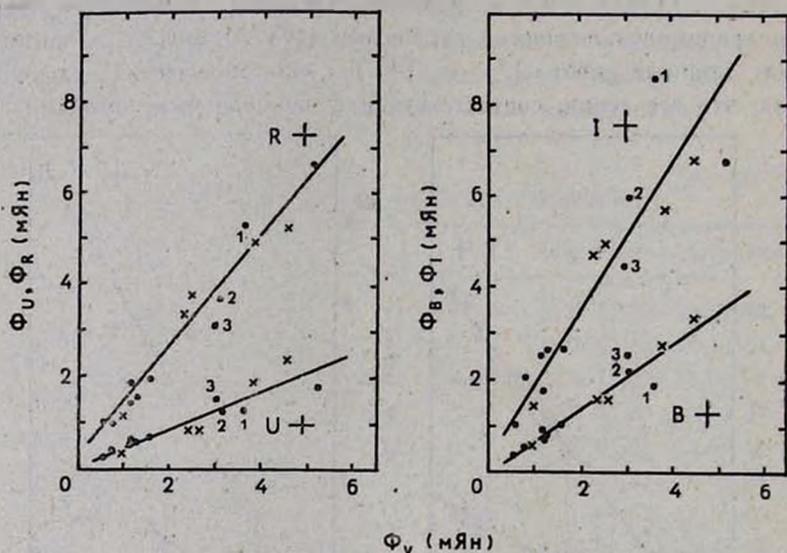


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для объекта B2 1308+32.

Но на рис. 3 (объект AO 0235+16), на котором точками и треугольниками (среди которых есть и данные работы [3]) нанесены данные для разных интервалов (точки относятся к 1983 г., треугольники — 1982 г.), значки уже явно не лежат на одной и той же прямой. Поэтому на всем промежутке наблюдений модель с одним переменным по потоку источником с постоянным распределении энергии в спектре неприменима. Однако по отдельности через треугольники и точки можно провести прямые, так что и здесь рассматриваемую модель можно использовать, но на существенно меньших временных интервалах. (Поведение в январе 1983 г. по существу аналогично поведению объекта B2 1308+32 в интервале, охватываемом на-

блюдениями 1, 2, 3; поэтому можно считать, что у АО 0235+16 в январе 1983 г. также произошла ИК-вспышка).

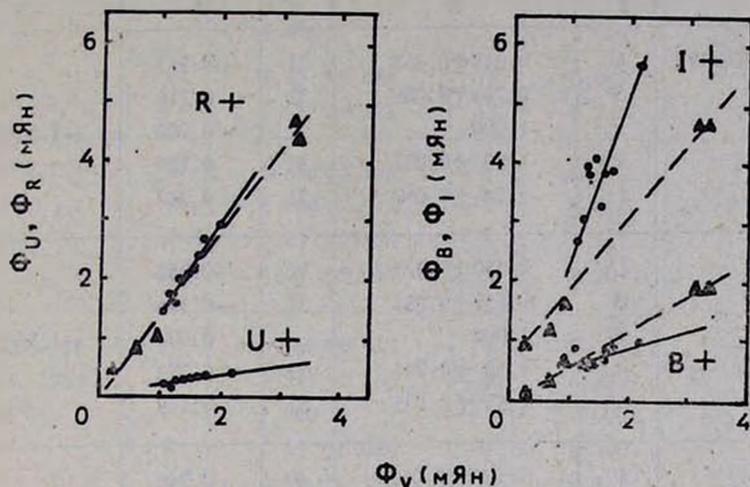


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для объекта АО 0235+164.

Во всех случаях проведение прямых было выполнено методом ортогональной регрессии [8], поскольку величины, откладываемые по обеим координатам, отягчены случайными ошибками. Полученные значения угловых коэффициентов (отношения потоков Φ_U/Φ_V для переменных источников) и их ошибки на уровне 2σ приведены в третьем столбце табл. 2. В первом столбце этой таблицы указаны названия объектов и пределы изменения потока в полосе V в мЯн в рассматриваемый интервал времени, во втором — спектральная полоса, в четвертом — количество точек, по которому проведены прямые.

4. Распределения энергии в спектрах переменных источников. В пятом столбце табл. 2 даются значения $\lg \Phi_\nu/\Phi_V$, которые сопоставляются со значениями $\lg \nu$ на рис. 4. Значения ошибок в величинах $\lg \Phi_\nu/\Phi_V$ на рисунке указаны на уровне 2σ .

Рассмотрение расположения точек на рис. 4а показывает, что у объектов, данные для которых представлены на этом рисунке (лацертиды ОJ 287, PKS 0735 + 14, ОI 090.4, В2 1156 + 29 и квазар ЗС 273), между $\lg \Phi_\nu/\Phi_V$ и $\lg \nu$ имеется практически идеальная линейная зависи-

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРОВ

Объект	Поло- са	$\Phi_V/\Phi_V \pm 2\sigma$	n	$\lg \Phi_V/\Phi_V$	$\alpha \pm 2\sigma$
1	2	3	4	5	6
PKS 0735+178 1.8—6.5	<i>U</i>	0.543 \pm 0.052	31	-0.265	-1.50 \pm 0.03
	<i>B</i>	0.766 \pm 0.039	32	-0.116	
	<i>V</i>	1.000		0.000	
	<i>R</i>	1.28 \pm 0.037	32	0.109	
	<i>I</i>	1.74 \pm 0.098	31	0.240	
OI 090.4 1.2—5.9	<i>U</i>	0.559 \pm 0.027	31	-0.253	-1.35 \pm 0.02
	<i>B</i>	0.731 \pm 0.031	31	-0.136	
	<i>V</i>	1.000		0.060	
	<i>R</i>	1.18 \pm 0.044	31	0.073	
	<i>I</i>	1.58 \pm 0.105	31	0.198	
OJ 287 5.6—33.0	<i>U</i>	0.567 \pm 0.012	40	-0.246	-1.27 \pm 0.03
	<i>B</i>	0.747 \pm 0.005	40	-0.127	
	<i>V</i>	1.000		0.000	
	<i>R</i>	1.15 \pm 0.014	40	0.061	
	<i>I</i>	1.51 \pm 0.024	40	0.179	
B2 1156+29 0.6—7.0	<i>U</i>	0.503 \pm 0.053	21	-0.298	-1.87 \pm 0.03
	<i>B</i>	0.700 \pm 0.036	21	-0.155	
	<i>V</i>	1.000		0.000	
	<i>R</i>	1.37 \pm 0.066	21	0.136	
	<i>I</i>	2.12 \pm 0.300	19	0.326	
OQ 530 1.6—3.9	<i>U</i>	0.477 \pm 0.065	15	-0.321	-1.50 \pm 0.08 (-1.24)
	<i>B</i>	0.745 \pm 0.058	16	-0.128	
	<i>V</i>	1.000		0.000	
	<i>R</i>	1.19 \pm 0.073	16	0.076	
	<i>I</i>	1.52 \pm 0.183	16	0.182	
BL Lac 5.2—15.4	<i>U</i>	0.401 \pm 0.069	25	-0.397	-1.94 \pm 0.07 (-1.62)
	<i>B</i>	0.712 \pm 0.051	30	-0.148	
	<i>V</i>	1.000		0.000	
	<i>R</i>	1.30 \pm 0.069	30	0.115	
	<i>I</i>	1.80 \pm 0.153	29	0.256	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
B2 1308+32 0.6—5.2	U	0.420±0.051	15	-0.377	-1.77±0.08 (-1.45)
	B	0.706±0.053	14	-0.151	
	V	1.000		0.000	
	R	1.25 ±0.087	15	0.097	
	I	1.62 ±0.221	15	0.210	
АО 0235+16 (1982 г.) 0.2—3.2	B	0.608±0.046	5	-0.216	-2.24±0.03
	V	1.000		0.000	
	R	1.40 ±0.076	5	0.147	
	I	1.28 ±0.050	5	0.107	
АО 0235+16 (январь 1983 г.) 1.1—2.2	U	0.166±0.062	8	-0.780	-3.89±0.03
	B	0.337±0.260	9	-0.472	
	V	1.000		0.0.0	
	R	1.58 ±0.068	9	0.200	
	I	2.89 ±0.130	9	0.461	
ЗС 273 22.2—34.5	U	0.777±0.151	10	-0.110	-0.61±0.04
	B	0.899±0.107	10	-0.046	
	V	1.000		0.000	
	R	1.11 ±0.052	10	0.045	
	I	1.25 ±0.127	10	0.097	

Примечание. Значения $\lg \nu$ для полос следующие: U — 14.915, B — 14.834, V — 14.737, R — 14.672, I — 14.585.

мость. На рис. 4b (объекты OQ 530, BL Lac, B2 1308 + 326) точки также в пределах ошибок не уклоняются от прямых, хотя и можно заметить, что точка для полосы U всегда лежит ниже прямой, на которой располагаются остальные точки. Вероятно, это указывает на наличие высокочастотного загиба спектра. У объекта АО 0235 + 16 (рис. 4b) в одном случае (во время ИК-вспышки) спектр прямолинейный, в другом виден низкочастотный завал.

Сплошные линии на всех рисунках — это результат проведения прямых методом наименьших квадратов с учетом данных для всех пяти цветовых полос. Соответствующие значения угловых коэффициентов (спектральные индексы α) приведены вместе с их ошибками в шестом столбце табл. 2.

Пунктиром на рис. 4b проведены спектры, прямолинейные в области полос I, R, V, B , но с высокочастотным загибом в УФ. Спектральные индексы, найденные по данным для полос B, V, R, I также приведены в шестом столбце табл. 2 — они заключены в скобки. На рис. 4с пунктир дает

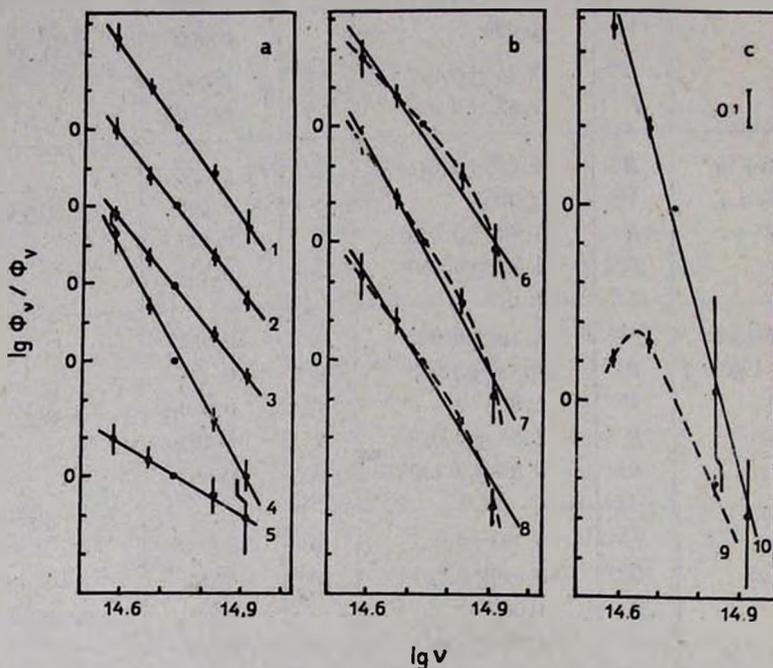


Рис. 4. Спектры переменных источников у исследуемых объектов: 1—PKS 0738+17, 2—OI 030.4, 3—OJ 287, 4—B2 1156+29, 5—3C 273, 6—OQ 50, 7—B. l. c. Γ—2 1308+32, 9—AO 0235+164 (1982 г.), 10—AO 0235+154 (1983 г.). Масштаб по вертикали I отделение —0.1.

спектр для переменного источника, наблюдавшегося в AO 0235+16 в ноябре—декабре 1982 г. Спектральный индекс, приведенный в табл. 2, найден по участку вне низкочастотного завала (полосы B, V, R).

5. *Обсуждение и выводы.* а) *Природа источников и причины переменности.* Прежде всего отметим, что во всех случаях спектр переменного источника оказался степенным ($\Phi_\nu \sim \nu^{-\beta}$). Учитывая то, что в ряде случаев имеет место быстрая переменность и что наблюдаемое излучение показывает высокую степень поляризации [3, 4], можно считать, что излучение переменных источников — синхротронное.

Как известно (см., например, [9]), плотность потока однородного синхротронного источника, содержащего ансамбль электронов с распределением по энергиям $N(E) dE = kE^{-\beta} dE$, дается выражением

$$\Phi_{\nu} = C k H_{\perp}^{\frac{\beta+1}{2}} \nu^{-\frac{\beta-1}{2}} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} x^{\frac{\beta-3}{2}} F(x) dx, \quad (1)$$

где C — постоянная, включающая в себя расстояние до источника, H_{\perp} — перпендикулярная составляющая магнитного поля, $F(x)$ — функция Макдональда, $\nu_c = \text{const } H_{\perp} E_{\text{max}}^2$ — критическая частота (E_{max} — энергия обрыва в распределении электронов по энергиям). Спектральный индекс α для прямолинейной области спектра (т. е. там, где $\nu \ll \nu_c$) позволяет найти коэффициент $\beta = 1 - 2\alpha$. Область, где ν сравнима с ν_c , — это область высокочастотного загиба.

Проведенное нами рассмотрение констатирует следующие свойства переменного источника: а) величина Φ_{ν} переменна во времени; б) зависимость Φ_{ν} со временем не меняется; в) источник можно считать синхротронным, т. е. его излучение описывается формулой (1). Посмотрим, как в этих условиях можно объяснить наблюдаемую переменность.

В правую часть выражения (1) входят несколько величин, которые, вообще говоря, могут меняться со временем. Прежде всего это показатель в распределении электронов по энергиям β . Однако в нашем случае спектральный индекс α со временем не меняется, а значит не меняется и β . Остаются величины k , H_{\perp} и ν_c , зависящая от H_{\perp} и E_{max} . В тех случаях, когда замечен высокочастотный загиб (это, по-видимому, BL Lac, OQ 530 и B2 1308 + 32), неизменность распределения энергии в области загиба говорит о постоянстве величины ν_c (и почти наверняка величин H_{\perp} и E_{max} по отдельности). Тогда единственной величиной в правой части (1), которая может меняться со временем, является k , т. е. переменность потока связана с изменением количества релятивистских электронов в источнике.

Если спектр прямолинейный, то плотность потока в рассматриваемой области частот нечувствительна к изменению ν_c и, следовательно, E_{max} . В этом случае переменность со временем может быть связана как с изменением k , т. е. количества электронов, так и H_{\perp} . При этом переменность H_{\perp} не обязательно связана с изменениями характеристик магнитного поля, но может быть обусловлена движением электронов через области пространства с неизменным во времени, но различным полем. В этом случае изменения H_{\perp} могут быть достаточно быстрыми.

Из вышесказанного ясно, как важно для источников с прямолинейными спектрами проведение синхронных наблюдений переменности в оптике и, скажем, заатмосферном ультрафиолете, поскольку в этом случае возможно продвижение в область высокочастотного загиба и исключение (или подтверждение) переменности H_{\perp} как причины переменности пото-

ка. К сожалению, таких данных почти нет. Предварительное сопоставление рассматриваемых здесь данных для OJ 287 с результатами его квазиодно-временных наблюдений на IUE [10] показывает, что в области λ 1500 Å намечается высокочастотный загиб спектра переменного источника, не зависящий от времени, что говорит в пользу неизменности H_{\perp} и объяснения переменности потока изменением количества релятивистских электронов.

б) *О связи между спектральным индексом и мощностью переменного источника.* Обратимся теперь к величине спектральных индексов у выделенных нами переменных источников в лацертидах. Рассмотрение табл. 2 показывает, что спектры их довольно крутые (α в пределах от -1.3 до -2.0 и даже ≈ -4 в случае ИК-вспышки) — существенно круче, чем у 3C 273, представляющего собой типичный квазар с небольшой амплитудой переменности (у него $\alpha = -0.61$). Отметим попутно, что для OVV-квазара 3C 345 в [1] нами был выделен источник с $\alpha = -1.71$, что подтверждает обоснованность объединения OVV-квазаров и лацертид в один класс — класс блазаров.

Разброс значений спектральных индексов у переменных источников в лацертидах довольно значителен, и интересно выяснить, не связана ли крутизна спектра с мощностью источников. Вычисленные нами для переменных источников относительные светимости, в качестве которых брались разности ΔL между наблюдавшимися в полосе V светимостями в максимуме и минимуме (при $H_0 = 50$ км/с/Мпк), сравниваются с величинами α в табл. 3 (второй и третий столбцы). Видно, что корреляции между α и ΔL скорее всего нет, т. е. крутизна спектра не связана с мощностью излучения.

в) *Связь с рентгеном.* От всех изученных здесь лацертид зафиксировано излучение в области мягкого рентгена (область 1 кэВ) [11, 12]. Для построения моделей лацертид важно выяснить, излучается ли рентгеновский поток тем же переменным синхротронным источником, который проявляет себя в оптике. С этой целью построенные нами спектры были экстраполированы в область 1 кэВ ($\lg \nu = 17.383$) и затем с учетом постоянства спектров переменных источников были найдены рентгеновские потоки, соответствующие максимальным наблюдавшимся в полосе V оптическим потокам (в силу слабости галактической подложки их можно считать максимальными потоками переменного компонента в рентгене). Сравнение этих потоков $\Phi_X^{\text{экстр}}$ с наблюдавшимися потоками $\Phi_X^{\text{набл}}$ дается в табл. 3 — четвертый и пятый столбцы. Для OJ 287 приведены данные для двух случаев: экстраполяции прямолинейного спектра и спектра с загибом в заат-

мосферном УФ. Для объектов с возможным загибом в оптике экстраполяция проведена для наклонов, учитывающих данные для всех пяти полос.

Таблица 3
ИЗМЕНЕНИЯ СВЕТИМОСТИ И РЕНТГЕНОВСКИЕ ПОТОКИ ИСТОЧНИКОВ

Объект	α	ΔL отн. ед.	$\Phi_x^{\text{экстр}}$ мЯн	$\Phi_x^{\text{набл}}$ мЯн
PKS 0735+178	-1.50	19.3	$7.2 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$
O1 090.4	-1.35	1.7	$16.0 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$
OJ 287	-1.27	56.4	$14.0 \cdot 10^{-4}$ ($0.9 \cdot 10^{-4}$)	$(3-18) \cdot 10^{-4}$
B2 1156+295	-1.87	78.6	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
B2 1308+32	-1.77 (-1.45)	92.9	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$
OQ 530	-1.50 (-1.24)	1.0	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
Bl. Lac	-1.94 (-1.62)	1.1	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$15.0 \cdot 10^{-4}$

Из рассмотрения табл. 3 ясно, что у DL Lac и B2 1308+32 наблюдаемые потоки явно выше экстраполированных, у третьего объекта с возможным загибом в оптике (OQ 530) это превышение незначительно, но если при экстраполяции учесть загиб в области полосы U, то картина будет такой же. В этих трех случаях рентгеновское излучение не может быть прямо приписано выделенным нами переменным синхротронным источникам.

Для объектов с прямолинейными спектрами экстраполяция дает потоки, не меньшие наблюдаемых, причем в случае PKS 0735+178 и O1 090.4 имеется еще некоторый запас на возможный загиб спектра. Для этих объектов рентгеновское излучение (даже с учетом переменности и неодновременности получения оптических и рентгеновских данных) может быть связано с переменными в оптике синхротронными источниками. Однако данные для OJ 287 заставляют отнестись к этому выводу с осторожностью. Действительно, в случае экстраполяции прямолинейного спектра мы получаем $\Phi_x^{\text{экстр}} \approx \Phi_x^{\text{набл}}$, но учет загиба в далеком УФ дает значение экстраполированного потока уже существенно меньшее, чем наблюдаемое.

6. *Заключительные замечания.* В заключение мы еще раз настоятельно подчеркиваем преимущество использованной нами методики анализа переменности перед обычно применяемой, когда с разными характеристиками сопоставляются наблюдаемые наклоны спектра (показатели цвета), что приводит иногда к неверным выводам. Так, в работе [4] сделано заключение о том, что у OQ 530 активный компонент с ростом блеска стано-

вится более голубым. Наше рассмотрение показывает, что переменный источник не меняет своего цвета, а наблюдаемое поголубение объекта при увеличении блеска обусловлено уменьшением относительного вклада более красного постоянного компонента (галактической подложки). Представляется особенно важным использование корректной методики анализа переменности при изучении природы УФ-горба в спектрах активных галактик — важной задачи, которая, по-видимому, будет решаться в недалеком будущем в ходе заатмосферных УФ-наблюдений.

Ленинградский государственный
университет

VARIABLE SOURCES IN LACERTIDS: SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTIONS IN OPTICAL REGION BASED ON MULTI-COLOUR PHOTOMETRY

V. A. HAGEN-THORN, S. G. MARCHENKO, O. V. MIKOLAYCHUK

Analysis of *UBVRI* photometric observations of eight lacertids [3, 4] is given. It is shown that in all but one case the variability on time scales of 1—2 years is due to single additional source of radiation. All sources are variable in flux but unvariable in spectral energy distribution. The power law spectra of the sources give evidence of their synchrotron nature. The spectral indexes seem not to be correlated with luminosity variations. The extrapolation of the spectra to X-rays shows that in most cases the observed X-ray fluxes exceed the ones extrapolated from the optical region.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гаген-Торн, О. В. Миколайчук, *Астрофизика*, 29, 322, 1988.
2. P. S. Smith, T. J. Balonek, P. A. Heckert, R. Elston, *Astrophys. J.*, 305, 48, 1986.
3. M. L. Sisko, G. D. Schmidt, W. A. Stein, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 59, 323, 1985.
4. P. S. Smith, T. J. Balonek, R. Elston, P. A. Heckert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 64, 459, 1987.
5. J. Choloniewski, *Acta Astron.*, 31, 293, 1981.
6. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, *Астрофизика*, 31, 231, 1989.
7. M. L. Sisko, W. A. Stein, G. D. Schmidt, *Astrophys. J.*, 282, 29, 1984.
8. Ю. — Линник, *Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений*, Физ.-мат. лит., М., 1962, стр. 19.
9. N. Visvanathan, *Astrophys. J.*, 185, 145, 1973.
10. L. Maraschi, G. Togliferri, E. G. Tanzi, A. Treves, *Astrophys. J.*, 304, 637, 1986.
11. L. Maraschi, D. Maccagni, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 59, 277, 1988.
12. I. McHardy, *Space Sci. Rev.*, 40, 559, 1985.

УДК: 524:520. 224.72

ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. VII. ПОЛЕ $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$

Дж. А. СТЕПАНЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Л. К. ЕРАСТОВА

Поступила 7 мая 1990

Принята к печати 17 мая 1990

Приводится седьмой список объектов Второго Бюраканского спектрального обзора, расположенных на площадке размерами $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ с координатами центра $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$. Наблюдения проведены на $40''$ — $52''$ телескопе системы Шмидта БАО с набором трех объективных призм. Список содержит данные о 94 пекулярных объектах и галактиках и 12 голубых звездах. Обнаружены 11 QSO, две галактики, показывающие сейфертовские особенности, 20 BSO, 29 галактик со значительным УФ-континуумом и 34 эмиссионные галактики без заметного ультрафиолетового излучения. Поверхностная плотность QSO и сейфертовских галактик на изученной площадке сколо единицы, а эмиссионных галактик порядка четырех на квадратный градус до 19 звездной величины.

Представляется седьмой список объектов Второго Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты, включенные в список, расположены в поле размерами $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ с координатами центра $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$.

Наблюдения проведены на $40''$ — $52''$ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в комбинации с набором трех объективных призм. Для этой площадки получено более десяти снимков на очувствленных в потоке азота эмульсиях Kodak IIIa-J в сочетании с полутора- и трехградусной призмами и Kodak IIIz-F в комбинации с четырехградусной призмой и соответствующими светофильтрами. Предельная звездная величина на лучших снимках доходит до $m_B \sim 19.5$.

Методика наблюдений, отбора и классификации объектов Второго обзора описаны в [1—4]. В настоящей статье представлены данные о 94 объектах и 12 голубых звездах. В табл. 1 последовательно приведены: 1—порядковый номер, 2—обозначение SBS, 3 и 4—эваториальные координаты с точностью до минуты дуги для эпохи 1950.0, 5—угловые размеры объекта в секундах дуги, 6—глазомерные оценки блеска в голубых лучах (B). Звездные величины объектов ярче 15.7 взяты в основном из

каталога Цвикки [5], а для SBS 1149+601 из [6], 7 — обзорный тип согласно [1—4].

Таблица 1

№	Обозначение SBS	Координаты		Размеры	m_B	Обзорный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1	1144+589	11 ^h 44 ^m .5	+58°57'	7"	18 ^m	BSO
2	1145+579	11 45.1	+57 56	30×25	13.9	de
3	1145+577	11 45.6	+57 45	13	18	dse
4	1146+604	11 46.1	+60 29	20×14	15	s3e
5	1146+593	11 46.1	+59 20	24×14	15.5	se
6	1146+596	11 46.5	+59 39	7	18	BSO
7	1147+593	11 47.0	+59 23	6	18	BSO
8	1147+608	11 47.0	+60 52	5	19	QSO:
9	1147+601	11 47.7	+60 10	5	18	BSO
10	1147+599	11 47.8	+59 57	7	18.5	d2e
11	1148+601	11 48.8	+60 07	7	18	d3
12	1149+601	11 49.0	+60 07	8	17.7	ds2e
13	1149+596	11 49.2	+59 39	12	17.	ds2e:
14	1149+579	11 49.4	+57 58	11	17.5	ds1e
15	1149+578	11 49.5	+57 51	5	19.5	BSO
16	1149+586	11 49.5	+58 36	7	18	BSO
17	1149+611	11 49.6	+61 09	6	18.5	BSO
18	1150+593	11 50.0	+59 22	7	18	dse
19	1150+596	11 50.0	+59 39	9×6	18	sd2e
20	1150+579	11 50.6	+57 56	5	19	s1
21	1150+583	11 50.8	+58 23	8	17.5	sd2e
22	1150+599	11 50.9	+59 59	10	15	de
23	1150+594	11 50.9	+59 26	5	19	BSO
24	1151+579	11 51.2	+57 57	7	18	de:
25	1151+611	11 51.3	+61 09	9×7	18	dse
26	1152+575	11 52.4	+57 35	14×9	17.5	de
27	1153+597	11 53.3	+59 47	7	18	BSO
28	1153+575	11 53.7	+57 34	20×8	16	de
29	1154+578	11 54.5	+57 50	7	18	se:
30	1154+583	11 54.9	+58 22	6	18.5	de
31	1155+595	11 55.0	+59 32	5	18.5	QSO:
32	1155+603	11 55.1	+60 20	6	18	BSO
33	1155+588	11 55.2	+58 51	8	17.5	ds2e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
34	1155+576	11 ^h 55 ^m 5	+57° 36'	16×10 ^m	17 ^m 5	ds2e:
35	1155+578 A	11 55.8	+57 53	5	18.5	slе
36	1155+578 B	11 55.9	+57 53	20×12	14.8	se:
37	1155+578 C	11 55.9	+57 52	6	18.5	sde:
38	1156+573	11 56.2	+57 22	5	19	BSO
39	1156+581	11 56.5	+58 07	7	18	se
40	1157+596	11 57.1	+59 39	4	19	QSO
41	1157+581	11 57.5	+58 06	10×6	18	de:
42	1158+587	11 58.5	+58 44	5	19	BSO
43	1158+590	11 58.5	+59 05	14	16.5	sd2e
44	1158+595	11 58.5	+59 33	6	18	ds2
45	1158+574	11 58.7	+57 29	6	18	BSO
46	1158+580	11 58.7	+58 05	6	19	BSO
47	1159+604	11 59.4	+60 29	6	17.5	BSO
48	1200+591	12 00.3	+59 06	9	17.5	sde
49	1200+608	12 00.5	+60 48	13	17	slе
50	1200+589 A	12 00.7	+58 58	8	17	BSO
51	1200+589 B	12 00.8	+58 59	5	19	de
52	1200+589 C	12 00.9	+58 59	7	18.5	sde
53	1201+584	12 01.4	+58 24	6	18	sd2e:
54	1201+578 A	12 01.4	+57 49	10×7	18	de
55	1201+578 B	12 01.5	+57 49	7	17.5	sde
56	1201+590	12 01.5	+59 03	7	18.5	BSO
57	1202+583	12 02.5	+58 23	6+6	18.5+18.5	de+de
58	1202+596	12 02.5	+59 37	4	18.5	QSO:
59	1202+606	12 02.6	+60 37	6	18.5	de
60	1203+598	12 03.0	+59 48	5	18.5	ds3e:
61	1203+592	12 03.5	+59 15	8	17	d2e
62	1203+582 A	12 03.6	+58 16	10×8	17.5	sd2e:
63	1203+582 B	12 03.9	+58 17	6	17.5	sd3
64	1204+586	12 04.5	+58 36	12×8	17.5	de
65	1204+591 A	12 04.5	+59 07	14×7	16.5	se
66	1204+591 B	12 04.5	+59 07	12×7	17	se
67	1204+597	12 04.5	+59 45	7	17.5	QSO
68	1204+603	12 04.6	+60 20	10×8	17.5	sd2e
69	1204+579	12 04.9	+57 54	15×9	16.5	s3e
70	1205+609	12 05.9	+60 57	6×4	18.5	ds3e:

Таблица 1 (окончание)

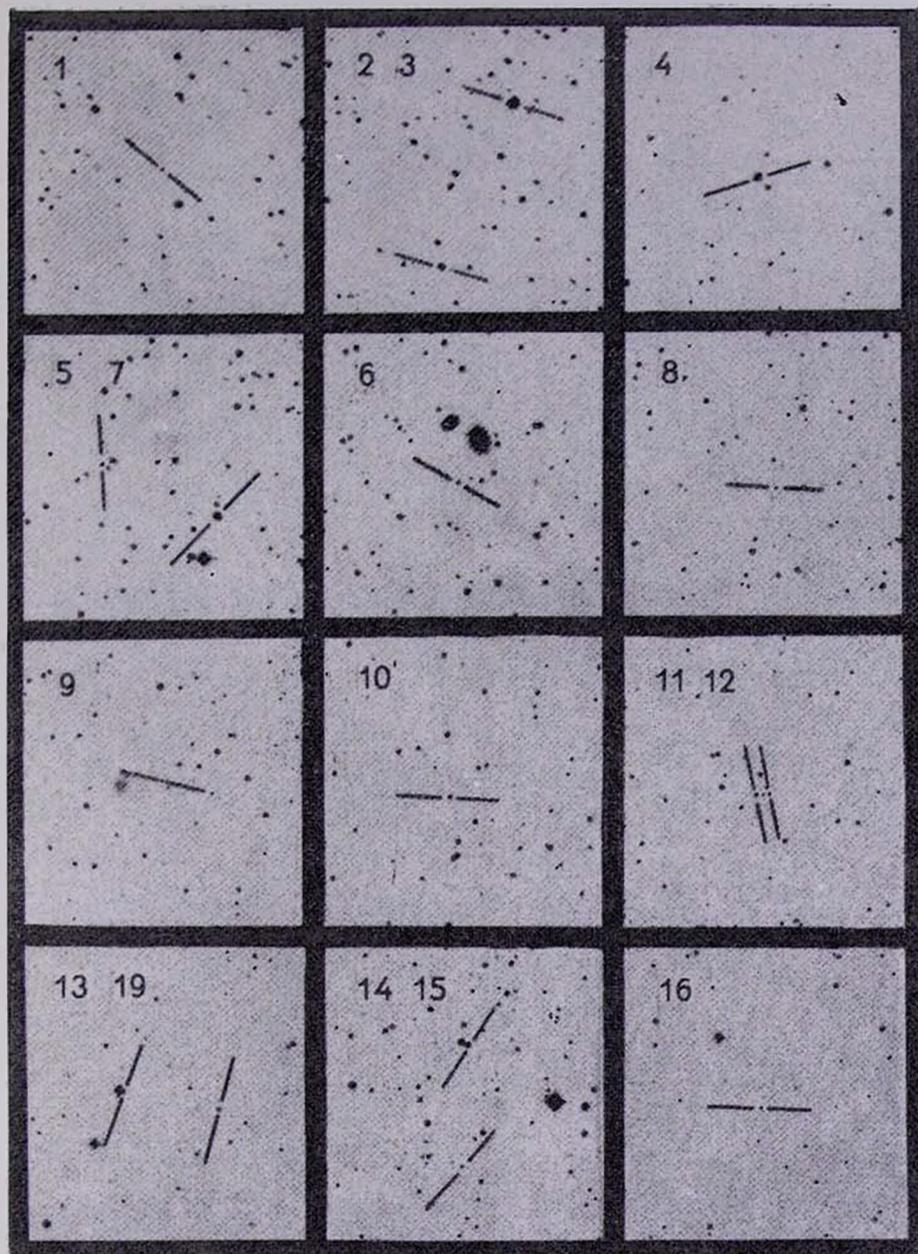
1	2	3	4	5	6	7
71	1206+584	12 ^h 06 ^m 5	+58° 26'	5"	18 ^m 5	QSO
72	1206+600	12 06.0	+60 00	7	18	de
73	1206+572	12 06.2	+57 12	6	18.5	BSO
74	1206+575	12 06.8	+57 35	7	18	s3e:
75	1208+595 A	12 08.0	+59 30	4	19	QSO
76	1208+588	12 08.6	+58 48	14×8	17.5	de:
77	1208+595 B	12 08.9	+59 31	5	19	BSO
78	1209+590	12 09.0	+59 02	25×13	15.4	de:
79	1209+605 A	12 09.0	+60 35	7	18.5	ds3
80	1209+605 B	12 09.1	+60 35	7	18	sd2
81	1209+604	12 09.5	+60 24	9	17.5	sd3e:
82	1210+593	12 10.1	+59 20	10×7	18	sde
83	1210+578	12 10.3	+57 48	6	18	de:
84	1210+576	12 10.4	+57 39	6	18	BSO
85	1210+602	12 10.5	+60 15	6	18.5	sd3e:
86	1210+583	12 10.7	+58 23	9×7	18	sd2e:
87	1211+610	12 11.6	+61 01	5	18.5	QSO:
88	1211+598	12 11.8	+59 53	7	15.5	se
89	1212+586	12 12.5	+58 41	4	18.5	QSO:
90	1212+581	12 12.7	+58 08	14×7	18	de
91	1213+601	12 13.4	+60 11	16×10	16.5	sde
92	1213+581	12 13.7	+58 08	7	18	de
93	1214+590	12 14.7	+59 03	5	19	QSO
94	1214+584	12 15.1	+58 29	6	18	QSO:

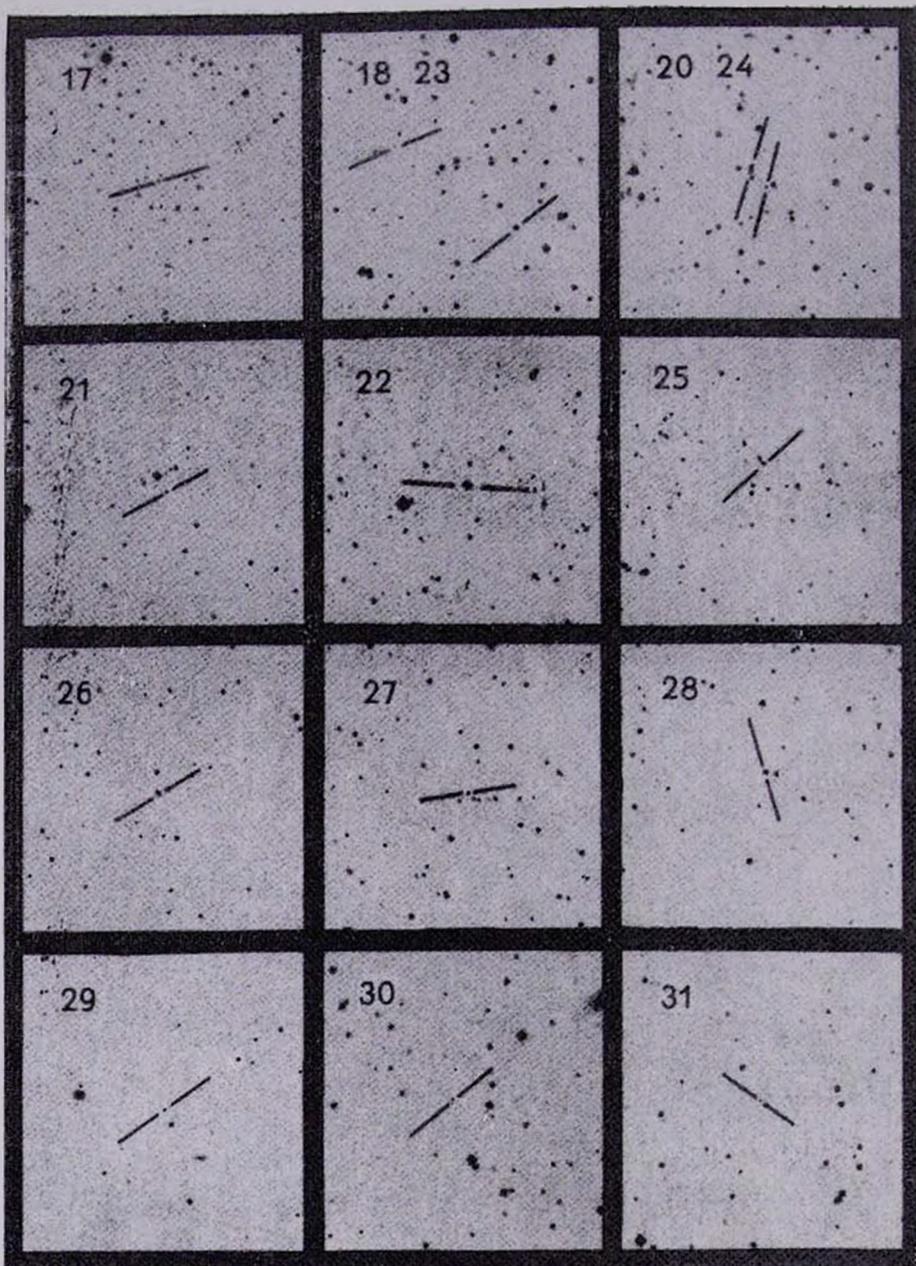
Описание объектов

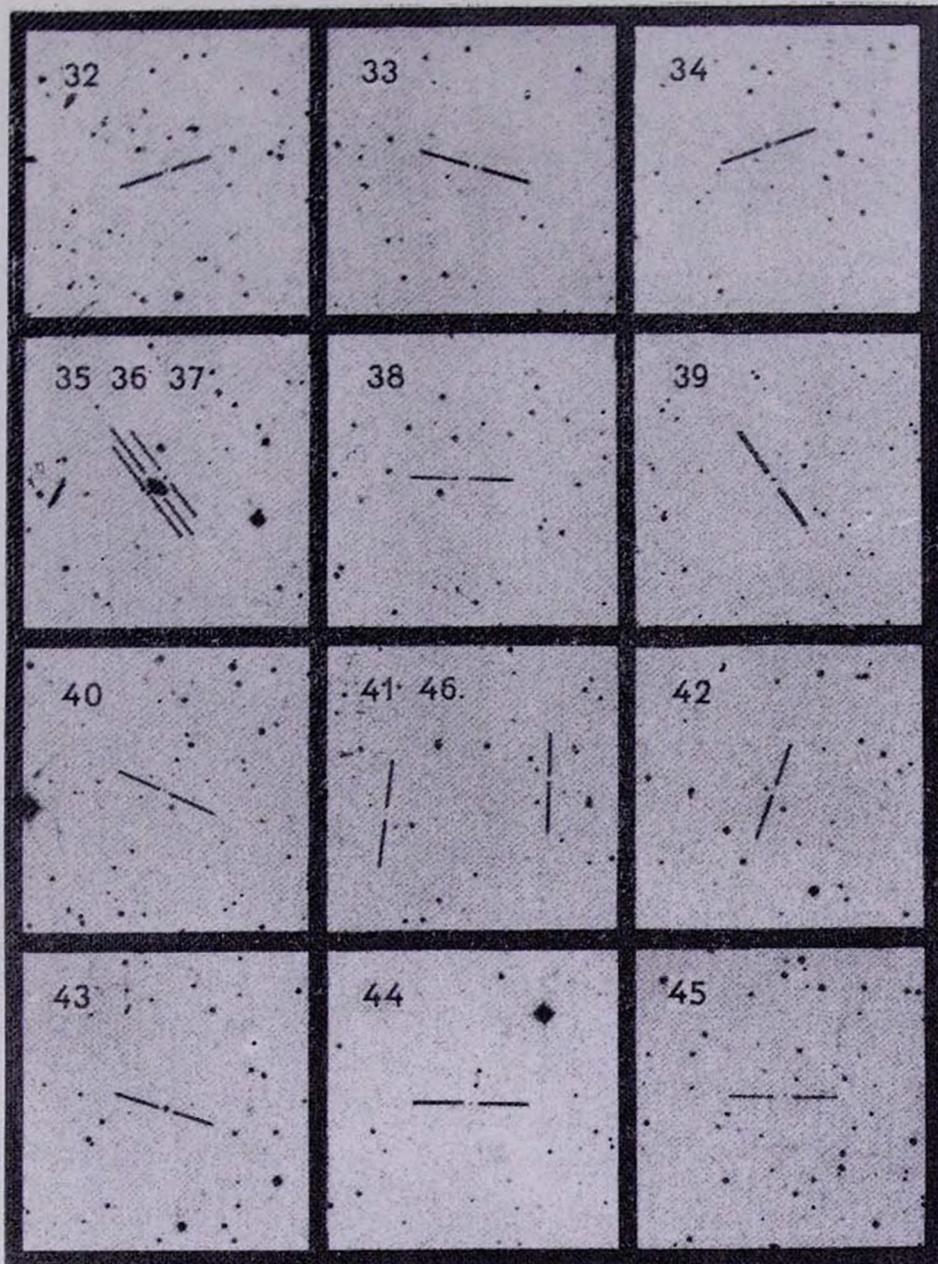
- 1144+589— Голубой звездный объект. Низкодисперсионный спектр без каких-либо деталей.
- 1145+579— Взаимодействующая система. На обзорных снимках наблюдается эмиссионная линия H_{α} от двух основных образований, расположенных по склонению, соответствующие $z = 0.015$. МКГ 10-17-70.
- 1145+577— Сферическая. Нейтрального цвета. Наблюдается слабая H_{α} и, возможно, $N_1+N_2+H_{\beta}$, соответствующие $z = 0.020$.
- 1146+604— На низкодисперсионных снимках наблюдается H_{α} с $z=0.005$.
- 1146+593— Галактика неясной структуры. Западный край более резкий, северный-диффузный. Слабая H_{α} наблюдается при $z=0.020$.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в голубых лучах). Размеры $16' \times 16'$. Север сверху, восток слева.







47



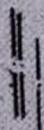
48



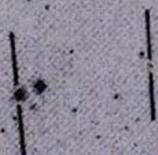
49



50 51 52



53 57



54 55



56



58



59



60



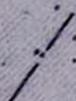
61



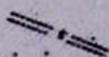
62 63



64



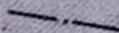
65 66



67



68



69



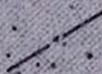
70



71



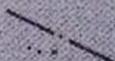
72



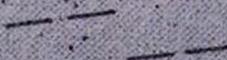
73



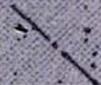
74

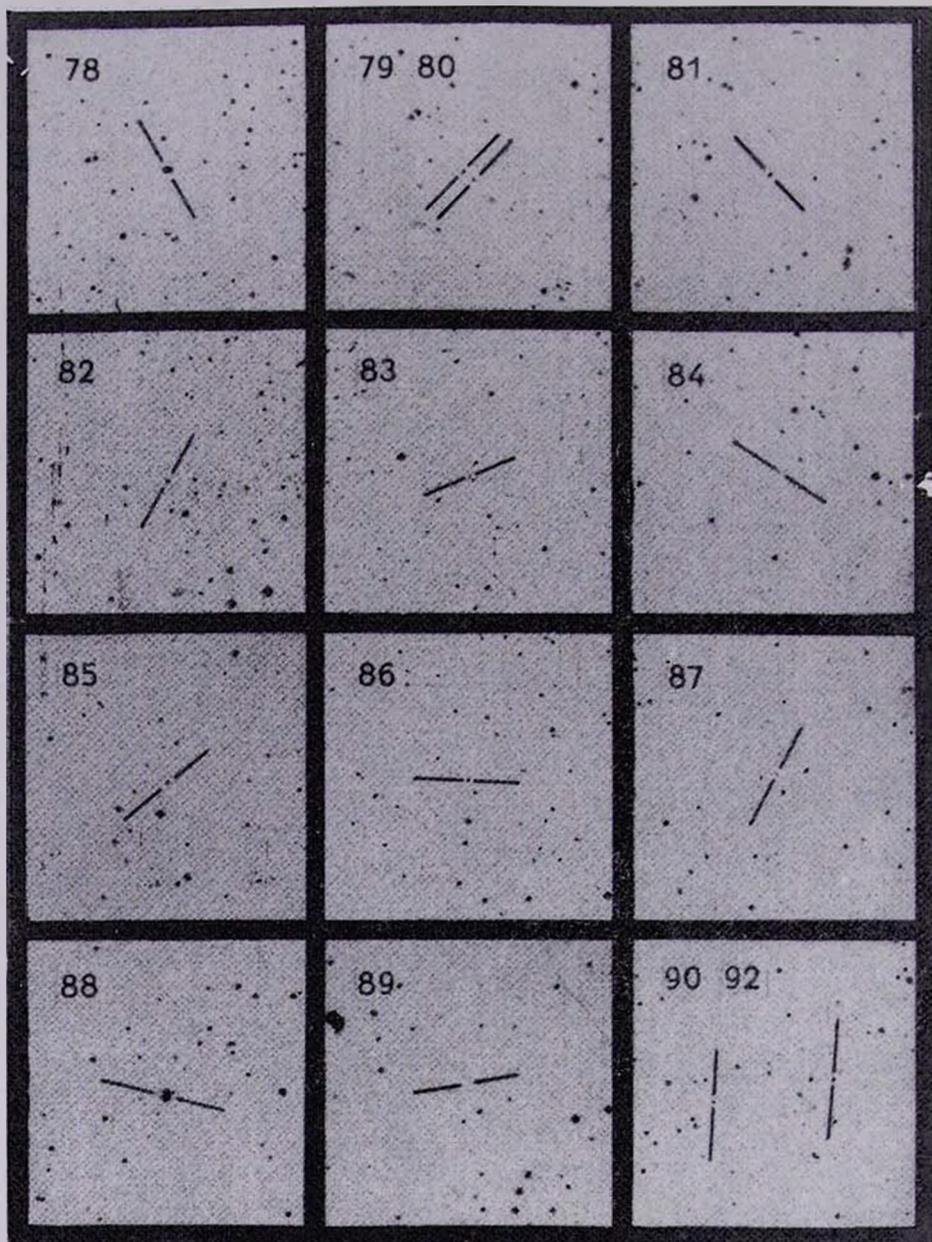


75 77



76







91

93

94

- 1146+596— Голубой звездный объект.
- 1147+593— Голубой звездный объект.
- 1147+608— Голубой звездный объект.
- 1147+601— Голубой звездный объект. Не исключено, что является галактикой.
- 1147+599— Сферическая, с диффузными границами. Голубая. На Е-карте Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. В синей области спектра намечаются узлы — возможно эмиссионные линии.
- 1148+601— Почти не отличается от звезд.
- 1149+601— Сферическая. На обзорных снимках наблюдается узел на λ 5300, вероятно, $N_1+N_2+H_\beta$. VII Zw 424.
- 1149+596— На картах Паломарского обозрения почти не отличается от звезд. Сильно уступает по насыщенности спектра звездам тех же изображений. На обзорных снимках намечаются узлы при λ 4300, λ 4600 и λ 5300.
- 1149+579— Сферическая, голубая. Умеренной интенсивности наблюдается H при $z = 0.040$. Наблюдается также очень сильная $N_1+N_2+H_\beta$.
- 1149+578— Голубой звездный объект. В спектре намечаются узлы.
- 1149+586— Голубой. Не исключено, что является галактикой.
- 1149+611— Голубой звездный объект. В спектре наблюдаются разрывы.
- 1150+593— Сферическая, красная галактика. На обзорных снимках наблюдается умеренной интенсивности H_α при $z = 0.010$.
- 1150+596— Овальная. В красной области низкодисперсионного спектра наблюдается сильная H_α , [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31—намечаются. В синей области наблюдаются [O III] λ 5007, H_β и [O II] λ 3727.
- 1150+579— Ядерная область слабой галактики. Ядро очень голубое.
- 1150+583— Сферическая, красная галактика. Мало отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. На низкодисперсионных снимках наблюдаются сильные $N_1+N_2+H_\beta$ и [O II] λ 3727. Не исключено, что является галактикой сейфертовского типа.
- 1150+599— Галактика неясной структуры. Имеет спутник на востоке. Размеры относятся к ядру. Наблюдается слабая H_α от основного тела галактики и от спутника, соответствующие $z = 0.015$. МКГ 10-17-097.
- 1150+594— Голубой звездный объект. Спектр плоский, без деталей.
- 1151+579— Спиральная галактика. На обзорных снимках намечается слабая H_α от ядерной области и умеренной интенсивности H_α от южной части галактики, по-видимому, сверхассоциации с $z = 0.030$.

- 1151+611— Нейтрального цвета. Намечается слабая $N_1+N_2+H_\beta$ в синей области спектра. Сильная H_α наблюдается при $z=0.020$. Линии [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 также намечаются.
- 1152+575— Красная, овальная галактика. На низкодисперсионных снимках наблюдается сильная диффузная H_α при $z=0.020$.
- 1153+597— Голубой звездный объект. Возможно, галактика. Уступает по насыщенности спектра звездам таких же изображений.
- 1153+575— Линзовидная, красная галактика. Ядро, возможно, двойное. Умеренной интенсивности H_α наблюдается при $z=0.020$.
- 1154+578— Сферическая, красная. В спектре намечаются узлы при λ 4500 и λ 5300.
- 1154+583— Сферическая, красная галактика. В спектре намечается H_α .
- 1155+595— В спектре наблюдаются узлы—возможно эмиссионные линии. Вероятно, QSO.
- 1155+603— Голубой звездный объект.
- 1155+588— Сферическая голубая галактика. На картах Паломарского обозрения почти не отличается от звезд. На низкодисперсионных снимках в спектре намечаются узлы.
- 1155+576— Спиральная галактика. Вытянута по склонению. Намечаются $N_1+N_2+H_\beta$ и [O II] λ 3727. МКГ 10-17-118.
- 1155+578 А— Звездообразный голубой объект. Находится на NW, на расстоянии $50''$ от яркой спиральной галактики SBS 1155+578 В. В синей области спектра наблюдается эмиссионная линия $N_1+N_2+H_\beta$.
- 1155+578 В— Спиральная галактика с заметной ядерной областью. В эмиссии намечается H_α при $z=0.025$.
- 1155+578 С— Галактика, расположенная на расстоянии $30''$ к юго-востоку от SBS 1155+578 В. Намечается H_α в эмиссии при $z=0.025$.
- 1156+573— Голубой звездный объект.
- 1156+581— На обзорных снимках наблюдается слабая H_α , расположенная несимметрично (смещена к востоку) по отношению к основному телу галактики, соответствующая $z = 0.015$.
- 1157+596— Очень голубой звездный объект. По распределению энергии в непрерывном спектре можно предположить, что это QSO.
- 1157+581— Овальная, красная. Намечаются $N_1+N_2+H_\beta$ и [O II] λ 3727.
- 1158+587— Голубой звездный объект.
- 1158+590— Сферическая, нейтральная, с диффузными границами. На обзорных снимках наблюдается [O III] λ 5007 с $z \geq 0.040$.
- 1158+595— Сферическая. На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд.
- 1158+574— Голубой звездный объект.

- 1158+580— Голубой звездный объект.
- 1159+604— Голубой звездный объект.
- 1200+591— Красная, сферическая галактика. На низкодисперсионных снимках намечается эмиссионная линия H_{α} , соответствующая $z=0.035$.
- 1200+608— Сферическая, со слабой короной. Очень красная. По распределению энергии в непрерывном спектре можно заподозрить наличие сейфертовских особенностей.
- 1200+589 А— Голубой звездный объект.
- 1200+589 В— Головка кометообразной галактики, диффузный хвост которой вытянут по α . Очень голубая. На обзорных снимках наблюдаются сильные эмиссионные линии H_{α} и $N_1+N_2+H_{\beta}$ как от самой головки, так и от нескольких сгущений, находящихся внутри хвоста.
- 1200+589 С— Сферическая, с отростком в юго-западном направлении. Очень голубая. Наблюдаются очень сильные H_{α} и $N_1+N_2+H_{\beta}$. Возможно, образует пару с предыдущим объектом.
- 1201+584— На картах Паломарского обозрения совершенно не отличается от звезд. В спектре намечаются узлы.
- 1201+578 А— Овальная, красная. Наблюдается H_{α} при $z=0.015$.
- 1201+578 В— Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. На обзорных снимках намечается H_{α} , соответствующая $z=0.040$.
- 1201+590— Голубой звездный объект.
- 1202+583— Галактика состоит из двух образований, у каждого из которых наблюдается умеренной интенсивности эмиссионная линия H_{α} , соответствующая $z=0.030$. МКГ 10-17-137.
- 1202+596— По распределению энергии в непрерывном спектре можно заподозрить природу QSO.
- 1202+606— Сферическая, красная. На голубой карте Паломарского обозрения не отличается от звезд. Намечается H_{α} при $z=0.020$.
- 1203+598— Ядро спирали со слабой и вытянутой по склонению короной.
- 1203+592— Объект неясной структуры. От сферического образования на NE-краю объекта наблюдаются эмиссионные линии—сильная H_{α} , $N_1+N_2+H_{\beta}$ и намечается $[O II] \lambda 3727$ с $z=0.010$. Данные относятся к NE-образованию. МКГ 10-17-142.
- 1203+582 А— Восточный спутник яркой пекулярной галактики. МКГ 10-17-141.
- 1203+582 В— Сферическая, с еле заметным ореолом. Голубая. Расположена на расстоянии $\sim 3'$ к северо-востоку от МКГ 10—17-141.
- 1204+586— Сфероидальная. На обзорных снимках намечаются $N_1+N_2+H_{\beta}$.
- 1204+591 А— Сфероидальная, красная. Намечается H_{α} в эмиссии.

- 1204+591 В— Сфероидальная, нейтрального цвета. Расположена на расстоянии 17" от предыдущей галактики. Возможно, составляет с ней пару. На низкодисперсионных снимках намечается H_{α} . МКГ 10-17-145.
- 1204+597— По характерному распределению энергии в непрерывном спектре, возможно, является QSO.
- 1204+603— Овальная, красная галактика. В спектре наблюдаются узлы, по-видимому, эмиссионные линии $N_1+N_2+H_{\beta}$ и [O II] λ 3727.
- 1204+579— Центральная часть, по-видимому, спиральной галактики со спутником на западе на $\rho \sim 27''$. Красная. Наблюдается умеренной интенсивности H_{α} , намечаются $N_1+N_2+H_{\beta}$ с $z=0.040$. У спутника также наблюдается H_{α} в эмиссии. Система типа M 51. МКГ 10-17-146.
- 1205+609— Овальная, красная. Южный компонент двойной системы, расположенной по δ . Намечаются узлы при λ 5300 и λ 4200.
- 1206+584— Голубой звездный объект.
- 1206+600— Сферическая, очень красная галактика. На обзорных снимках намечаются H_{α} , [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и $N_1+N_2+H_{\beta}$ с $z = 0.020$.
- 1206+572— Голубой звездный объект.
- 1206+575— Центральная область красной галактики.
- 1208+595 А— Голубой, совершенно звездный объект. По намечающимся узлам в непрерывном спектре можно заподозрить природу QSO.
- 1208+588— Неправильной формы, с туманным NE-краем. Вытянута с NE на SW. Нейтральная. Намечается H_{α} при $z=0.030$.
- 1208+595 В— Голубой звездный объект. В спектре намечаются узлы. Не исключено, что объект является QSO.
- 1209+590— Галактика неясной структуры. Вытянута по α . На обзорных снимках намечается H_{α} в эмиссии от центральной области с $z=0.005$.
- 1209+605 А— Сферическая, нейтрального цвета галактика.
- 1209+605 В— Сферическая, нейтральная. Составляет пару с предыдущей галактикой. В спектре намечается узел на λ 5300.
- 1209+604— Сферическая, красная галактика.
- 1210+593— Красная. На низкодисперсионных снимках наблюдается умеренной интенсивности H_{α} в эмиссии, соответствующая $z = 0.015$.
- 1210+578— Ядерная область галактики неясной структуры. Намечается эмиссионная линия H_{α} , соответствующая $z=0.020$.
- 1210+576— Голубой звездный объект.

- 1210+602— Сферическая, нейтральная. Намечается эмиссия при λ 5300.
- 1210+583— Овальная, нейтрального цвета. На картах Паломарского обзора почти не отличается от звезд. На обзорных снимках намечаются $N_1+N_2+H_\beta$.
- 1211+610— Голубой, совершенно звездный объект. В непрерывном спектре намечаются узлы. Возможно, QSO.
- 1211+598— Ядерная область яркой спиральной галактики NGC 4195. Размеры относятся к ядерной области. На низкодисперсионных снимках наблюдаются H_α и $N_1+N_2+H_\beta$, соответствующие $z=0.015$.
- 1212+586— В спектре намечаются узлы—возможно, эмиссионные линии. Вероятно, QSO.
- 1212+581— Ядерная область спиральной галактики. На обзорных снимках наблюдается H_α с $z=0.020$. МКГ 10-18-012.
- 1213+601— Линзовидная. Наблюдается слабая H_α при $z=0.010$.
- 1213+581— Сферическая, красная. Намечается H_γ в эмиссии при $z=0.030$.
- 1214+590— Очень голубой объект. По распределению энергии в непрерывном спектре и по намечающимся узлам—эмиссионным линиям—скорее всего QSO.
- 1215+584— Наблюдается утолщение в синей области. Возможно, QSO.

В описаниях к табл. 1 приведены спектральные и морфологические особенности обнаруженных объектов. Для некоторых галактик приведены красные смещения с точностью до 0.005, определенные по положениям эмиссионных линий H_α и иногда [S II] по отношению к красному концу низкодисперсионного спектра, когда они не превышают 0.040.

В табл. 2 приведен список 12 голубых звезд, обнаруженных в этом поле. Две из них, № 10 и 12, входят в каталог [7] голубых звездных объектов и независимо обнаружены нами.

В табл. 3 представлено распределение объектов по типам.

На этой площадке расположены также четыре известные галактики Маркаряна—Марк 45, 48, 193 и 1468.

Наличие сейфертовских особенностей заподозрено у двух объектов: SBS 1150 + 583 и SBS 1200 + 608. Объекты SBS 1200 + 589 В и С, SBS 1204 + 591 А и В и SBS 1209 + 605 А и В, возможно, образуют физические пары. Объект SBS 1204 + 579 является системой типа М 51.

В трех галактиках, расположенных в данном поле — МКГ 10-17-104, МКГ 10-17-115 и МКГ 10-17-152, обнаружены сверхассоциации, легко выделяемые по эмиссионным линиям H_α и N_1 .

Поверхностная плотность QSO и сейфертовских галактик около единицы, а эмиссионных галактик — около четырех на квадратный градус.

Таблица 2

№	Обозначение SBS	Координаты		m _B
		α_{1950}	δ_{1950}	
1	1146+604	11 ^h 46 ^m .1	+60° 29'	17 ^m .5
2	1146+595	11 46.8	+59 31	17.5
3	1149+598	11 49.2	+59 51	18.5
4*	1150+599	11 50.8	+59 56	17.5
5	1152+587	11 52.0	+58 46	17
6	1154+583	11 54.6	+58 21	18
7	1155+594	11 55.9	+59 25	17
8	1158+597	11 58.2	+59 42	18
9	1159+599	11 59.0	+59 56	17.5
10**	1202+608	12 02.0	+60 48	13.5
11	1203+587	12 03.3	+58 47	19
12**	1203+574	12 03.5	+57 29	15

* На выходящих дисперсионных снимках в спектре объекта наблюдаются сильные несмещенные эмиссионные линии балмеровской серии.

** Объекты № 10 и 12 входят в каталог [7]. Они известны также под названиями GD 314 и LB 2211, соответственно.

Таблица 3

Тип	Галактики			QSO	BSO	BS	Всего
	с УФ-избытком		без УФ-избытка				
	—	Sy					
Количество	27	2	34	11	20	12	106

В конце статьи прилагаются карты отождествления объектов, отпечатанные с голубых карт Паломарского обсерватория.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. VII
THE RESULTS OF THE AREA CENTERED ON

$$\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}, \delta = +59^{\circ}00'$$

J. A. STEPANIAN, V. A. LIPOVETSKY, L. K. ERASTOVA

The seventh list of objects of the Second Byurakan Survey found in the field of 4×4 sq. degrees and centered on $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}, \delta = +59^{\circ}00'$ is presented. The observations were carried out on 40–52" Schmidt telescope of the Byurakan Observatory with three objective prisms. The list contains data on 94 peculiar objects and galaxies and 12 blue stars. 11 QSQ candidates, two Seyfert galaxies, 20 BSO's, 29 galaxies with significant UV continuum and 34 emission line galaxies without significant UV continuum have been found. The surface density of QSQ's and Sy galaxies is nearly one and emission line galaxies is nearly four on a square degree till $m_B \sim 19^{\text{m}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983; 20, 21, 513, 1984.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 23, 439, 1985; 25, 345, 1986.
4. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 29, 247, 1988.
5. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, Switzerland, 4, 1968.
6. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies* Switzerland, 1971.
7. R. F. Green, M. Schmidt, J. Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.

УДК: 52:530.12:531.31

НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СТАЦИОНАРНЫХ УРАВНЕНИЙ ОТО

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 2 апреля 1990

Принята к печати 20 апреля 1990

Показано, что описывающие осесимметричные стационарные гравитационные поля уравнения ОТО существенно упрощаются, если вместо традиционной калибровки в качестве координат выбрать два из шести, всевозможных в данном случае, метрических коэффициента и перейти в сопутствующую систему отсчета. Приводится вид этих уравнений во внутренней области твердотельно вращающегося объекта, состояние вещества которого моделируется однопараметрическим уравнением. Найдено вакуумное решение, которое в отсутствие вращения сводится к решению Шварцшильда, а в другом частном случае — к решению НУТ. Показано также, что в статическом случае для несжимаемой жидкости решение полученных уравнений совпадает с внутренним решением Шварцшильда.

1. *Введение.* Интерпретация наблюдательных данных в астрофизике, в известном смысле, должна базироваться на выводах теории тяготения. Сравнительно недавно вполне достаточным для этого считалось использование теории Ньютона. Однако, поскольку в последнее время техника астрофизического эксперимента стала чувствительной к влиянию интенсивности гравитационного поля на ход того или иного явления, и особенно после открытия пульсаров, возникла настоятельная необходимость привлекать результаты общей теории относительности (ОТО).

Реальные астрофизические объекты вращаются, но на сегодняшний день задача о гравитационном поле стационарно вращающейся звезды в ОТО не имеет точного решения. Известное решение Керра [1] относят к сколлапсировавшим вращающимся объектам, а менее популярное решение Томиматсу—Сато [2] в отсутствие вращения сохраняет аксиальную симметрию, т. е. остаточные напряжения внутри звезды, что выглядит достаточно неестественно. С другой стороны, приближенные результаты работ [3—5], основанных на методе возмущений, не надежны в том смысле, что, вообще говоря, в нелинейных теориях (какой является ОТО) метод возму-

щений таит в себе разного рода скрытые опасности. Во всяком случае, для оценки пригодности приближенных методов при решении проблемы вращения необходимо иметь точное решение.

2. *Постановка задачи.* Осесимметричные и стационарные гравитационные поля характеризуются наличием времениподобного $\xi = \frac{\partial}{\partial t}$ и пространственноподобного $\eta = \frac{\partial}{\partial \varphi}$ векторов Киллинга и в самом общем виде могут быть представлены метрикой

$$dS^2 = \Phi^2 (dt - q d\varphi)^2 - e^{2\alpha} (dx^1 - l dx^2)^2 - e^{2\beta} (dx^3)^2 - f^2 d\varphi^2, \quad (1)$$

$$x^{\mu} = \{t, x^1, x^2, \varphi\}, \quad \mu, \nu \dots = 0, 1, 2, 3.$$

Величины $\Phi, \alpha, \beta, q, l$, которые задают компоненты метрического тензора, являются функциями „существенных“ координат x^a ($a, b \dots = 1, 2$). Выражение (1) форминвариантно относительно преобразований вида

$$x^i = a_k^i x'^k, \quad a_k^i = \text{const}, \quad i, k \dots = 0, 3, \quad (2)$$

которые, в частности, включают инверсию $(t, \varphi) \rightarrow (-t, -\varphi)$, а также относительно общих преобразований

$$x^a = x^a (x'^b) \quad (3)$$

на двумерной поверхности.

С тем, чтобы не исключить возможность использования результатов работы в ряде задач астрофизики сверхплотных объектов, примем, что вещество рассматриваемого тела — идеальная жидкость с

$$T_{\nu}^{\mu} = (P + \epsilon) u^{\mu} u_{\nu} - P \delta_{\nu}^{\mu}$$

и его состояние моделируется однопараметрическим уравнением $P = P(\epsilon)$. Будем считать также, что тело вращается твердотельно с угловой скоростью

$$\Omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{u^3}{u^0} = \text{const},$$

а ось его вращения совпадает с осью симметрии.

Вышеизложенное гарантирует выполнение условия циркулярности $U_{[\omega, \epsilon, \eta]} = 0$, фактически означающее параллельность вектора 4-ско-

рости $u^\mu = \{u^0, 0, 0, \Omega u^0\}$ вектору Каллинга $\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi}$, который преобразованием координат можно отождествить с $\frac{\partial}{\partial t}$ [6]. Другими словами, используя преобразование типа (2), $\varphi = \varphi' + \Omega t$, потребуем, чтобы $u'^3 = 0$, выбрав тем самым сопутствующие координаты.

Обычно при решении аналогичной задачи считалось естественным калибровать метрику (1) условиями $\alpha = \beta, l = 0$. Представляется обоснованным использовать свободу калибровки так, чтобы метрические коэффициенты служили в качестве координат

$$x^1 = \rho, \quad x^2 = \Phi,$$

Насколько нам известно, впервые такая возможность реализована в работе [7].

Таким образом, в дальнейшем вместо (1) будет использовано

$$dS^2 = \Phi^2 (dt - q d\varphi)^2 - e^{2\alpha} (d\rho - l d\Phi)^2 - e^{2\beta} d\Phi^2 - \rho^2 d\varphi^2 \quad (1a)$$

Координаты, в которых формулируется задача, выбраны сопутствующими, поэтому

$$U^\mu = \left\{ \frac{1}{\Phi}, 0, 0, 0 \right\}, \quad U_\mu = \{ \Phi, 0, 0, -q \Phi \}. \quad (4)$$

Свойства образующей систему отсчета (СО) конгруэнции мировых линий характеризуются определенными физико-геометрическими величинами (см., например, [8]). В рассматриваемом случае это

а) ускорение

$$F_\mu = 2 U^0 U_{[\mu, 0]}, \quad F_\mu = \left\{ 0, 0, -\frac{1}{\Phi}, 0 \right\}; \quad (5)$$

б) вектор угловой скорости вращения

$$\begin{aligned} \omega^\alpha &= \frac{1}{2 \sqrt{-g}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} (U_{[\beta\gamma]} + U_{[\delta\gamma]}) U_\delta = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\Phi}{\rho} e^{-(\alpha+\beta)} \{ 0, q_{,2}, -q_{,1}, 0 \}, \end{aligned} \quad (6)$$

«длина» которого

$$\omega^\alpha = \frac{\Phi^4}{4\rho^2} [q_{,1}^2 e^{-2\alpha} + (q_{,2} + l q_{,1})^2 e^{-2\beta}]; \quad (7)$$

в) первая кривизна

$$R_1 = -F^{\mu} F_{\mu} = \frac{e^{-2\beta}}{\Phi^2} \quad (8)$$

(запятая означает частную производную по соответствующей индексу координаты $(\dots)_{,a} = \frac{\partial(\dots)}{\partial x^a}$).

Уместно подчеркнуть, что такой выбор координат и СО приводит по меньшей мере к двум следствиям, упрощающим решение задачи. Во-первых, вытекающее из $T_{\mu\nu}^* = 0$ условие гидростатического равновесия

$$dP + (P + \varepsilon) \frac{d\Phi}{\Phi} = 0 \quad (9)$$

демонстрирует совпадение изобарических поверхностей с поверхностями постоянного значения $\Phi = \Phi_0$, поэтому как давление P , так и плотность энергии ε зависят только от Φ . Во-вторых, используя известный прием (см. [9]), легко получить уравнение

$$\frac{dz}{d\rho} = \sqrt{e^{2\alpha(\rho, \Phi_0)} - 1} \quad (10)$$

сечения поверхности тела ($P = 0$, $\Phi_0 = \Phi_s$) плоскостью, содержащей ось симметрии z .

3. Полевые уравнения. Уравнения Эйнштейна в рассматриваемом случае записываются в виде

$$K + \frac{e^{-2\alpha}}{\rho} (\beta - \alpha)_{,1} + e^{-2\beta} (l_{,2} + 2l l_{,1} +$$

$$+ l[(\alpha - \beta)_{,2} + l(\alpha - \beta)_{,1}]) - 3(Q_1^2 + Q_2^2) = -8\pi\varepsilon, \quad (11)$$

$$\frac{e^{-2\alpha}}{\rho} \beta_{,1} + \frac{e^{-2\beta}}{\rho} \left[-\rho \left(\frac{l}{\rho} + \frac{1}{\Phi} \right) (\beta_{,2} + l\beta_{,1}) +$$

$$+ l_{,2} + ll_{,1} + \frac{l}{\Phi} \right] + Q_1^2 - Q_2^2 = 8\pi P, \quad (12)$$

$$-\frac{e^{-2\alpha}}{\rho} \alpha_{,1} + e^{-2\beta} \left[\frac{l}{\rho} \left(l_{,1} + \frac{1}{\Phi} \right) + \frac{l_{,1}}{\Phi} +$$

$$+ \left(\frac{l}{\rho} + \frac{1}{\Phi} \right) (\alpha_{,2} + l\alpha_{,1}) \right] - Q_1^2 + Q_2^2 = 8\pi P, \quad (13)$$

$$K + \frac{e^{-2\beta}}{\Phi} [(a_{,2} + l a_{,1} + l_{,1}) - (\beta_{,2} + l \beta_{,1})] + Q_1^2 + Q_2^2 = 8\pi P, \quad (14)$$

$$\beta_{,1} \left(\frac{l}{\rho} + \frac{1}{\Phi} \right) + \frac{1}{\rho} (a_{,2} + l a_{,1}) + \frac{1}{2} q_{,1} (q_{,2} + l q_{,1}) \frac{\Phi^2}{\rho^2} = 0, \quad (15)$$

$$e^{-2\alpha} \left[q_{,11} + q_{,1} (\beta - \alpha)_{,1} - \frac{q_{,1}}{\rho} \right] + e^{-2\beta} \left\{ (q_{,2} + l q_{,1})_{,2} + \right. \\ \left. + l (q_{,2} + l q_{,1})_{,1} + (q_{,2} + l q_{,1}) \left[\frac{3}{\Phi} - \frac{l}{\rho} + l_{,1} + \right. \right. \\ \left. \left. + (\alpha - \beta)_{,2} + l (\alpha - \beta)_{,1} \right] \right\} = 0. \quad (16)$$

Здесь

$$K = -4\pi (P + \epsilon) + \frac{l}{\rho\Phi} e^{-2\beta} + Q_1^2 + Q_2^2 \quad (17)$$

— гауссова кривизна, а

$$Q_1 = \frac{1}{2} \frac{\Phi}{\rho} q_{,1} e^{-\alpha}, \quad Q_2 = \frac{1}{2} \frac{\Phi}{\rho} (q_{,2} + l q_{,1}) e^{-\beta}. \quad (18)$$

Введем потенциал ψ так, чтобы

$$q_{,1} = -\frac{b\rho}{\Phi^2} (\psi_{,2} + l \psi_{,1}) e^{-\beta}, \\ q_{,2} + l q_{,1} = \frac{b\rho}{\Phi^2} \psi_{,1} e^{\beta-\alpha}, \quad (19)$$

где b — константа. Тогда вместо (6) и (7) имеем

$$\omega_a = \frac{b\psi_{,a}}{2\Phi^2}, \\ \omega^2 = \frac{b^2}{4\Phi^4} [\psi_{,1}^2 e^{-2\alpha} + (\psi_{,2} + l \psi_{,1})^2 e^{-2\beta}], \quad (20)$$

а уравнение (16) превращается в очевидное тождество $\psi_{,12} = \psi_{,21}$, которое в свою очередь можно переписать в виде

$$\frac{b}{\Phi^2} \psi_{,1} = \frac{\partial \omega_2}{\partial \rho} - \frac{\partial \omega_1}{\partial \Phi}. \quad (21)$$

Для того, чтобы выделить из всевозможных решений системы уравнений (11)—(16) специальный класс, который будет рассматриваться ниже, допустим, что

1) поле вектора угловой скорости вращения конфигурации мировых линий СО является безвихревым, тогда согласно (21)

$$\psi_{,1} = 0, \quad Q_1 = \frac{b e^{-\beta}}{2 \Phi^2} \psi_{,2} = \omega, \quad q_{,2} + l q_{,1} = 0. \quad (22)$$

2) β является функцией только от Φ , тогда из (15) с учетом (22) легко усмотреть

$$\beta_{,1} = 0, \quad \alpha_{,2} + l \alpha_{,1} = 0. \quad (23)$$

Последнее предположение можно считать физическим следствием (8) и (9), т. е. в определенной степени обоснованным. Эти предположения значительно упрощают вид (11)—(16) и тем самым решение задачи. В частности, интегрируя вытекающее из (14) уравнение

$$\left(l_{,1} + \frac{l}{\rho} \right) = \beta_{,2} - \frac{b^2 \psi_{,2}^2}{2 \Phi^3} + 4\pi \Phi e^{2\beta} (\varepsilon + 3P) \equiv L(\Phi), \quad (14a)$$

найдем

$$l = \frac{\rho L(\Phi)}{2} + \frac{c f_0(\Phi)}{\rho}, \quad (24)$$

где c — константа интегрирования, f_0 — произвольная функция Φ . Упростим уравнение (13), принимая во внимание условие (22) и (24), и затем проинтегрируем его, учитывая (24), что дает

$$e^{-2\alpha} = \frac{1}{\rho^2} [\rho^4 f(\Phi) + \rho^2 F(\Phi) + c^2 f_0^2 e^{-2\beta}], \quad (25)$$

где

$$f(\Phi) = 8\pi P + \omega^2 - \frac{L(\Phi)}{4\pi} [4 + \Phi L(\Phi)] e^{-2\beta}, \quad (26)$$

а $F = F(\Phi)$ — произвольная функция. На оси симметрии пространство-время должно быть локально-псевдоевклидовым, следовательно, $c = 0$, $F = 1$. Таким образом,

$$l = \rho \frac{L(\Phi)}{2}, \quad (24a)$$

$$e^{-2\alpha} = 1 + \rho^2 f(\Phi). \quad (25a)$$

Уравнение для функции $L(\Phi)$ легко получить из (12) и (14, а):

$$\begin{aligned} L_{,2} - L \left[\frac{1}{\Phi} + \frac{L}{2} + 2\Phi e^{2\beta} (\omega^2 - 2\pi (\varepsilon + 3P)) \right] = \\ = 2e^{2\beta} [\omega^2 - 4\pi (\varepsilon + P)], \end{aligned} \quad (27)$$

а условие интегрируемости метрического коэффициента q вместе с (19), (22), (23) и (14а) позволяет найти уравнение, определяющее $\psi = \psi(\Phi)$ в виде

$$\psi_{,2} - \psi_{,1} \left[\frac{3}{\Phi} + 2\Phi e^{2\beta} (\omega^2 - 2\pi(\varepsilon + 3P)) \right] = 0. \quad (28)$$

Итак, решение сформулированной задачи определяется системой следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{(P + \varepsilon)} &= -\frac{d\Phi}{\Phi}, \quad P = P(\varepsilon), \\ \beta_{,2} &= L(\Phi) + 2\Phi e^{2\beta} [\omega^2 - 2\pi(\varepsilon + 3P)], \\ L_{,2} - L \left\{ \frac{1}{\Phi} + \frac{L}{2} + 2\Phi e^{2\beta} [\omega^2 - 2\pi(\varepsilon + 3P)] \right\} &= \\ &= 2e^{2\beta} (\omega^2 - 4\pi(\varepsilon + P)), \end{aligned} \quad (29)$$

$$\omega_{,2} - \omega \left[\frac{1}{\Phi} - L(\Phi) \right] = 0,$$

$$e^{-2\alpha} = 1 + \rho^2 f(\Phi), \quad l = \frac{1}{2} \rho L(\Phi),$$

$$f(\Phi) = 8\pi P + \omega^2 - L e^{-2\beta} [4 + \Phi L(\Phi)] / 4\Phi,$$

$$q_{,1} = -2\rho e^\alpha \omega / \Phi, \quad q_{,2} + l q_{,1} = 0.$$

4. *Вакуумное решение.* Положим $\varepsilon = P = 0$. Первый интеграл уравнения (28)

$$\psi_{,2} = \frac{2\Phi^3}{\sqrt{a^4 - b^2 \Phi^4}}, \quad \alpha = \text{const},$$

поэтому

$$\omega^2 = \frac{b^2 \Phi^2 e^{-2\beta}}{a^4 - b^2 \Phi^4}. \quad (30)$$

Ключевое уравнение (27) для $L = L(\Phi)$, подстановкой $y = \frac{L}{\Phi} \sqrt{a^4 - b^2 \Phi^4}$ сводится к уравнению Рикати

$$y_{,2} = \frac{\Phi(y^2 + 4b^2)}{2\sqrt{a^4 - b^2 \Phi^4}},$$

решение которого дает

$$L(\Phi) = \frac{2\Phi}{\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4}} \times \frac{a^2(1 - k^2b^2) + (1 + k^2b^2)\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4}}{2a^2k - (1 + k^2b^2)\Phi^2}. \quad (31)$$

Используя это выражение, легко найти

$$e^\beta = 2C a^2(1 + k^2b^2) \times \frac{(1 - k^2b^2)\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4} + a^2(1 + k^2b^2) - 2kb^2\Phi^2}{\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4}(2a^2k - (1 + k^2b^2)\Phi^2)}. \quad (32)$$

Для определения вида метрического коэффициента q , интегрируя (29), получим

$$q = A(\Phi) - \frac{2b e^{-(a+b)}}{f(\Phi)\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4}}.$$

Используя затем $q_{,2} + l q_{,1} = 0$, учитывая условие $a_{,2} + l a_{,1} = 0$, найдем для $A = A(\Phi)$

$$A_{,2}(\Phi) = e^{-a} \left[\frac{2b e^{-\beta}}{f(\Phi)\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4}} \right]_{,2}.$$

Нетрудно убедиться, что выражение в квадратных скобках есть константа, которую обозначим $2bD$, поэтому ясно, что $A_{,2}(\Phi) = 0$, т. е. $A = \text{const}$. Выберем A так, чтобы на оси q ($\rho \rightarrow 0$) $\sim \rho^2$, тогда

$$q = -2bD(e^{-a} - 1), \quad (33)$$

где

$$D = \frac{e^{-\beta}}{f(\Phi)\sqrt{a^4 - b^2\Phi^4}}. \quad (34)$$

Сравнивая далее (34) и (32), можно выяснить, что

$$D = - \frac{C(1 + k^2b^2)}{2ka^2}. \quad (34a)$$

Соотношения (32) и (33) удобно переписать в эквивалентном виде:

$$e^{2\beta} = \frac{C^2(1 + k^2b^2)}{4k^2a^4} (a^4 - b^2\Phi^4) \left[\frac{L^2}{4} + \frac{L}{\Phi} - \frac{b^2\Phi^2}{a^4 - b^2\Phi^4} \right], \quad (32a)$$

$$q = \frac{Cb}{ka^2} (1 + k^2b^2) (e^{-a} - 1). \quad (33a)$$

Таким образом, найденные выше метрические коэффициенты l (24а), $e^{2\alpha}$ (25а), а также выражения для f (26), ω (30) и L (31), вместе со значениями $e^{2\beta}$ (22а) и q (33а), дают полное решение задачи о стационарном осесимметричном гравитационном поле вне источника.

Проинтегрировав (10) с учетом выражения $e^{2\alpha}$ из (29) найдем форму «эквипотенциальной поверхности» $\Phi = \Phi_0$:

$$(z - z_0)^2 + r^2 = \frac{1}{|f(r_0)|} \quad (35)$$

Рассмотрим два частных случая.

а) Выберем $b = 0$ и $2ka^2 = 1$. Тогда

$$i = \frac{2\rho \Phi}{1 - \Phi^2}, \quad e^{\beta} = \frac{4C a^2}{(1 - \Phi^2)^2}, \quad (36)$$

$$e^{-2\alpha} = 1 - \left| \frac{\rho}{2C a^2} (1 - \Phi^2) \right|^2,$$

Если ввести далее

$$r = \frac{2m}{1 - \Phi^2}, \quad \sin\theta = \frac{\rho}{2m} (1 - \Phi^2)$$

и положить $Ca^2 = m$ (m — масса источника), то найденное решение преобразуется в известное решение Шварцшильда.

б) Выберем $2ka^2 = 1 + k^2b^2$. Тогда наше решение можно свести к решению НУТ [10],

$$dS^2 = B(r) (dt + 2l \cos\theta d\varphi)^2 - dr^2 B(r) - (r^2 + l^2) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (37)$$

положив

$$\rho^2 = (r^2 + l^2) \sin^2\theta, \quad q = -2l \cos\theta,$$

$$\Phi^2 = B(r) = \frac{r^2 - 2Mr - l^2}{r^2 + l^2}.$$

При этом необходимо выбрать константы a, b, C так, чтобы

$$M = C \sqrt{a^4 - b^2}, \quad l = b C.$$

Примечательно, что константа решения НУТ- M связана со шварцшильдовской массой источника m соотношением $M = \sqrt{m^2 - l^2}$ и совпадает с ней при $b = 0$.

5. *Внутреннее решение в статическом случае.* Будем считать, что вещество рассматриваемой конфигурации — несжимаемая жидкость, т. е. $\epsilon = \epsilon_0 = \text{const}$. Интегрируя условие гидростатического равновесия, найдем в этом случае.

$$1 + P/\epsilon_0 \equiv 1 + p = \frac{\Phi_s}{\Phi}, \quad (38)$$

а дифференциальные уравнения для β и L из системы (29) в статическом случае $\omega = 0$ можно свести к уравнению для функции $V = e^{-2\beta}$,

$$V_{,22} = \frac{3V^2}{4V} + \frac{V_{,2}}{\Phi} - \frac{8\pi\epsilon_0(3\Phi_s - 2\Phi)V_{,2}}{V} + \\ + \frac{16\pi^2\epsilon_0^2(3\Phi_s - 2\Phi)^2}{V} - 8\pi\epsilon_0\frac{\Phi_s}{\Phi}, \quad (39)$$

частное решение которого

$$V = e^{-2\beta} = \frac{2}{3}\pi\epsilon_0[1 - (3\Phi_s - 2\Phi)^2] \quad (40)$$

дает

$$L = \frac{4(3\Phi_s - 2\Phi)}{1 - (3\Phi_s - 2\Phi)^2} = \frac{2l}{\rho}, \quad (41)$$

$$e^{-2\alpha} = 1 - \frac{8\pi\epsilon_0}{3}\rho^2/(1 - (3\Phi_s - 2\Phi)^2). \quad (42)$$

Подставив в (40)—(42)

$$2\Phi = 3\Phi_s - \sqrt{1 - \frac{8\pi\epsilon_0}{3}r^2}, \quad (43)$$

$$\rho = r \sin\theta,$$

получим в результате известное внутреннее решение Шварцшильда, причем

$$\Phi_s = \sqrt{1 - \frac{2m}{r_s}} = \frac{1 + p_c}{1 + 3p_c}, \quad (44)$$

$$\frac{1}{1 + 3p_c} \leq \Phi < \Phi_s.$$

6. *Заключение.* Таким образом, в сопутствующей СО, используя нетрадиционную калибровку так, чтобы метрические коэффициенты служили бы в качестве «существенных» координат, удалось значительно упростить

уравнения Эйнштейна для стационарных осесимметричных гравитационных полей — свести их к системе обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Результаты численного решения уравнений внутренней задачи предполагается опубликовать в одной из последующих работ. Ясно, что физический смысл констант найденного выше точного вакуумного решения можно будет определить лишь после интегрирования системы (29). Однако, поскольку это вакуумное решение содержит как частные случаи решения Шварцшильда и НУТ, весьма правдоподобно предположить, что Ca^2 — масса источника, а b — параметр, связанный со стационарностью поля.

Авторы признательны участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

A NEW APPROACH TO THE SOLUTION OF THE AXISYMMETRIC STATIONARY GR'S EQUATIONS

G. HAROUTYUNIAN, V. PAPOYAN

It is shown that the GR equations describing the axisymmetric stationary fields can be essentially simplified if one chooses at the coordinates two of the metric coefficients and makes a transfer to the co-moving frame. The field equations for the internal region of the rotating object are given, the matter state of which is described by one — parametric equation. The vacuum solution has been found which in the absence of rotation is reduced to the Schwarzschild solution and for the next special case to the NUT solution. It is shown that for the static case and for the incompressible fluid the solution of this problem is similar with the internal Schwarzschild solution.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett., 11, 237, 1963.
2. A. Tomimatsu, H. Sato, Progr. Theor. Phys. 50, 95, 1973.
3. I. V. Hartle, K. S. Thorne, Astrophys. J., 153, 807, 1968.
4. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 5, 415, 1969.
5. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
6. Д. Крамер и др. Точные решения уравнений Эйнштейна, Энергоиздат, М., 1982.
7. S. Voulanos, D. Sklavonites, J. Math. Phys. 26, 2275, 1985.
8. Ю. С. Владимиров, Системы отсчета в теории гравитации, Энергоиздат, М., 1982.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
10. E. Newman, L. Tamburino, T. Unti, J. Math. Phys., 4, 915, 1963.

УДК: 52:530.12:531.51

МОДИФИКАЦИЯ РЕШЕНИЯ НУТ И ЕГО ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Р. М. АВАКЯН, Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 10 апреля 1990

Принята к печати 25 апреля 1990

Физическая интерпретация известного решения НУТ наталкивается на существенные трудности, обусловленные некоторыми погрешностями этого решения. Показано, что часть этих недостатков устраняется в модифицированном варианте решения НУТ, который, по существу, является частным случаем найденного недавно Г. Арутюнян и В. Папосян точного решения уравнений Эйнштейна для случая стационарных осесимметричных гравитационных полей. Показано также, что отсутствие асимптотической псевдоевклидовости модифицированного варианта решения НУТ можно объяснить выбором следяльной системы отсчета и устранить переходом к другой системе.

1. *Решение НУТ.* Число известных в настоящее время точных вакуумных решений уравнений Эйнштейна, описывающих стационарные осесимметричные гравитационные поля, сравнительно невелико. Одно из них — решение НУТ [1] — обычно записывают в виде:

$$dS^2 = B(r) (dt + q d\varphi)^2 - \frac{dr^2}{B(r)} - (r^2 + n^2) (d\psi^2 + \sin^2\psi d\varphi^2), \quad (1)$$

где

$$B(r) = \frac{r^2 - 2Mr - n^2}{r^2 + n^2}, \quad q = 2a \cos\theta. \quad (2)$$

Приравняв нулю постоянную n , которая обуславливает стационарность поля, придем к шварцшильдовскому выражению для метрической формы (1), поэтому другую константу M интерпретируют как массу источника. Остановимся на тех недостатках решения НУТ, которые нетрудно обнаружить: 1) Если центральное тело и созданное им гравитационное поле симметричны относительно экваториальной плоскости, то соответствующее выражение для метрической формы должно быть инвариантно относительно замены $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Такой инвариантностью не обладает решение НУТ. 2) На оси симметрии пространство — время должно быть ло-

кально псевдоевклидовым (условие регулярности на оси — см., например, [2]). Для осесимметричной стационарной метрики это означает, что при $\theta \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow \pi$ метрический коэффициент g_{33} должен определенным образом стремиться к нулю. Это условие не выполнено для (1), поскольку на оси вращения $q = q(\theta)$ в нуль не обращается. 3) Решение НУТ не является асимптотически плоским.

2.) *Модифицированное решение НУТ.* Недавно Г. Арутюнян и В. Папояном было найдено точное решение вакуумных уравнений Эйнштейна для стационарного осесимметричного случая [3, 4]. Решение удалось найти, калибруя метрику так, чтобы в качестве координат были бы использованы два из шести, исчезающих в рассматриваемом случае, метрических коэффициента:

$$dS^2 = \Phi^2 (dt - q d\varphi)^2 - e^{2\alpha} (d\rho - l d\Phi)^2 - e^{2\beta} d\Phi^2 - \rho^2 d\varphi^2, \quad (2)$$

где величины q , α , l , β являются функциями координат ρ и Φ . В „сопутствующей“ системе отсчета

$$e^{2\alpha} = [1 - \rho^2 f(\Phi)]^{-1},$$

$$= - \frac{Cb(1 + k^2 b^2)}{ka^2} (1 - e^{-\alpha}),$$

$$e^{2\beta} = \frac{C^2(1 + k^2 b^2)}{4k^2 a^4} \left[\frac{L}{4\Phi} (L\Phi + L)(a^4 - b^2 \Phi^4) - b^2 \Phi^2 \right], \quad (3)$$

$$l = \frac{1}{2} \rho L(\Phi).$$

Здесь

$$f(\Phi) = \frac{2k a^2 e^{-\beta}}{C(1 + k^2 b^2) \sqrt{a^4 - b^2 \Phi^4}}, \quad (4)$$

$$L(\Phi) = \frac{2\Phi}{\sqrt{a^4 - b^2 \Phi^4}} \times$$

$$\times \frac{a^2(1 - k^2 b^2) + (1 + k^2 b^2) \sqrt{a^4 - b^2 \Phi^4}}{2ka^2 - (1 + k^2 b^2) \Phi^2}.$$

Выберем константы так, чтобы $2ka^2 = 1 + k^2 b^2$; тогда, если принять, что координаты ρ и Φ связаны со „сферическими“ r и θ , согласно

$$\Phi^2 = \frac{r^2 - 2Mr - n^2}{r^2 + n^2}, \quad \rho^2 = (r^2 + n^2) \sin^2 \theta, \quad (5)$$

то в этом случае вместо (3) получим

$$dS^2 = B(r) (dt + q d\varphi)^2 - \frac{dr^2}{B(r)} - (r^2 + n^2) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (6)$$

$$B(r) = \frac{r^2 - 2Mr - n^2}{r^2 + n^2}, \quad q = 2n(1 - |\cos\theta|),$$

причем $n = Cb$, $M = C\sqrt{a^4 - b^2}$.

Внешнее сходство (6) и (1) служит основанием для того, чтобы назвать частное решение (6) модифицированным решением НУТ (МНУТ).. Легко видеть, что оно в отличие от (1) инвариантно относительно замены $\theta \rightarrow \pi - \theta$ и регулярно на оси. Чем вызвана такая разница между (6) и (1)? Ответ на этот вопрос можно получить, проследив за ходом решения уравнений Эйнштейна. При выводе (3) одна из констант определена требованием локальной псевдоевклидовости на оси и оказалась отличной от нуля. Если же, не считаясь с условием регулярности на оси, выбрать ее равной 0, то, в результате аналогичного вышеописанному переходу к частному случаю, получим (1). Таким образом, первые две из перечисленных выше погрешностей решения НУТ являются следствием пренебрежения физически обоснованным условием регулярности осесимметричных решений на оси. Поэтому, на наш взгляд, попытки физической интерпретации решения НУТ скорее всего должны оказаться безуспешными. Более важным, чем предыдущий, является вопрос — можно ли считать оба решения, как НУТ, так и МНУТ, нефизическими, поскольку они асимптотически не плоские (q не обращается в нуль на пространственной бесконечности)? Далее будет показано, что этот недостаток обусловлен «неудачным» (в то же время упрощающим решение уравнений) выбором системы отсчета (СО). Другими словами, то обстоятельство, что g_{03} не обращается в нуль на больших расстояниях, можно объяснить локальным эффектом «вращения» используемой СО.

3. Системы отсчета. В каждой точке гравитационного поля вокруг любого тела, стационарно вращающегося относительно системы отсчета, связанной с неподвижным наблюдателем (НСО), существует эффект увлечения локально-инерциальной системы. Пусть ω_2 есть угловая скорость увлечения этой локально-инерциальной системы (СО (2)) относительно НСО. Известно, что если $\omega_2 \sim \frac{2J}{R^3}$ (здесь J — момент импульса, R — расстояние от центра источника поля), то соответствующее пространство — время является асимптотическим-плоским (см., например [5]).

Предположим, в соответствии с последним замечанием раздела 2, что решение (6) получено в системе отсчета (назовем ее СО (0)), локально

«вращающейся» относительно НСО с угловой скоростью ω_0 . Преобразованием

$$d\varphi = d\varphi + \omega_1 dt, \quad \omega_1 = \frac{qB}{(r^2 + n^2) \sin^2\theta - q^2 B} \quad (7)$$

метрика (6) локально приводится к виду с равным нулю метрическим коэффициентом g_{03} . Это означает переход к новой системе отсчета — СО (1), которая «вращается» относительно СО (0) с угловой скоростью ω_1 . Из сравнения угловых скоростей «увлечения» в описанных системах отсчета можно заключить, что $\omega_2 = \omega_0 + \omega_1$, т. е. СО(0), в которой получено решение (6), в каждой точке (r, θ) «вращается» относительно НСО с угловой скоростью

$$\omega_0 = \omega_2 - \omega_1. \quad (8)$$

Поскольку на больших расстояниях $r \approx R$, а $\omega_2 \sim \frac{1}{R^2}$, $\omega_1 \sim 1/R^2$, то линейная скорость $V_0 = \omega_0 R$ движения каждой точки СО (0) относительно НСО стремится к нулю на бесконечности. Поэтому СО (0) может быть осуществлена реальными телами,

Преобразуем метрику (6) так, чтобы

$$d\varphi = d\varphi - \omega_0 dt,$$

и, отбрасывая штрихи, перепишем ее в виде

$$dS^2 = \frac{(r^2 - 2Mr - n^2) \sin^2\theta}{z^2} \frac{dr^2}{B(r)} - (r^2 + n^2) dt^2 - z^2 (d\varphi - \omega_2 dt)^2, \quad (9)$$

где

$$z^2 = (r^2 + n^2) \sin^2\theta - q^2 B.$$

Асимптотическая, на больших расстояниях, псевдоевклидовость (9) очевидна.

Таким образом, найдено новое осесимметричное стационарное решение вакуумных уравнений Эйнштейна, которое регулярно на оси, симметрично относительно экваториальной плоскости и асимптотически псевдоевклидово. Угловая скорость увлечения инерциальной СО в пространстве — времени, описываемом (9), задается выражением (8).

Авторы признательны участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за полезные обсуждения.

THE MODIFICATION AND PHYSICAL INTERPRETATION OF
NUT SOLUTION

R. AVAKYAN, G. HAROUTYUNIAN, V. PAPOYAN

The physical interpretation of the known NUT's solution is met with essential difficulties caused by some uncertain ties of the solution. It is shown that these shortcomings can be partially overcome in the modified version of NUT solution which is actually the special case of the exact solution of Einstein equations for the case of stationary axisymmetric gravitational field, found recently by G. Haroutyuanian and V. Papoyan. It is also shown that the absence of asymptotical pseudo-euclidity of the modified version of NUT solution can be explained by special choice of frame and it can be eliminated by a transition to another frame.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Newman, L. Tamburino, T. Unti, J. Math. Phys., 4, 915, 1963.
2. И. Д. Новиков, В. П. Фролов, Физика черных дыр. Наука, М., 1986.
3. В. В. Папоян, Тр. семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны» (Дубна, 11—13 мая, 1988 г), ОИЯИ Р2-89-138, Дубна, 1989, стр. 74.
4. Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, Астрофизика, 32, 465, 1990.
5. С. Чандрасекар, Математическая теория черных дыр, Мир, М., 1986.

УДК: 521.14

ГРУШЕВИДНЫЕ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ С ВНУТРЕННИМИ ТЕЧЕНИЯМИ. I. ДВУМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 27 июня 1989

Принята к печати 7 июня 1990

Поставлена и в первом по возмущению приближении решена задача о существовании двумерных грушевидных фигур равновесия с внутренним полем скоростей. Разработан прямой метод определения точек бифуркации грушевидных фигур от равновесных жидких эллиптических цилиндров с внутренними течениями. Проведено вычисление таких точек и, в частности, установлено, что в интервале отношения полуосей $1/3 < \frac{a_2}{a_1} < 0.4844544$ бифуркация от эллиптических цилиндров с любым значением величины $l = \zeta/\Lambda$ не происходит. Для грушевидных фигур, бесконечно близких к исходным эллиптическим цилиндрам, найдены все характеристики, в том числе геометрическая форма линий тока, само поле скоростей и гравитационный потенциал. Обнаружено существование двумерного вихревого движения жидкости с однородной завихренностью в полостях неэллипсоидальной формы.

1. *Введение.* Прошло более века, как А. М. Ляпунов [1] и А. Пуанкаре [2] независимо друг от друга установили, что в окрестности определенных сфероидов Маклорена и эллипсоидов Якоби (их множество бесконечное, но все-таки счетное) существуют диковинные неэллипсоидальные фигуры равновесия*. Это блестящее открытие дало толчок развитию новых аналитических методов. К слову, возможности математического аппарата до сих пор не позволяют провести полный нелинейный анализ данной проблемы и пока остается тайной, что же представляют собой неэллипсоидальные фигуры на большинстве экзотических последовательностей вне малой окрестности от исходных эллипсоидов. Численные расчеты японских авторов [4—8] лишь отчасти прояснили ситуацию.

* В указанных работах исследователи ограничились лишь первым приближением. Безукорынно строгое доказательство существования неэллипсоидальных фигур от носительного равновесия дано Ляпуновым [3].

Пристальное внимание исследователей привлекла уже первая точка бифуркации на последовательности эллипсоидов Якоби, где берет начало последовательность грушевидных конфигураций. Согласно гипотезе Пуанкаре и Дарвина, если деформация исходного эллипсоида уже началась, то вдоль означенной последовательности грушевидность формы будет выявляться все более отчетливо и это приведет к делению вращающейся «груши» на две отдельные жидкие массы. В дальнейшем гипотеза не подтвердилась. С нашей точки зрения, намек на иную судьбу грушевидной фигуры виден уже в том, что перешеек «груши», едва угадываемый у первого члена ряда [9], отнюдь не становится более выраженным у фигуры во втором приближении [10]. Как известно, Ляпунов в полемике с теми же Пуанкаре и Дарвиным пришел к заключению о вековой неустойчивости всех грушевидных фигур данной последовательности; так что говорить о квазиравновесной эволюции вдоль нее вообще не имеет смысла. Правда, как считается в [11], при некоторых благоприятствующих обстоятельствах деление грушевидной фигуры могло бы произойти катастрофически быстро за характерное время динамической эволюции. Однако и такая возможность деления не может быть реализована, т. к. последовательность грушевидных фигур «заканчивается» членом, у которого на суженном конце появляется «носик» (особая точка, где центробежная и гравитационная силы уравновешены) [6].

Выше речь шла исключительно о неэллипсоидальных фигурах относительного равновесия, ответвляющихся от эллипсоидальных фигур без внутренних течений. Но последние — лишь частный случай среди многочисленного класса равновесных эллипсоидов с внутренним линейным полем скоростей, названных Чандрасекаром [12] эллипсоидами Римана. Вопрос, который нас интересует, заключается в следующем: существуют ли фигуры равновесия после малой деформации эллипсоидов Римана, превращающей их поверхности в поверхности третьего, четвертого и более высокого порядка? Аналитическими методами эта проблема, представляющая собой существенное расширение задачи Ляпунова и Пуанкаре, до нас не рассматривалась. В связи с этим с сожалением приходится заметить, что попытка японских авторов [13] исследовать численным методом некоторые последовательности неэллипсоидальных фигур равновесия с внутренними течениями, является, как мы доказали, совершенно ошибочной. Ошибка у этих авторов — в самом подходе к проблеме: совершенно не исследуя сложного механизма бифуркации трехосных эллипсоидов в грушевидные (в частности!) фигуры, они полагают поле скоростей в последних тем же двумерным, каким оно является исходных у S -эллипсоидов Римана. Но как мы доказываем во второй части работы, при деформации S -эллипсоидов Римана в грушевидные фигуры двумерный характер внутреннего поля скоростей неизбежно будет нарушен.

В данной работе, состоящей из двух частей, задача о грушевидных фигурах с внутренними течениями поставлена и решена аналитическим методом. Задача оказалась весьма непростой, поэтому она решалась в два этапа. На первом этапе исследуется двумерный случай, что объясняется значительным упрощением технических трудностей при изучении двумерных аналогов грушевидных фигур. Кстати, для цилиндров с внутренними течениями ранее не были известны даже нейтральные точки по отношению к третьим гармоникам. Во второй части данной работы исследуются трехмерные грушевидные конфигурации.

2. *Невозмущенный эллиптический цилиндр с внутренними течениями.* Равновесие и устойчивость этой фигуры подробно исследовалось в монографии [14]. На срезе сечения цилиндра с полуосями $a_1 \geq a_2$ семейство линий тока описывается формулой

$$S(x_1, x_2, m) = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} - m^2 = 0, \quad (1)$$

где параметр $0 \leq m \leq 1$. При $m = 1$ получим граничное сечение цилиндра. Поле скоростей в собственной вращающейся системе координат цилиндра

$$u_1 = \frac{\lambda}{n} x_2, \quad u_2 = -\lambda n x_1, \quad (n = a_2/a_1), \quad (2)$$

где величина λ связана с вихрем поля скоростей $\zeta = \frac{\partial u_2}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_2}$:

$$\lambda = -\frac{n}{1+n^2} \zeta. \quad (3)$$

Данная фигура равновесия имеет два свободных параметра n и f :

$$0 \leq n < 1; \quad 0 \leq |f| = \frac{|k|}{\Omega} < \infty. \quad (4)$$

Квадрат угловой скорости цилиндра с внутренними течениями равен

$$\Omega^2 = \frac{\Omega_0^2}{1 + \varphi^2}, \quad \text{где } \varphi = -\frac{\lambda}{\Omega} = \frac{nf}{1+n^2}, \quad (5)$$

причем

$$\Omega_0^2 = \pi G \rho \frac{4n}{(1+n)^2} \quad (6)$$

есть квадрат угловой скорости цилиндра того же сечения, но без внутренних течений. Давление представлено формулой

$$p = p_0 \left(1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} \right), \quad (7)$$

в которой давление на оси симметрии цилиндра равно

$$p_0 = 2\pi G \rho^2 a_1^2 \frac{n^2}{(1+n)^2} \frac{(1-\Phi)^2}{1+\Phi^2}. \quad (8)$$

Выражение для гравитационного потенциала однородного цилиндра

$$\varphi(\vec{x}) = 2G\rho \int_S \int_S \ln \frac{1}{r} dS', \quad (r^2 = (x_1 - x_1')^2 + (x_2 - x_2')^2) \quad (9)$$

в итоге записывается формулой

$$\varphi(\vec{x}) = \pi G\rho (\text{const} - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2); \quad A_1 = \frac{2n}{1+n}, \quad A_2 = \frac{2}{1+n}. \quad (10)$$

3. *Линии тока и поле скоростей в грушевидной фигуре.* Всем точкам жидкого эллиптического цилиндра придадим бесконечно малое компланарное лагранжево смещение $\vec{\xi}(\vec{x})$; в результате элемент с координатами \vec{x} переместится в новое положение $\vec{x} + \vec{\xi}(\vec{x})$. Подчеркнем, что мы имеем дело со стационарным полем вектора смещения $\vec{\xi}(\vec{x})$, т. е. координаты и другие свойства сравниваемых смещенного и несмещенного жидкого элемента мы фиксируем в один и тот же момент времени. В частности, при таком смещении должны сохраняться периоды обращения жидких частиц (нетривиальное обстоятельство, на которое обратим особое внимание). Условие малости смещения играет роль связующего звена между исходной и возмущенной конфигурациями и позволит нам воспользоваться рядами Тейлора.

По определению, деформированное семейство линий тока находится из формулы

$$\vec{S}(x_1, x_2, t) = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} - m^2 - \xi_i \frac{\partial S}{\partial x_i} - \frac{1}{2} \xi_i \xi_j \frac{\partial^2 S}{\partial x_i \partial x_j} - \dots \quad (11)$$

Эйлерова же вариация (когда изменение величины определяется в фиксированной точке \vec{x}) скорости может быть представлена рядом

$$\delta \vec{u} = \Delta \vec{u} - \xi_i \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_i} - \frac{1}{2} \xi_i \xi_j \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial x_i \partial x_j} - \dots, \quad (12)$$

где через

$$\Delta \vec{u} = \frac{d\vec{\xi}}{dt} = u_1 \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial x_2} \quad (13)$$

обозначена лагранжева вариация, выражающая изменение скорости у фиксированного элемента жидкости при возмущении.

Обратим внимание на главное: в нашем случае в силу линейности невозмущенного поля скоростей (2) вторые производные в формуле (12) исчезнут, так что эйлерова вариация скорости будет содержать только линейные по компонентам ξ_i члены; в то же время, согласно (11), выражение для возмущенных линий тока, в силу вторых степеней по x_i в (1), наряду с линейными членами ξ_i будет содержать еще и квадратичные ξ_i^2 . Это означает, что если в первом по возмущению приближении найденное поле скоростей будет удовлетворять граничному условию

$$(u_1 + \delta u_1) \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_1} + (u_2 + \delta u_2) \frac{\partial \bar{S}'}{\partial x_2} = 0, \quad (14)$$

то уже во втором приближении (т. е. с учетом членов ξ_i^2) это граничное условие удовлетворяться не будет. Другими словами, предложенный метод не работает уже во втором по возмущениям приближении (это относится не только к гармоникам третьего, но и более высокого порядка). Сами серии неэллипсоидальных фигур здесь не обрываются, просто наш аналитический метод не позволяет идти далее первого приближения. Поэтому далее нам следует ограничиться грушевидными фигурами лишь в линейном по возмущению приближении*.

Конкретно, для получения грушевидных фигур смещение $\vec{\xi}(x)$ должно быть квадратичным по координатам и иметь вид

$$\xi_1 = S_0 + S_1 x_1^2 + S_2 x_2^2; \quad \xi_2 = -2 S_1 x_1 x_2, \quad (15)$$

где бесконечно малые величины S_0 , S_1 и S_2 не зависят от координат. Смещение (15) удовлетворяет требованию $\text{div } \vec{\xi} = 0$, что выражает сохранение плотности ρ при деформации однородного цилиндра в однородную же грушевидную фигуру.

Ограничиваясь, как уже говорилось выше, первым приближением, после подстановки ξ_1 и ξ_2 из (15) в формулы (11—13) находим: линии тока

* В частном случае отсутствия внутренних течений граничное условие (14) будет удовлетворяться тождественно.

$$\begin{aligned} \bar{S}(x_1, x_2, m) &= \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} - m^2 - \\ - \frac{2x_1}{a_1^2} \left[S_0 + S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_2^2 \right] &= 0; \end{aligned} \quad (16)$$

поправки к исходному полю скоростей (2)

$$\delta u_1 = -2\lambda n \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_1 x_2, \quad (17)$$

$$\delta u_2 = \lambda n \left[S_0 + 3S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_2^2 \right].$$

Для контроля легко убедиться, что найденные характеристики удовлетворяют граничному условию (14).

Теперь легко находим вихрь внутри грушевидной фигуры

$$\zeta = -\lambda n \left[1 + \frac{1}{n^2} - 2x_1 \left\{ S_2 + \left(3 - \frac{2}{n^2} \right) S_1 \right\} \right]. \quad (18)$$

Большого кинематические соображения дать нам не могут, и далее обратимся к уравнениям гидродинамики. Именно из них следует, в частности, существенное ограничение на величину вихря (18).

4. Уравнения гидродинамики и их первый интеграл. Движение однородной идеальной гравитирующей жидкости во вращающейся с угловой скоростью $\vec{\Omega}(0, 0, \Omega)$ системе отсчета описывается уравнением

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \text{grad} \left[-\frac{P}{\rho} + \varphi + \frac{\Omega^2}{2} (x_1^2 + x_2^2) \right] + 2[\vec{u} \vec{\Omega}]. \quad (19)$$

Здесь p —давление, φ —гравитационный потенциал, движение стационарно. С помощью известного тождества

$$(\vec{u} \nabla) \vec{u} = \frac{1}{2} \text{grad } \vec{u}^2 - [\vec{u} \text{rot } \vec{u}], \quad (20)$$

уравнение (19) записывается в виде

$$\text{grad} \left[-\frac{P}{\rho} + \varphi + \frac{\Omega^2}{2} (x_1^2 + x_2^2) - \frac{\vec{u}^2}{2} \right] + [\vec{u} (2\vec{\Omega} + \zeta)] = 0. \quad (21)$$

Полагая $u_3 = 0$ и считая движение жидкости двумерным, введем функцию тока $\psi(x_1, x_2)$

$$u_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial x_2}, \quad u_2 = -\frac{\partial \Psi}{\partial x_1}. \quad (22)$$

Тогда:

$$[\vec{u}(2\vec{\Omega} + \vec{\zeta})] = -(2\Omega + \zeta) \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_1} \vec{i}_1 + \frac{\partial \Psi}{\partial x_2} \vec{i}_2 \right) = -(2\Omega + \zeta) \text{grad} \Psi, \quad (23)$$

где $\zeta_3 = \zeta$ и $\zeta_1 = \zeta_2 = 0$. В итоге уравнение (21) приводится к виду

$$\text{grad} F = (2\Omega + \zeta) \text{grad} \Psi, \quad (24)$$

где мы обозначили

$$F = -\frac{P}{\rho} + \varphi + \frac{\Omega^2}{2}(x_1^2 + x_2^2) - \frac{u_1^2 + u_2^2}{2}. \quad (25)$$

Из уравнения (24) сразу видно, что $\text{grad} F \parallel \text{grad} \Psi$. Далее, взяв rot от обеих частей (24), приходим к равенству $[\text{grad} \Psi, \text{grad} \zeta] = 0$. Таким образом, геометрические места точек

$$\begin{aligned} F(\vec{x}) &= \text{const}, \\ \Psi(\vec{x}) &= \text{const}, \\ \zeta(\vec{x}) &= \text{const}, \end{aligned} \quad (26)$$

совпадают. Отсюда, в частности,

$$\zeta = \zeta(\Psi), \quad (27)$$

т. е. угловая скорость спинового вращения жидких частиц должна оставаться постоянной на линиях тока.

Выяснив это, вернемся к формуле (18). Легко видеть: чтобы удовлетворить требованию (27), надо положить

$$S_1 \left(3 - \frac{2}{n^2} \right) + S_2 = 0. \quad (28)$$

Мы приходим к интересному заключению: хотя внутреннее поле скоростей у грушевидной фигуры заведомо нелинейное и описывается полиномом второй степени от координат (см. формулы (17)), тем не менее завихренность этого поля от координат не зависит. Таким образом, течения с однородной завихренностью могут существовать как в эллипсоидальной, так при определенных условиях, и в неэллипсоидальной полостях. В нашем примере: сечение грушевидной фигуры — кривая третьего порядка. Более подробно об этом эффекте в нашей заметке [15].

Учитывая, что внутри исследуемого аналога грушевидной фигуры завихренность ζ не зависит от координат, из (24) получим первый интеграл

$$\frac{P}{\rho} = \gamma + \frac{\Omega^2}{2} (x_1^2 + x_2^2) - \frac{u_1^2 + u_2^2}{2} - (\zeta + 2\Omega) \Psi + \text{const.} \quad (29)$$

Соотношение (29) выполняется в любой точке грушевидной конфигурации и, конечно, описывает невозмущенный эллиптический цилиндр.

5. *Варьирование первого интеграла.* Прежде всего обратим внимание на одно обстоятельство, упрощающее последующие выкладки. Ни одна из интегральных характеристик, даваемых вириальным уравнением второго порядка [12]

$$\begin{aligned} 2T_{11} + \Omega^2 I_{11} + W_{11} + 2\Omega \int \rho u_2 x_1 dS = \\ = 2T_{22} + \Omega^2 I_{22} + W_{22} - 2\Omega \int \rho u_1 x_2 dS = 0, \end{aligned} \quad (30)$$

не должна иметь отличной от нуля первой вариации, поскольку деформация исходного эллиптического цилиндра в грушевидную фигуру осуществляется квадратичным по координатам лагранжевым смещением (15). Это происходит по той простой причине, что интеграл от нечетной функции координат, взятый по площади эллипса, конечно равен нулю. Следовательно, в нашем случае

$$\delta\Omega^2 = \delta\zeta = 0, \quad (31)$$

причем второе равенство следует просто из условия сохранения вихря. Полный вихрь $\zeta^{(0)} = 2\Omega + \zeta$ в нашей задаче также сохраняется.

Варьируя теперь выражение (29), с учетом равенств (31) получаем

$$\frac{\delta P}{\rho} = \delta\varphi - u_1 \delta u_1 - u_2 \delta u_2 - \Omega(2 + f) \delta\Psi. \quad (32)$$

Полное давление внутри грушевидной конфигурации получим, прибавив к δp из (32) невозмущенное давление p из (7):

$$p_i = p + \delta p. \quad (33)$$

Полное давление должно оставаться постоянным (или равным нулю, что безразлично) на поверхности грушевидной фигуры. Удовлетворяя последнему требованию, можно получить уравнение для определения точек бифуркации. Поучительно, однако, вывести такое уравнение несколько иначе. Вспомним, что вариация давления в сжимаемой жидкости дается уравнением

$$\delta p = -\gamma p \operatorname{div} \vec{\xi} - \vec{\xi} \operatorname{grad} p, \quad (34)$$

где γ есть отношение удельных теплоёмкостей. При переходе к жидкости несжимаемой $\gamma \rightarrow \infty$, поэтому, хотя у нас $\operatorname{div} \bar{\xi} = 0$, предел произведения $\gamma \operatorname{div} \bar{\xi}$ остаётся неопределённым. Однако, если мы хотим получить вариацию давления на границе грушевидной фигуры, где $p=0$, то неопределенность перехода от сжимаемой жидкости к несжимаемой исчезает и

$$\partial p|_s = -\bar{\xi} \operatorname{grad} p. \quad (35)$$

Подставляя в (35) выражения из (7) и (15), находим

$$\partial p'_s = 2p_0 \frac{x_1}{a_1^2} \left[S_0 + S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_2^2 \right]. \quad (36)$$

Теперь, сравнивая $\delta p/\rho$ из (36) с правой частью выражения (32), мы также сможем вывести уравнение для определения точек бифуркации.

Но для достижения этой цели требуется вычислить все вариации из правой части выражения (32). Прежде всего, с учетом (2) и (17) получим

$$u_1 \delta u_1 + u_2 \delta u_2 = -\lambda^2 x_1 \left[S_0 n^2 + 3S_1 n^2 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) (2 + n^2) x_2^2 \right]. \quad (37)$$

Далее, в силу

$$\delta u_1 = \delta \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_2} \right) = \frac{\partial}{\partial x_2} \delta \Psi, \quad \delta u_2 = -\delta \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_1} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_1} \delta \Psi, \quad (38)$$

после интегриации найдем и вариацию от функции тока

$$\delta \Psi = -\lambda n x_1 \left[S_0 + S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_2^2 \right]. \quad (39)$$

Конечно, последний результат получается и непосредственно из (16).

6. *Вариация гравитационного потенциала.* Вычисление этой вариации требует внимания. По определению,

$$\delta \varphi = 2G \rho \delta \int \ln \frac{1}{r} dS', \quad (40)$$

где интегрирование по площади невозмущенного эллипса. Далее,

$$\begin{aligned} \delta \varphi &= 2G \rho \int \xi_i(\vec{x}') \frac{\partial}{\partial x_i} \ln \frac{1}{r} dS' = -2G \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \int \xi_i(\vec{x}') \ln \frac{1}{r} dS' = \\ &= -2G \rho \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} \int \xi_1(\vec{x}') \ln \frac{1}{r} dS' + \frac{\partial}{\partial x_2} \int \xi_2(\vec{x}') \ln \frac{1}{r} dS' \right\}. \end{aligned}$$

Подставляя сюда выражения для смещений (15), получим

$$\delta\varphi = -S_0 \delta\varphi^{(0)} - S_1 \delta\varphi^{(1)} - S_2 \delta\varphi^{(2)}, \quad (41)$$

где обозначено

$$\delta\varphi^{(0)} = 2G\rho \frac{\partial}{\partial x_1} \int \ln \frac{1}{r} dS' = -\pi G\rho \frac{4n}{1+n} x_1; \quad (42)$$

$$\delta\varphi^{(1)} = 2G\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} \int x_1'^2 \ln \frac{1}{r} dS' - 2 \frac{\partial}{\partial x_2} \int x_1' x_2' \ln \frac{1}{r} dS' \right\}; \quad (43)$$

$$\delta\varphi^{(2)} = 2G\rho \frac{\partial}{\partial x_1} \int x_2'^2 \ln \frac{1}{r} dS'. \quad (44)$$

Способом Феррерса (о нем см. [12], стр. 72) находим интегралы типа

$$D_{ij}(\vec{x}) = 2G\rho \int x_i' x_j' \ln \frac{1}{r} dS'. \quad (45)$$

Получим выражения

$$\begin{aligned} \frac{D_{11}}{\pi G\rho} = & a_1^4 (A_{11} - A_{111} x_1^2 - A_{112} x_2^2) x_1^2 + \frac{a_1^2}{4} [B_1 - 2 \cdot B_{11} x_1^2 + B_{12} x_2^2] + \\ & + B_{111} x_1^4 + 2B_{112} x_1^2 x_2^2 + B_{122} x_2^4]; \end{aligned} \quad (46)$$

$$\frac{D_{12}}{\pi G\rho} = a_1^2 a_2^2 (A_{12} - A_{112} x_1^2 - A_{122} x_2^2) x_1 x_2; \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \frac{D_{22}}{\pi G\rho} = & a_2^4 (A_{22} - A_{122} x_1^2 - A_{222} x_2^2) x_2^2 + \frac{a_2^2}{4} [B_2 - 2(B_{12} x_1^2 + B_{22} x_2^2) + \\ & + B_{112} x_1^4 + 2B_{122} x_1^2 x_2^2 + B_{222} x_2^4]. \end{aligned} \quad (48)$$

Употребляющиеся здесь интегральные символы (где обозначено $\Delta^2 = (a_1^2 + u) \cdot (a_2^2 + u)$).

$$\begin{aligned} A_{ijk} = & a_1 a_2 \int_0^\infty \frac{du}{\Delta (a_i^2 + u) (a_j^2 + u) (a_k^2 + u)}; \\ B_{ijk} = & a_1 a_2 \int_0^\infty \frac{u \cdot du}{\Delta (a_i^2 + u) (a_j^2 + u) (a_k^2 + u)} \end{aligned} \quad (49)$$

оказываются равными (выпишем только те, которые понадобятся далее)

$$a_1^2 A_{11} = \frac{2n(2+n)}{3(1+n)^2}; \quad a_1^2 A_{12} = \frac{2}{(1+n)^2}; \quad a_2^2 A_{22} = \frac{2(1+2n)}{3(1+n)^2}. \quad (50)$$

$$B_{11} = \frac{2n(1+2n)}{3(1+n)^2}; B_{12} = \frac{2n}{(1+n)^2}; B_{22} = \frac{2(2+n)}{3(1+n)^2}. \quad (51)$$

$$a_1^4 A_{111} = \frac{2n}{15(1+n)^3} (3n^2 + 9n + 8); a_1^4 A_{112} = \frac{2(3+n)}{3(1+n)^3};$$

$$a_1^2 a_2^2 A_{122} = \frac{2(1+3n)}{3(1+n)^3}. \quad (52)$$

$$a_1^2 B_{111} = \frac{4n}{15(1+n)^3} (n^2 + 3n + 1); a_1^2 B_{112} = \frac{4n}{3(1+n)^3};$$

$$a_1^2 B_{122} = \frac{4}{3(1+n)^3}. \quad (53)$$

В итоге, выражение для вариации потенциала будет равно

$$\frac{\delta\varphi}{\pi G\rho} = x_1 \left\{ \frac{4n}{1+n} S_0 + S_1 a_1^2 \left[\frac{4n}{(1+n)^3} \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{12n_3}{(1+n)^3} \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{2n}{(1+n)^3} (1-2n) \right] + \right.$$

$$\left. + S_2 a_2^2 \left[-\frac{4n}{3(1+n)^3} \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{4n^3}{(1+n)^3} \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{2n}{(1+n)^3} \right] \right\}. \quad (54)$$

Легко проверить, что $\delta\varphi$ из (54) удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\nabla^2 \delta\varphi = 0 \quad (55)$$

7. Уравнение для определения точек бифуркации. Подставляя найденные первые вариации из (36), (37), (39) и (54) в уравнение (32), после преобразований приходим к такому уравнению

$$x_1 \left(Q_1 \frac{x_1^2}{a_1^2} + Q_2 \frac{x_2^2}{a_2^2} + Q_0 \right) = 0, \quad (56)$$

где обозначено

$$Q_1 = \left[\frac{2p_0}{\rho a_1^2} - \frac{4n}{(1+n)^3} - 3\lambda^2 n^3 - \Omega \lambda n (2+f) \right] S_1 a_1^2 + \frac{4n}{3(1+n)^3} S_2 a_2^2; \quad (57)$$

$$Q_2 = \left[-\frac{4p_0}{\rho a_1^2} + \frac{12n^3}{(1+n)^3} + 2\lambda^2 (2+n^2) + 2\Omega \lambda n (2+f) \right] S_1 a_1^2 +$$

$$+ \left[\frac{2p_0}{\rho a_1^2} - \frac{4n^3}{(1+n)^3} - \lambda^2 (2+n^2) - \Omega \lambda n (2+f) \right] S_2 a_2^2; \quad (58)$$

$$Q_0 = \left[\frac{2p_0}{\rho a_1^2} - \frac{4n}{1+n} - n^2 \lambda^2 - \Omega \lambda n (2+f) \right] S_0 + \\ + \frac{2n(1-2n)}{(1+n)^2} S_1 a_1^2 - \frac{2n}{(1+n)^2} S_2 a_2^2. \quad (59)$$

Так как в нашем случае уравнение ((32) записано на границе конфигурации, достаточно теперь потребовать, чтобы уравнение

$$Q_1 \frac{x_1^2}{a_1^2} + Q_2 \frac{x_2^2}{a_2^2} + Q_0 = 0 \quad (60)$$

совпадало с уравнением невозмущенного эллипса (1) при $m = 1$; отсюда сразу следует два уравнения для трех неизвестных S_0 , S^1 и S_2 :

$$Q_1 + Q_0 = Q_2 + Q_0 = 0. \quad (61)$$

Третье уравнение для неизвестных дано в ((28). Итак, мы имеем систему трех однородных алгебраических уравнений для трех неизвестных:

$$\begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ 0 & (3n^2 - 2) & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 a_1^2 \\ S_2 a_2^2 \end{pmatrix} = 0. \quad (62)$$

Чтобы существовало ненулевое решение этой системы, потребуем равенства нулю определителя

$$\begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ 0 & (3n^2 - 2) & 1 \end{vmatrix} = 0. \quad (63)$$

Коэффициенты

$$d_{11} = d_{11} = \frac{2p_0}{\rho a_1^2} - \frac{4n}{1+n} - n^2 \lambda^2 - \Omega \lambda n (2+f); \\ d_{12} = \frac{2p_0}{\rho a_1^2} - \frac{4n}{(1+n)^3} - 3n^2 \lambda^2 - \Omega \lambda n (2+f) + \frac{2n}{(1+n)^2} (1-2n); \\ d_{13} = - \frac{2n}{3(1+n)^3} (3n+1); \\ d_{23} = \frac{2p_0}{\rho a_1^2} - \frac{4n^3}{(1+n)^3} - \lambda^2 (2+n^2) - \Omega \lambda n (2+f) - \frac{2n}{(1+n)^2}; \\ p_{22} = - \frac{4p_0}{\rho a_1^2} + \frac{12n^3}{(1+n)^3} + 2\lambda^2 (2+n^2) + 2\Omega \lambda n (2+f) + \frac{2n}{(1+n)^2} (1-2n), \quad (64)$$

с помощью известных нам из разд. 2 формул будут равны

$$d_{11} = d_{21} = -\frac{4n}{(1+n)^2(1+\Phi^2)}; \quad d_{23} = -\frac{2n}{(1+n)^2(1+\Phi^2)}[\Phi^2(n+3) - n + 1];$$

$$d_{12} = -\frac{2n}{(1+n)^2(1+\Phi^2)}[\Phi^2(4n^2 + 4n^2 - 3n - 1) - n + 1];$$

$$d_{22} = \frac{2n}{(1+n)^2(1+\Phi^2)}[\Phi^2(5-n) - 5n + 1]; \quad (65)$$

$$d_{13} = -\frac{2n}{3(1+n)^2}(3n + 1).$$

Подставляя d_{ij} из (65) в (63) и раскрывая определитель, получим в итоге искомое уравнение

$$\frac{4n}{3 \cdot (1+n)^2(1+\Phi^2)} [2\Phi^2(3n^2 + 9n^2 - 3n - 1) + (1-3n)(1+3n^2)] = 0. \quad (66)$$

С учетом вида Φ из (5), последнее уравнение записывается в таком виде

$$f^2 = \frac{(3n-1)(3n^2+1)(1+n^2)^2}{2n^2(3n^2+9n^2-3n-1)}. \quad (67)$$

8. *Результаты расчетов для точек бифуркации.* Из уравнения (67) видно, что знак величины f не влияет на положение точек бифуркации, т. е. положение последних не зависит от направления внутренних течений в цилиндре. Неожиданный результат!

Из уравнения (67) непосредственно следует, что бифуркация грушевидной фигуры от эллиптического цилиндра относительного равновесия ($f=0$) осуществляется при $n_1 = 1/3^*$. В противоположном случае, когда цилиндр не вращается (у такой фигуры $|f| = \infty$) и поддерживает свою форму за счет одних только внутренних течений, точка бифуркации находится из уравнения

$$3n^2 + 9n^2 - 3n - 1 = 0. \quad (68)$$

Решая его, находим $n_2 = 0.4844544$. И так как $n_1 < n_2$, то цилиндр относительного равновесия более устойчив по отношению к превращению в грушевидную фигуру в сравнении с цилиндром, имеющим одни только внутренние течения. Во второй части работы мы убедимся, что та же ситуация и у трехмерных эллипсоидов.

* Этот частный результат ранее получил Джэкс [16].

В табл. 1 приведены некоторые из решений уравнения (67). Зависимость $|f|$ от n показана, кроме того, на рис. 1. Существо дела заключается в том, что пока

Таблица 1

СВОЙСТВА ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРОВ
С ВНУТРЕННИМИ ТЕЧЕНИЯМИ: НЕЙТРАЛЬНЫЕ
ТОЧКИ ПО ОТНОШЕНИЮ К ТРЕТЬИМ
ГАРМОНИКАМ, КВАДРАТ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ
И МОДУЛЬ ВИХРЯ

n	$ f $	$\frac{\Omega^2}{\pi G \rho}$	$\frac{1}{\sqrt{\pi G \rho}}$
0.01	68.668	0.0266	11.209
0.05	12.357	0.1315	4.4807
0.10	5.5198	0.2546	2.7344
0.15	3.3203	0.3667	2.0106
0.20	2.2318	0.4691	1.5287
0.25	1.5332	0.5663	1.1538
0.30	0.9115	0.6680	0.7450
1/3	0	0.7500	0
0.4844544	∞	0	0.8660
0.50	4.6771	0.1975	2.0787
0.55	2.4662	0.4393	1.6346
0.60	1.9821	0.5316	1.4447
0.70	1.6222	0.6129	1.2700
0.80	1.4849	0.6478	1.1551
0.90	1.4287	0.6628	1.1631
0.99	1.4143	0.6656	1.1547

$$0 \leq f^2 < 2 \quad (69)$$

— существует лишь один бифуркационный цилиндр; если же

$$2 \leq f^2 < \infty \quad (70)$$

— для каждого $|f|$ есть два бифуркационных цилиндра.

9. Величины, характеризующие грушевидную фигуру. Согласно уравнению (67), для каждого f существует один или два бифуркационных эллиптических цилиндра. Грушевидная фигура имеет то же f , что и исходный цилиндр. В дальнейшем целесообразно исключить величину f с помощью уравнения (67) из выражений, характеризующих грушевидную фигуру.

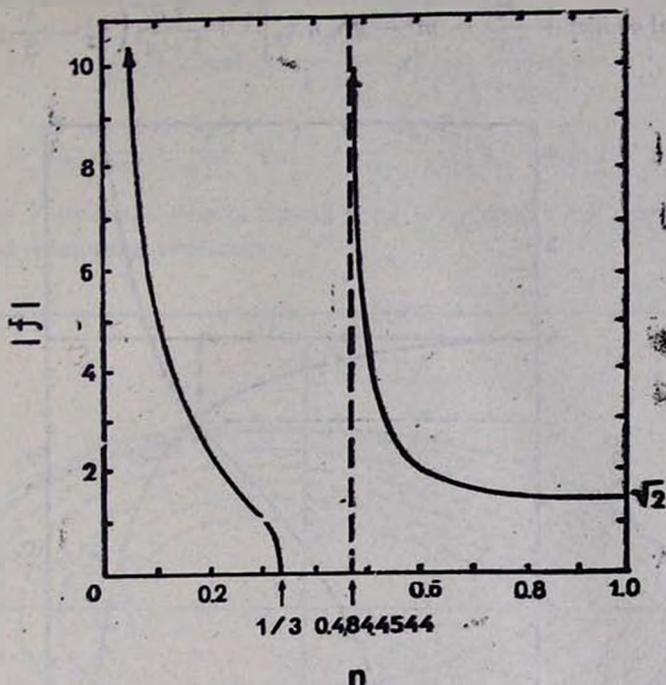


Рис. 1. Изменение $|f|$ с n у бифуркационных эллиптических цилиндров, нейтральных по отношению к третьим гармоникам. График состоит из двух ветвей. Точки $n = 0$ и $n_2 = 0.4844544$ — особые, интервал $1/3 < n < 0.4844544$ является запретным для нейтральных точек.

Для удобства примем

$$a_1 a_2 = 1, \text{ т. е. } a_1^2 = 1/n, a_2^2 = n. \tag{71}$$

Из уравнений (63) найдем отношения

$$\frac{S_1}{S_0} = -\frac{4n}{3(1-n^2)}; \quad \frac{S_2}{S_0} = -\frac{4(2-3n^2)}{3n(1-n^2)}. \tag{72}$$

Графики этих величин показаны на рис. 2. С учетом этого, выражение для лагранжева смещения, деформирующего цилиндр в грушевидную фигуру, будет иметь вид

$$\vec{\xi}(\vec{x}) = S_0 \left\{ \left[1 - \frac{4n}{3(1-n^2)} x_1^2 - \frac{4(2-3n^2)}{3n(1-n^2)} x_2^2 \right] \vec{i}_1 + \frac{8n}{3(1-n^2)} x_1 x_2 \cdot \vec{i}_2 \right\}. \tag{73}$$

Уравнение для линий тока принимает вид

$$\tilde{S}(x, m, n) = n x_1^2 + \frac{x_2^2}{n} - m^2 - 2S_0 n x_1 \left[1 + \frac{4n}{1-n^2} \left(x_2^2 - \frac{1}{3} x_1^2 \right) \right] = 0. \quad (74)$$

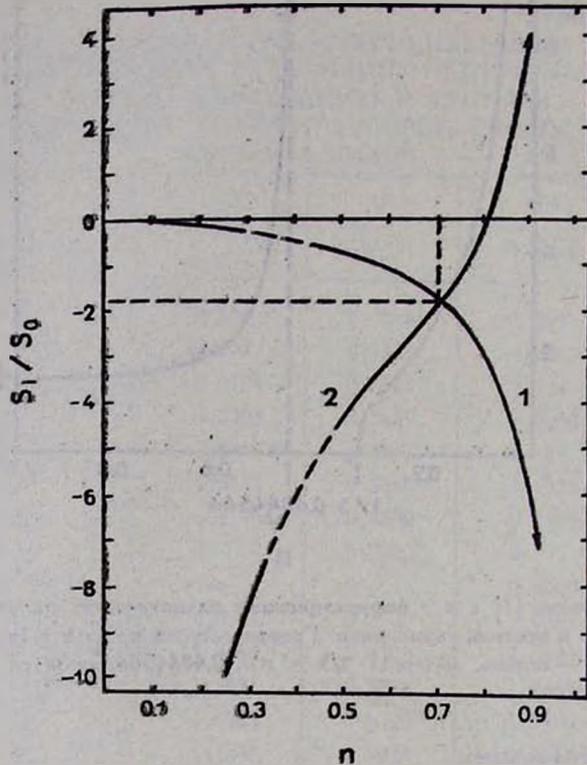


Рис. 2. Зависимость от n отношений бесконечно малых величин S_1/S_0 (цифра 1) и S_2/S_0 (цифра 2), характеризующих лагранжево смещение.

Кроме того, поле скоростей описывается формулами

$$u_1 = \frac{\lambda}{n} x_2 \left(1 - \frac{8n^2}{1-n^2} S_0 n x_1 \right); \quad (75)$$

$$u_2 = -\lambda n \left\{ x_1 - S_0 \left[1 + \frac{4n}{1-n^2} \left(x_2^2 - x_1^2 \right) \right] \right\},$$

причем λ находится по формулам разд. 2. Давление внутри фигуры суть

$$p_z(\vec{x}) = p_0 \left\{ 1 - n x_1^2 - \frac{x_2^2}{n} + 2S_0 n x_1 \left[1 + \frac{4n}{1-n^2} \left(x_2^2 - \frac{x_1^2}{3} \right) \right] \right\}, \quad (76)$$

где ρ_0 из (8). Наконец, выражение для потенциала

$$\frac{\varphi}{\pi G \rho} = \text{const} - \frac{2n}{1+n} x_1^2 - \frac{2}{1+n} x_2^2 + S_0 \frac{4n(1+3n^2)}{3(1+n)^2} x_1 \left[1 + \frac{4n}{1-n^2} \left(x_2^2 - \frac{x_1^2}{3} \right) \right]. \quad (77)$$

На рис. 3 показана форма линий тока у грушевидной фигуры с одними только внутренними течениями.

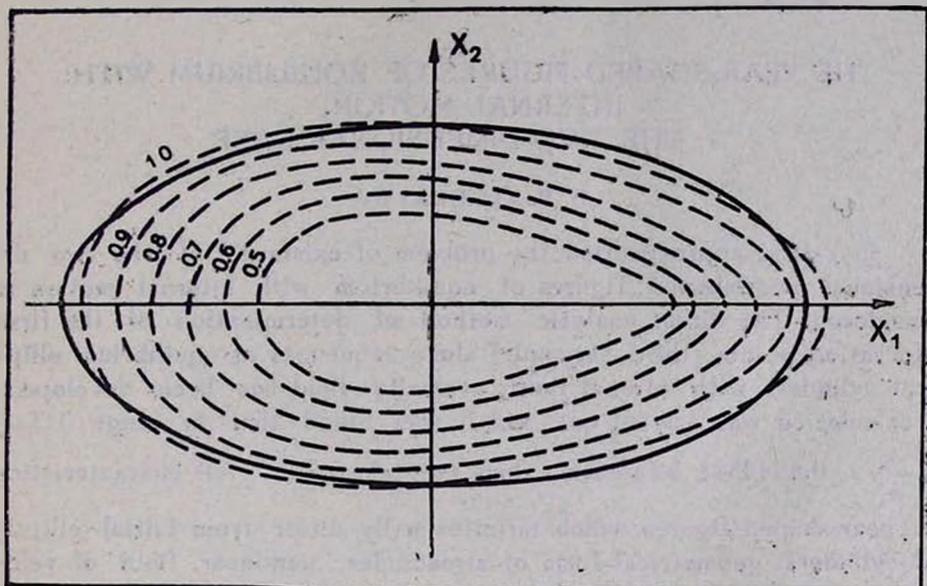


Рис. 3. Геометрическая форма линий тока (штриховая кривая) у грушевидной фигуры, поддерживающей равновесие за счет одной гравитации и внутренних течений (вращение отсутствует). Цифрами отмечено значение параметра m из формулы (1). Линии тока при $m < 0.5$ изображать на данном рисунке не имеет смысла, так как вместо бесконечно малого значения величины S_0 для наглядности было взято $S_0 = 0.1$. Сплошной кривой показано сечение невозмущенного эллиптического цилиндра.

10. *Заключение.* Как мы убедились, от равновесных гравитирующих цилиндров с внутренними течениями действительно ответвляются последовательности грушевидных фигур. Наш метод с исчерпывающей полнотой позволил исследовать такие грушевидные фигуры лишь вблизи исходных цилиндров, однако уже здесь были обнаружены любопытные свойства первых. Ярким и весьма характерным — нелинейность по координатам при однородной завихренности — следует считать свойство внутреннего поля

скоростей в грушевидных фигурах. Нет сомнения в том, что оно будет иметь место и вдоль всей последовательности грушевидных (и не только их, правильнее было бы говорить о всем классе двумерных конфигураций!) фигур. Однако в трехмерном случае, как мы увидим из второй части работы, ситуация с полем скоростей гораздо сложнее.

Заметим, наконец, что далее первого приближения серии неэллипсоидальных фигур могут быть прослежены численными, например, методами. Однако это — тема уже отдельной статьи.

Педагогический институт,
г. Глазов

THE PEAR-SHAPED FIGURES OF EQUILIBRIUM WITH INTERNAL MOTION.

1. THE TWO-DIMENSIONAL CASE

B. P. KONDRAT'EV

In a first approximation the problem of existence of the two dimensional pear-shaped figures of equilibrium with internal motion is considered. The direct analytic method of determination of the first bifurcation points (third harmonic) along sequences of equilibrium elliptical cylinders with internal linear velocity field has been developed. A calculation was carried out and it was found that in range $1/3 < \frac{\alpha_2}{\alpha_1} < 0.4844544$ bifurcation does not take place. All characteristics

of pear-shaped figures which infinitesimally differ from initial elliptical cylinders: geometrical form of streamlines, nonlinear field of velocity, pressure and gravitational potential are determined. In particular, a possibility of plane fluid motion with uniform vorticity in nonellipsoidal cavities is revealed.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Ляпунов, Собр. соч., Изд-во АН СССР, М., 1959, т. 3, с. 5—113.
2. H. Poincare, Acta Mathematica, t. 7, 1885.
3. А. М. Ляпунов, Собр. соч., Изд-во АН СССР, М., 1959, т. 4, с. 5—644.
4. Y. Ertguchi, D. Sugimoto, Prog. Theor. Phys., 65, 1870, 1981.
5. Y. Ertguchi, I. Hachisu, Prog. Theor. Phys., 67, 844, 1982.
6. Y. Ertguchi, I. Hachisu, D. Sugimoto, Prog. Theor. Phys., 67, 1068, 1982.
7. I. Hachisu, Y. Ertguchi, M. N. R. A. S., 204, № 2, 583, 1983.
8. I. Hachisu, Y. Ertguchi, Publ. Astron. Soc. Jpn., 36, 239, 1984.
9. G. H. Darwin, Scientific papers, Cambridge: at the Univer. press, v. 3, p. 314.
10. G. H. Darwin, ibid., p. 384.

11. Ж.-Л. Тассуль, Теория вращающихся звезд, Мир, М., 1982, с. 271.
12. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
13. Y. Eguchi, I. Nishii, *Astron. Astrophys.* 142, 256, 1985.
14. Б. П. Кондратьев, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Наука, М., 1989, гл. 5.
15. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 32, 183, 1990.
16. J. H. Jeans. *Problems of cosmogony and stellar dynamics*, Cambridge: at the University, Press, 1919, p. 112.

УДК: 52.531.51

СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНАЯ БИМЕТРИЧЕСКАЯ
ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ. I

А. А. СААРЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 4 мая 1990

Принята к печати 15 мая 1990

Предложена скалярно-тензорная теория гравитации с плоской фоновой метрикой и произвольной функцией связи. В ньютоновском и пост-ньютоновском приближениях, а также в вопросах о скорости распространения и поляризации слабой сравнительной волны она совпадает с ОТО при произвольной функции связи. Вместе с тем она может существенно отличаться от ОТО в случае сильного гравитационного поля.

1. *Введение.* В настоящее время наряду с ОТО существует ряд альтернативных метрических теорий гравитации [1], в которых материя и негравитационные поля непосредственно взаимодействуют только с метрикой риманова пространства—времени. Они отличаются от ОТО наличием, наряду с метрикой, разного числа и типа дополнительных гравитационных полей. В соответствии с этим их можно разделить на два основных класса: априорно-геометрические и чисто динамические [1]. В отличие от чисто динамических теорий, теории первого класса содержат абсолютные поля или уравнения, которые задаются априори. Типичной теорией этого класса является биметрическая теория Розена [2] с фоновой метрикой в качестве абсолютной переменной. Большинство таких теорий предсказывает наличие дипольного гравитационного излучения, что трудно согласовать с данными об уменьшении орбитального периода двойного пульсара PSR 1913+16 [1].

Среди чисто динамических теорий наиболее известны скалярно-тензорные теории [3—5] и, в частности, скалярно-тензорная теория Йордана-Бранса-Дике (ЙБД) [6—8]. Получаемые из наблюдательных данных ограничения на параметры этих теорий таковы, что они по существу мало отличаются от ОТО даже в случае сильного гравитационного поля. Например, различия между теорией ЙБД и ОТО не превосходят величины $\sim 1/500$ [1].

Представляют интерес теории, близкие к ОТО в области слабого гравитационного поля (этого требуют наблюдательные данные) и в то же время заметно отличающиеся от нее вне этой области. Их исследование открывает принципиальную возможность предсказания новых наблюдательных тестов для проверки релятивистских теорий гравитации. Такая теория была предложена нами в [9, 10]. Она является видоизмененным вариантом теории ИБД, основанном на биметрической формулировке ОТО [11, 12]. Данные наблюдений в пределах солнечной системы, в отличие от ИБД, не накладывают каких-либо существенных ограничений на присутствующий в теории безразмерный параметр. Было показано, что это обстоятельство может привести к существенным отличиям от ОТО в случае сильного поля тяготения. В данной работе развитый в [9, 10] подход обобщается на сравнительно широкий класс скалярно-тензорных теорий. Соответствующую теорию будем называть скалярно-тензорной биметрической теорией (СТБТ).

В разделе 2 выведены уравнения гравитационного поля. Конформные преобразования метрики рассмотрены в разделе 3. Далее исследован пост-ньютоновский предел. Показано, что ППН параметры СТБТ и ОТО совпадают независимо от космологических коэффициентов связи. Раздел 5 посвящен слабым гравитационным волнам.

2. Уравнения поля СТБТ относятся к классу метрических теорий с предпочтительной геометрией. Кроме метрики g_{ik} искривленного пространства—времени она содержит динамическое скалярное поле φ и нединамическую метрику γ_{ik} (для простоты полагаем плоской). Действие теории задается выражением (скорость света $c = 1$)

$$S = \int \left[-\frac{1}{2} \varphi \Lambda_g + \frac{1}{2} \zeta(\varphi) g^{ik} \varphi_{,i} \varphi_{,k} / \varphi - \Lambda(\varphi) + L_m \right] \sqrt{-g} d^4 x, \quad (1)$$

где $\varphi_{,i} = \partial\varphi/\partial x^i$, $\zeta(\varphi)$ — безразмерная функция связи, $\Lambda(\varphi)$ — космологическая функция, L_m — плотность лагранжиана материи и негравитационных полей,

$$\Lambda_g = g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^l \bar{\Gamma}_{ln}^k), \quad \bar{\Gamma}_{ik}^l = \Gamma_{ik}^l - \check{\Gamma}_{ik}^l, \quad (2)$$

$\bar{\Gamma}_{ik}^l$ — тензор аффинной деформации, Γ_{ik}^l и $\check{\Gamma}_{ik}^l$ — символы Кристоффеля для метрик g_{ik} и γ_{ik} соответственно. Поскольку теория метрическая, то в L_m гравитационное поле входит только через метрический тензор g_{ik} .

$$L_m = L_m(g_{ik}, q_a, q_{a,i}), \quad (3)$$

q_a — материальные переменные, точка с запятой означает ковариантную производную по g_{ik} . В обычных скалярно-тензорных теориях в (1) вместо Λ_g фигурирует скалярная кривизна R риманова пространства—времени. И хотя [11, 12]

$$R' = \Lambda_g + \omega^i, \quad \bar{\omega}^i = g^{mn} \bar{\Gamma}'_{mn} - g^{im} \bar{\Gamma}'_{mn}, \quad (4)$$

из-за переменности φ действие (1) приводит к уравнениям гравитационного поля, существенно отличным от уравнений скалярно-тензорных теорий.

Из условия экстремальности действия (1) по отношению к вариациям g_{ik} и φ приходим к следующим уравнениям гравитационного поля:

$$\varphi R_{ik} + \varphi_{,n} \bar{\Gamma}'_{ik} - \varphi_{,(i} \bar{\Gamma}'_{k)n} - \zeta(\varphi) \varphi_{,i} \varphi_{,k} / \varphi = T_{ik} - g_{ik} T/2 - \Lambda g_{ik}, \quad (5a)$$

$$2\zeta \varphi_{,in} + (\zeta' - \zeta/\varphi) \varphi^{,n} \varphi_{,n} + \varphi (2\Lambda' + \Lambda_g) = 0, \quad (5b)$$

где круглые скобки означают симметризацию соответствующего выражения по индексам i и k ,

$$T_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g} L_m)}{\delta g^{ik}} \quad (6)$$

— метрический тензор энергии-импульса вещества и негравитационных полей, $T = g^{mn} T_{mn}$, $\varphi^{,n} = g^{nm} \varphi_{,n}$, штрих означает производную по φ . Систему (5) нужно дополнить уравнением

$$T^k_{i;k} = 0, \quad (7)$$

которое вытекает [13] из уравнений движения негравитационной материи $\delta L_m / \delta q_a = 0$. В отличие от ОТО здесь (7) не следует из уравнений гравитационного поля, что согласуется с общей теоремой [14]: в лагранжевых общековариантных метрических теориях гравитации (7) следует из уравнений гравитационного поля тогда и только тогда, когда теория не содержит абсолютных переменных (в нашем случае такой переменной является φ).

Заметим, что в уравнениях (5a) вторые производные от метрики g_{ik} входят в том же виде, что и в уравнениях Эйнштейна. Поэтому (5a), записанные в виде

$$\varphi (R^k_i - \delta^k_i R/2) + \dots = T^k_i,$$

содержат производные от g_{oi} по времени не выше первого порядка. При $\zeta = \text{const}$ и $\Lambda = 0$ уравнения (5) переходят в уравнения гравитационного поля, выведенные в [9, 10].

3. *Конформное преобразование.* Физическая теория допускает разные эквивалентные представления [15]. Например, скалярно-тензорные теории имеют два стандартных представления. В одном — пробные частицы движутся по геодезическим, но уравнения поля значительно отличаются от эйнштейновских, а в другом конформно-преобразованном представлении имеются отклонения от геодезического движения, но уравнения поля близки к уравнениям Эйнштейна [4, 5, 16]. Это позволяет, в частности, по известным решениям одной теории генерировать решения другой теории (см., например, [17, 18]). Обсудим конформно-преобразованное представление СТБТ.

Совершим конформное преобразование

$$g^{ik} = (\varphi/\varphi_0) \tilde{g}^{ik}, \quad g_{ik} = (\varphi_0/\varphi) \tilde{g}_{ik}, \quad (8)$$

φ_0 — некоторая постоянная с размерностью скалярного поля. Нетрудно убедиться в том, что

$$\Lambda_g = \left(\varphi \tilde{\Lambda}_g + \varphi_{,i} \tilde{\omega}^i + \frac{3}{2} \tilde{g}^{im} \varphi_{,i} \varphi_{,m} / \varphi \right) / \varphi_0,$$

и поэтому действие (1) приводится к виду

$$S = -\frac{1}{2} \varphi_0 \int \left[\tilde{\Lambda}_g + \tilde{\varphi}_{,i} \tilde{\omega}^i - \left(\zeta - \frac{3}{2} \right) \tilde{g}^{im} \tilde{\varphi}_{,i} \tilde{\varphi}_{,m} + \frac{2}{\varphi_0} e^{-2\tilde{\varphi}} (\Lambda - L_m) \right] \sqrt{-\tilde{g}} dx^4, \quad (9)$$

где \tilde{f} ($f = \Lambda_g$ и $\tilde{\omega}^i$) означает замену $f(g_{ik})$ на $f(\tilde{g}_{ik})$, $\tilde{\varphi} = \ln(\varphi/\varphi_0)$. Действие (9) отличается от конформно-преобразованного действия обычных скалярно-тензорных теорий слагаемым $\tilde{\Lambda}_g$ вместо \tilde{R} , знаком перед $3/2$ и дополнительным членом $\tilde{\varphi}_{,i} \tilde{\omega}^i$, учитывающим „явное взаимодействие“ между тензорной \tilde{g}_{ik} и скалярной $\tilde{\varphi}$ компонентами гравитационного поля. Отсутствие этого слагаемого, например, в теории ЙБД приводит [14] к несамосогласованности теории при $\zeta = -3/2$: вариация конформно-преобразованного действия по $\tilde{\varphi}$ приводит к неверному (например, для вещества) уравнению $T = 0$. В СТБТ нет подобной особенности в пространстве параметра ζ .

4. *Пост-ньютоновское приближение.* Любая теория гравитации прежде всего должна быть согласована с данными наблюдений в солнечной системе. Для облегчения сравнения этих данных с предсказаниями различ-

ных метрических теорий разработан параметризованный пост-ньютоновский (ППН) формализм [1], в котором каждой теории соответствует свой набор значений десяти пост-ньютоновских параметров. Ниже найдены эти параметры для СТБТ.

Рассмотрим изолированную систему гравитирующих тел со слабым гравитационным полем и малыми скоростями $v \ll 1$ в однородной изотропной Вселенной с динамическим масштабом времени много меньше хаббловского и относительно малых размеров, чтобы в ее пределах отклонение космологической метрики от метрики Минковского было меньше пост-ньютоновских членов. Тогда существует система координат [1] с

$$\gamma_{ik} = \text{diag} (c_0^{-1}, -c_1^{-1}, -c_1^{-1}, -c_1^{-1}), \quad (10a)$$

в которой асимптотические значения полевых переменных вдали от системы имеют вид

$$g_{ik} \rightarrow g_{ik}^{(0)} = \text{diag} (1, -1, -1, -1), \quad \varphi \rightarrow \varphi_0. \quad (10b)$$

Космологические коэффициенты связи c_0 , c_1 и φ_0 могут изменяться в ходе эволюции Вселенной и определяются решением соответствующей космологической задачи.

В соответствии со стандартным ППН формализмом в качестве T^{ik} выберем тензор энергии—импульса идеальной жидкости

$$T^{ik} = [P + \rho(1 + \varepsilon)] u^i u^k - P g^{ik}, \quad (11)$$

где P и ε — давление и удельная плотность энергии. Поскольку $P/\rho \sim \varepsilon \sim U \sim v^2 \ll 1$ (U — ньютоновский потенциал), то величины g_{ik} и φ можно разложить в ряд по v вокруг их асимптотических значений (10b)

$$g_{00} = 1 + g_{00}^{(2)} + g_{00}^{(4)} + \dots, \quad g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}^{(0)} + g_{\alpha\beta}^{(2)} + \dots, \\ g_{0\alpha} = g_{0\alpha}^{(3)} + \dots, \quad \varphi = \varphi_0(1 + \varphi^{(2)} + \varphi^{(4)} + \dots), \quad (12)$$

где $f^{(n)}$ означает слагаемое $\sim v^n$, греческие индексы пробегают значения 1—3. В (5) γ_{ik} входит только через $\tilde{\Gamma}_{ik}^i$ и поскольку для (10a) $\tilde{\Gamma}_{ik}^i = 0$, то c_0 и c_1 выпадают из уравнений (5). Следовательно, в СТБТ, в отличие от других известных биметрических теорий, метрика g_{ik} не зависит от космологических коэффициентов связи c_0 и c_1 .

В нулевом приближении по v из (5) находим

$$\Lambda_0 = \Lambda'_0 = 0, \quad (13)$$

что является следствием принятых нами асимптотических условий (10) (см. также [4], здесь и далее $f_0 = f(\varphi_0)$). Поскольку $\Gamma_{ik}^{(1)} \sim v^2$, $\Lambda_g \sim v^4$, то в следующем приближении уравнения поля примут вид

$$\varphi_0 R_{ik}^{(2)} = T_{ik}^{(0)} - g_{ik}^{(0)} T^{(0)}/2, \quad \Delta\varphi^{(2)} - l_0^{-2}\varphi^{(2)} = 0, \quad l_0^{-2} \equiv \varphi_0 \Lambda_0^2/\zeta_0. \quad (14)$$

В (14) второе уравнение справедливо всюду в пространстве, и поскольку на больших расстояниях от изучаемой системы $\varphi^{(2)} \rightarrow 0$, то $\varphi^{(2)} = 0$ всюду. Исчезающее на бесконечности решение 00-компоненты первого уравнения (14) есть

$$g_{00}^{(2)} = -\frac{1}{4\pi\varphi_0 G} U, \quad U = G \int \frac{\rho(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (15)$$

G — ньютоновская гравитационная постоянная. Требуя согласия с ньютоновской теорией гравитации, приходим к значению

$$\varphi_0 = 1/(8\pi G) \quad (16)$$

для скалярного поля в данную эпоху эволюции Вселенной. Для определения $g_{\alpha\beta}^{(2)}$ воспользуемся $\alpha\beta$ -компонентами первого уравнения (14). Этим уравнением они определяются с точностью до преобразования

$$g_{\alpha\beta}^{(2)} \rightarrow \bar{g}_{\alpha\beta}^{(2)} + \eta_{(\alpha, \beta)}, \quad \eta_{\alpha} \sim v^2.$$

Воспользовавшись этой калибровочной степенью свободы наложим дополнительные условия

$$[g^{(0)\sigma\tau} g_{\tau\alpha}^{(2)} - \partial_{\alpha}^{\sigma}(g_{00}^{(2)} + g^{(0)\beta\gamma} g_{\beta\gamma}^{(2)})/2]_{,\sigma} = 0, \quad (17)$$

которые заметно упрощают решение соответствующего уравнения. В результате

$$g_{\alpha\beta}^{(2)} = 2g_{\alpha\beta}^{(0)} U. \quad (18)$$

Теперь перейдем к рассмотрению пост-ньютоновского приближения системы уравнений (5). В этом приближении необходимые нам величины определяются из уравнений

$$\varphi_0 R_{0\alpha}^{(3)} = g_{\alpha\beta}^{(0)} v^{\beta}, \quad R_{00}^{(4)} = (T^{(2)00} + 2g_{00}^{(2)} T^{(0)00} - g_{\alpha\beta}^{(0)} T^{(2)\alpha\beta})/2. \quad (19a)$$

$$\Delta\varphi^{(4)} - l_0^{-2}\varphi^{(4)} - \Lambda_g^{(4)}/2\zeta_0 = 0, \quad (19b)$$

где v^{β} — компоненты трехмерной скорости. Воспользовавшись калибровочным преобразованием $g_{0\alpha}^{(3)} \rightarrow \bar{g}_{0\alpha}^{(3)} + \eta_{0, \alpha}$, $\eta_0 \sim v^3$ и налагая дополнительное условие

$$(g^{(0)\alpha\beta} g^{(3)})_{,\beta} - \frac{1}{2} (g^{(0)\alpha\beta} g^{(2)})_{,\alpha} = 0, \quad (20)$$

находим исчезающие на бесконечности решения уравнений (19a)

$$\begin{aligned} g_{\alpha\beta}^{(3)} &= 7g_{\alpha\beta}^{(0)} V^3/2 + g_{\alpha\beta}^{(0)} W^3/2, \\ g_{00}^{(4)} &= 2U^2 - 4\Phi_1 - 4\Phi_2 - 2\Phi_3 - 6\Phi_4, \end{aligned} \quad (21)$$

с потенциалами

$$F = G \int \frac{\rho \bar{F}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}',$$

$$\bar{V}^3 = -v^3, \quad \bar{W}^3 = g_{\alpha\beta}^{(0)} v^\alpha (x^\beta - x'^\beta) (x^3 - x'^3) / |\vec{r} - \vec{r}'|^2,$$

$$\bar{\Phi}_1 = -v_\alpha v^\alpha, \quad \bar{\Phi}_2 = U, \quad \bar{\Phi}_3 = \varepsilon, \quad \bar{\Phi}_4 = P/\rho.$$

Наконец, подставив $\Lambda_r^{(4)} = -2g^{(0)\alpha\beta} U_{,\alpha} U_{,\beta}$ в уравнение (196), получаем

$$\varphi^{(4)} = \frac{1}{4\pi\zeta_0} \int g^{(0)\alpha\beta} \frac{U_{,\alpha} U_{,\beta}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \operatorname{Re} [e^{-i|\vec{r} - \vec{r}'|/L}] d\vec{r}'. \quad (22)$$

Как видим, источником скалярного поля является плотность энергии гравитационного поля ньютоновской теории — $(\operatorname{grad} U)^2/8\pi$. Сравнивая (15), (18), (21) со стандартным ГПН разложением [1] находим пост-ньютоновские параметры СТБТ

$$\beta = \gamma = 1, \quad \alpha_{1-3} = \zeta_{\Psi} = \xi_{1-4} = 0, \quad (23)$$

которые совпадают с аналогичными параметрами ОТО. В отличие от ранее известных биметрических теорий, они не зависят от космологических коэффициентов связи. Таким образом, СТБТ согласована с экспериментами, проведенными в пределах солнечной системы. Она является полностью консервативной теорией без эффектов привилегированной системы отсчета.

Заметим, что в теории ИБД уравнение для скалярного поля получается из (56) заменой $\Lambda_g \sim v^4$ на $R \sim v^2$ ($\zeta' = \Lambda = 0$) и поэтому эта теория и ОТО отличаются значением параметра $\gamma = (1 + \zeta)/(2 + \zeta)$, что приводит к ограничению $|\zeta| > 500$ [1]. В нашем случае ограничения на ζ не получается.

5. Гравитационное излучение. Рассмотрим слабую гравитационную волну на фоне плоского пространства—времени с метрикой $g_{ik}^{(0)}$. В квази-декартовой системе координат

$$g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik}, \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi_1, \quad (24)$$

где h_{ik} и φ_1 — обусловленные волной малые поправки, $g_{ik}^{(0)}$ и γ_{ik} приведены в (10). В линейном приближении уравнения (5) в вакууме расщепляются на два независимых уравнения

$$R_{ik}^{(1)} = 0, \quad \square \varphi_1 + \Gamma_0^{-2} \varphi_1 = 0, \quad (25)$$

учтены соотношения (13), $R_{ik}^{(1)}$ — линейная по h_{ik} часть тензора Риччи.

Как видим, h_{ik} определяется тем же, что и в ОТО уравнением, по отношению калибровочным преобразованием $h_{ik} \rightarrow h_{ik} + \eta_{(i, k)}$, удовлетворяющем условию

$$\Phi_{i, k}^k = 0, \quad \Phi_i^k = h_i^k - h \delta_i^k / 2, \quad (26)$$

оно приводится к стандартному виду

$$\square \Phi^{ik} = 0. \quad (27)$$

Таким образом, гравитон распространяется со скоростью света. Этот результат отличает СТБТ от других альтернативных биметрических теорий, в которых скорость гравитационной волны зависит от космологических коэффициентов связи c_0 и c_1 [1]. Например, в теории Розена эта скорость равна $\sqrt{c_1/c_0}$.

В [19] разработана лоренц-инвариантная схема E(2) классификации поляризацій гравитационной волны в метрических теориях тяготения. Класс теории определяется линеаризованным уравнением поля для плоской волны в пустоте. В СТБТ оно имеет тот же вид, что и в ОТО: $R_{ik}^{(1)} = 0$, поэтому эти две теории принадлежат к одному и тому же E(2) классу N_2 с параметрами Ньюмена-Пенроуза $\psi_1 = \psi_3 = \Phi_{22} = 0$, $\psi_4 \neq 0$. Биметрическая теория Розена и теория ЙБД принадлежат к другим E(2) классам: соответственно Π_0 и N_3 [1].

В отличие от ОТО альтернативные теории предсказывают существование наряду с квадрупольным также монополюсного и/или дипольного гравитационного излучения. Это существенное обстоятельство, поскольку информацию о мультипольности излучения можно получить, анализируя изменение периода орбитального движения двойного пульсара, вызванное гравитационным излучением. Вопрос о генерации гравитационных волн в рамках СТБТ будет рассмотрен в одной из следующих публикаций.

Выше было показано, что, независимо от функции $\zeta(\varphi)$, СТБТ совпадает с ОТО в ПНН приближении, а также в вопросах о скорости и поляризации гравитационного излучения. А возможны ли существенные различия между теориями вне приближения слабого поля? В [10] изучена модель сверхплотного небесного тела, в

окрестности которого $U \sim 1$, для наиболее простого варианта теории с $\zeta(\varphi) = \text{const}$ и $\Lambda = 0$. Найдены внешнее аналитическое и внутреннее численное решение уравнений (5) для статических сферически-симметричных конфигураций из несжимаемого вещества. При $|\zeta| < 1$ результаты СТБТ и ОТО заметно отличаются друг от друга. В частности, когда $-0.13 \leq \zeta < 0$ возможно существование статистических сверхмагнитных и сверхплотных конфигураций.

Авторы признательны Г. С. Саакяну и С. Г. Матияну за ценные обсуждения и замечания, а также А. Р. Мкртчяну за поддержку.

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

SCALAR-TENSOR BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION. I

A. A. SAHARIAN, L. SH. GRIGORIAN

This paper presents a scalar-tensor theory of gravitation with a flat background metric and an arbitrary coupling function. In case of an arbitrary coupling function the suggested theory and GR coincide in what concerns the Newton and post-Newtonian approximations as well as in problems of speed and polarization of a weak gravitational wave while in case of a strong field of gravitation there may be a considerable difference between them.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Уилл, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М., 1985.
2. N. Rosen, Ann. Phys., 84, 455, 1974.
3. B. G. Bergmann, Int. J. Theor. Phys., 1, 25, 1968.
4. R. V. Wagoner, Phys. Rev., D1, 3209, 1970.
5. К. П. Станюкович В. Н. Мельников, Гидродинамика, поля и константы в теории гравитации, Энергоатомиздат, М., 1983.
6. P. Jordan, Schwerkraft und Weltall. Braunschweig. Friedr. Vieweg and Sohn, 1955.
7. C. Brans, R. H. Dicke, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
8. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
9. Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, Астрофизика, 31, 359, 1989.
10. L. Sh. Grigorian, A. A. Saharian, Astrophys. and Space Sci., 167, №2, 1990.
11. N. Rosen, The III International School of Cosmology and Gravitation, Erice. 8—20 May, 1974, p. 2.

12. *L. P. Grishchuk, A. N. Petrov, A. D. Popova*, *Sov. Math. Phys.*, 94, 379, 1984.
13. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля. Наука, М., 1973.
14. *D. L. Lee, A. P. Lightman, W. —T. Ni*, *Phys. Rev.*, D10, 1685, 1974.
15. *K. S. Thop, D. L. Lee, A. P. Lightman*, *Phys. Rev.*, D7, 3563, 1973.
16. *R. H. Dicke*, *Phys. Rev.*, 126, 1875, 1962.
17. *К. А. Бронников*, в кн. «Проблемы теории гравитации и элементарных частиц», вып. 10, Атомиздат, М., 1979, стр. 37.
18. *Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян*, *Астрофизика*, 30, 409, 1989.
19. *D. M. Eardley, D. L. Lee, A. P. Lightman*, *Phys. Rev.*, D8, 3308, 1973.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524:520.224.72

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. II. ПОЛОСА $+41^\circ \leq \delta \leq +45^\circ$

В настоящей работе приводится второй список новых М и С звезд в полосе $+41^\circ \leq \delta \leq +45^\circ$, $0^h \leq \alpha \leq 4^h$, $6^h \leq \alpha < 19^h$ и $22^h \leq \alpha \leq 24^h$, отобранных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба — FBS. Некоторые данные о FBS-обзоре и о критериях выделений звезд спектральных классов М и С на пластинках FBS-обзора приведены в первой части этой работы [1].

В результате просмотра фотонегативов указанной полосы, охватывающей область 912 кв. градусов, выявлены 56 красных звезд, из которых с известными объектами [2—15] отождествлены 14 М-звезд и 16 углеродных звезд. Единственная звезда, имеющая очень короткий, клинообразный спектр на пластинке (спектр не доходит до зеленого провала чувствительности пластинки и не видны полосы поглощения на спектре), идентифицирована со звездой ВВ And, принадлежащей спектральному классу S3e по [2].

В табл. 1 приводится список 25 звезд, которые найдены впервые (2 углеродные звезды, 21 М-звезда и 2 сравнительно слабые звезды, спектральный тип которых, предположительно, находится между М и С).

В табл. 1 последовательно представлены: 1 — порядковый номер; 2 — обозначение FBS; 3 и 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0 года (ошибки определения координат составляют $0.^m1$ по α и $1'$ по δ); 5 — спектральный тип (М или С); 6 — звездные величины в красном цвете, основанные на измерениях диаметров изображений звезд на Паломарских Е-картах. В конце работы приведены карты отождествления всех новых объектов, отпечатанные с Е-карт Паломарского обзора неба.

Новая углеродная звезда FBS 0259+444, спектр которой (рис. 1) получен с дисперсией 101 А/мм на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа UAGS и ЭОП типа

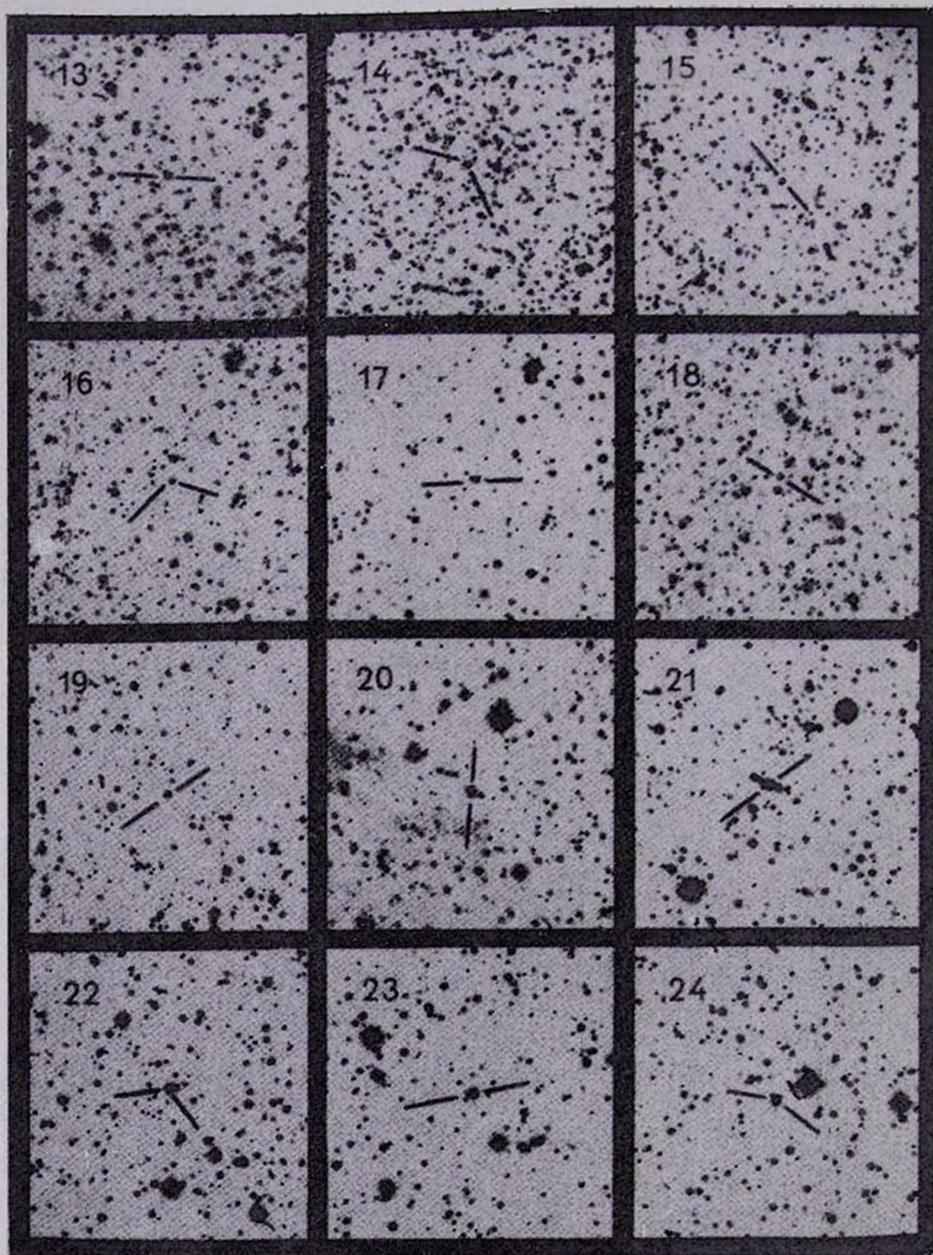
Таблица 1

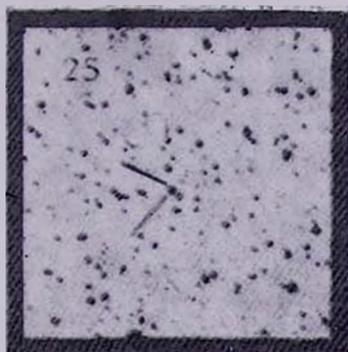
№	Название FBS	Координаты		Спектр. тип	R-величина
		α_{1950}	δ_{1950}		
1	0259+444	02 ^h 59 ^m 07 ^s	+44°26'39"	C	13 ^m .5
2	0306+443	03 06 05	44 18 09	M	12.8
3	0306+421	03 06 16	42 08 31	M	11.0
4	0308+431	03 08 52	43 08 58	M	12.2
5	0613+417	06 13 24	41 42 00	M	12.8
6	0745+444	07 45 30	44 28 34	M	12.2
7	1232+432	12 32 54	43 15 05	M	14.2
8	1331+421	13 31 09	42 09 58	C	12.2
9	1521+414	15 21 49	41 25 32	M	12.2
10	1754+428	17 54 28	42 52 38	M	12.8
11	1755+449	17 55 07	44 54 33	M	12.8
12	1804+432	18 04 42	43 13 26	M	10.8
13	1852+429	18 52 28	42 56 54	M	13.5
14	2157+449	21 57 30	44 56 34	M	12.8
15	2157+440	21 57 47	44 04 29	M или C	14.2
16	2201+428A	22 01 57	42 50 24	M	14.2
17	2201+428B	22 01 58	42 51 18	M	13.5
18	2216+434	22 16 32	43 29 34	M или C	14.2
19	2237+421	22 37 23	42 06 30	M	12.2
20	2304+413	23 04 48	41 23 58	M	12.8
21	2305+439	23 05 58	43 54 39	M	12.8
22	2309+430	23 09 28	43 03 48	M	12.8
23	2320+443	23 20 42	44 20 36	M	12.2
24	2335+433	23 35 28	43 20 43	M	12.8
25	2346+435	23 46 20	43 30 41	M	14.2

УМК-91В, можно предварительно классифицировать как звезду класса R. Попытки получить спектры углеродной звезды FBS 1331+412 в мае и июне 1989 г. и двух звезд (FBS 2157+440 и FBS 2216+434), спектральный класс которых подозревается между M и C, в сентябре 1988 г., в августе и сентябре 1989 г. на 2.6-м телескопе не увенчались успехом из-за переменности блеска этих объектов. В указанное время, они, по-видимому, находились в минимуме блеска и не были видны в подсмотре спектрографа.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ М и С-ЗВЕЗД
(в цвете R). Север сверху, восток слева. Размеры 11'×11'







К ст. Г. В. Абрамяна, К. С. Гигояна

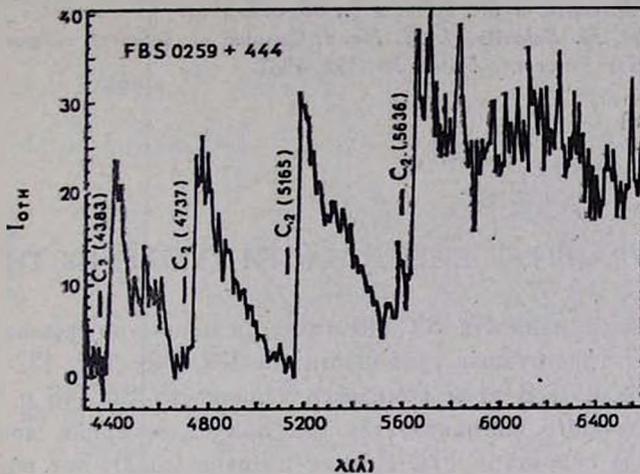


Рис. 1. Спектрограмма новой углеродной звезды FBS 0259+444.

27 марта 1990

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Г. В. АБРАМЯН
К. С. ГИГОЯН

The First Byurakan Spectral Sky Survey. Late-Type Stars. II. Zone $+41^\circ \leq \delta \leq +45^\circ$. The second list of new M and carbon stars is presented on the basis of the First Byurakan Spectral Survey material. The list contains data for 25 stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Абрамян, К. С. Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989.
2. П. Н. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. I—II, Наука, М., 1985.
3. П. Н. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. III, Наука, М., 1987.
4. Б. В. Кукаркин и др., *Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
5. O. J. Lee, G. D. Gore, T. J. Bartlet, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, Part IC, 1947.
6. G. Neugebauer, R. B. Leighton, *Two-Micron Sky Survey, A Preliminary Catalog*, NASA Spec. Publ., № 304, Washington, 1969.
7. C. B. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, № 4, 1973.
8. C. B. Stephenson, *Astron. J.*, 90, 784, 1985.
9. C. B. Stephenson, *Astrophys. J.*, 300, 779, 1986.
10. C. B. Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
11. C. Sanduleak, P. Pesch, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 94, 690, 1982.

12. A. R. Upgren, *Astron. J.*, 65, 644, 1960.
13. F. M. Olin, E. Ratmond, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 607, 1986.
14. I. R. Little-Marenin et al., *Astron. J.*, 93, 663, 1987.
15. D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead, *Catalog of Infrared Observations, Part I—II*, NASA Reference Publ., № 1196, 1987.

УДК: 524.5

СТРУКТУРА ВНУТРЕННЕЙ ЧАСТИ ТУМАННОСТИ Sh 148

Диффузная туманность Sh 148 является одним из членов комплекса Sh 147/Sh 153 (диффузные туманности Sh 147, 148, 149, 152—153 и молекулярное облако). В этом комплексе туманности Sh 148 и Sh 152 заслуживают большого внимания, так как они более яркие, компактные и имеют сложную структуру [1]. Исходя из работы [2], эти объекты можно отнести к первому подклассу диффузных туманностей, детальное изучение которых может играть важную роль в вопросе о происхождении комплекса Sh 147/Sh 153. Диффузная туманность Sh 148 многократно изучена в работах ряда авторов. Например, в работах [3, 4] приведены результаты радионаблюдений, а в [5] — оптические данные о туманности Sh 148.

Настоящая работа посвящена фотометрическому исследованию диффузной туманности Sh 148 ($\alpha_{1950} = 22^{\text{h}}54^{\text{m}}13^{\text{s}}.2$; $\delta_{1950} = 58^{\circ}15'21''$). Снимки Sh 148 были получены на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории на фотопластинках Kodak 103a—E с фильтром RG 610 (λ 6100—7000 Å). В качестве стандартов сняты внефокальные изображения звезд в открытом звездном скоплении NGC 7419, величины которых взяты из [6].

Фотометрическая обработка снимков проведена в Институте астрономии Венского университета на системе цифровой обработки фотографического изображения TV (Tololo—Vileppa) [7]. В настоящее время эта система используется в Бюраканской астрофизической обсерватории с названием АДА (Астрономические Данные Армении). Была вычислена видимая интегральная звездная величина туманности в красных лучах $m_{\text{тум}} = 14^{\text{m}}.44$ ($\sigma \approx 0^{\text{m}}.08$) и звездная величина звезды, освещающей туманность $m_{\star} = 11^{\text{m}}.35$ ($\sigma \approx 0^{\text{m}}.08$). Этой звездой является звезда спектрального класса O9V [8], находящаяся в центральной части туманности.

С целью выявления структурных особенностей центральной части туманности (с размерами 47"×39") были проведены сравнения радиокарты с оптическими изображениями.

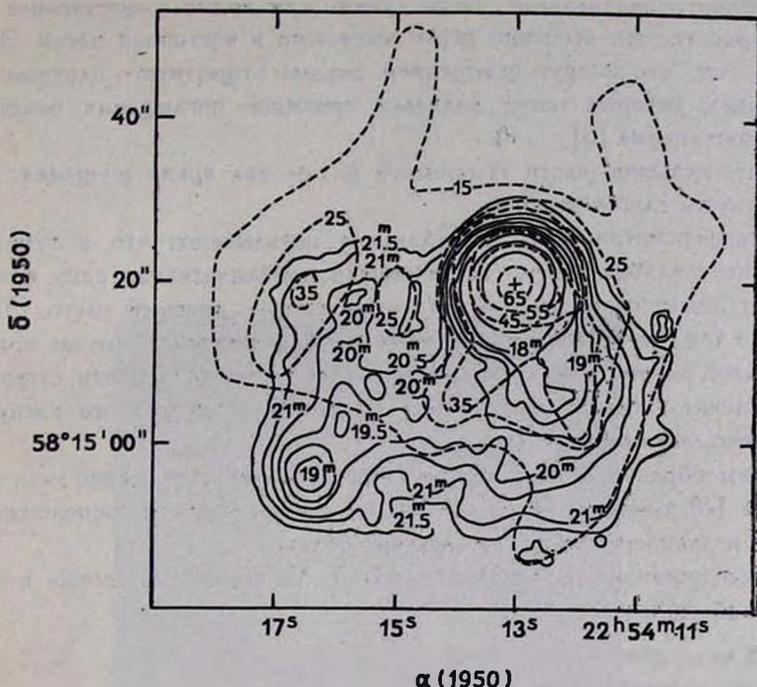


Рис. 1. Изофоты туманности Sh 148 (в красных лучах), наложенные на радиокарты (пунктирные линии $\lambda = 6$ см).

На рис. 1 приведены изофоты Sh 148, наложенные на радиокарты ($\lambda = 6$ см) [3]. Из анализа этого рисунка вытекает, что радиоизлучение на длине волны 6 см интенсивнее там, где находится оптический центр (на рисунке центр обозначен крестиком). В центральной части туманности оптические и радиоизофоты хорошо согласуются друг с другом, причем два яркие оптические образования, которые близки к центру, совпадают с сильным радиоизлучением (от центра к югу). Видимое оптическое изображение туманности окружено двумя периферическими радиоизофотами (шестой и седьмой радиоизофотами, считая от центра туманности, причем на рис. 1 седьмая радиоизофота не приведена, так как она имеет больший размер $\approx 2''$). Шестая радиоизофота в северной части туманности имеет два выраженных выступа. Из анализа рис. 1 следует, что туманность Sh 148 имеет неоднородное распределение вещества, дающего радио- и оптическое излучения. Особенно хорошо оптическая неоднородность видна на рис. 2, где приведено фотографическое изображение Sh 148 в красном цвете после обработки (частично срезаны низкие частоты). Из рис. 2 следует, что туманность состоит из многих сгущений и во-

локон. Вокруг центральной части туманности видно существенное понижение яркости, что особенно резко выражено в восточной части. Это говорит о том, что вокруг освещенной звезды существуют плотные пылевые облака, которые могут являться причиной поглощения почти 40% лайман-континуума [3].

В юго-западной части туманности видны два ярких сгущения, из которых тянутся слабые волокна.

Интерферометрические исследования показывают, что в туманности Sh 148 центральная часть, составляющая приблизительно одну треть туманности, имеет скорость — 4 км/с относительно внешней части [5]. Это говорит о том, что в туманности имеет место расширение или же вращение центральной части. Так что в центральной части туманности существующий градиент скорости может быть причиной неоднородного распределения газопылевого вещества.

Таким образом, новые данные подтверждают, что диффузная туманность Sh 148 имеет сложную структуру, внутри которой расположены оптические и радиосгущения, газопылевые облака.

Автор выражает благодарность Н. Д. Меликяну за помощь в наблюдениях и обсуждениях.

26 марта 1990

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Р. А. САРКИСЯН

Structure Of The Internal Part Of The Nebula Sh 148. The results of structural study of the galactic nebula Sh 148 are presented. The comparison of data obtained by different methods (optical, radio) confirms that nebula Sh 148 has a complex structure. The integral stellar magnitude and isophots in the red beam of the nebula Sh 148 are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. А. Саркисян, *Астрофизика*, 20, 199, 1984.
2. В. А. Амбарцумян, IV советско-финское астрономическое совещание, Ереван, 1982, стр. 10.
3. M. Felli, R. H. Harten, *Astron. and Astrophys.*, 100, 42, 1981.
4. M. Heydari-Malayeri, G. Testor, *Astron. and Astrophys.*, 96, 219, 1981.
5. E. Recillas-Cruz, P. Pishmish, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, 4, 337, 1979.
6. V. W. Blanco, J. J. Nassau, J. Stock, W. Wehlau, *Astrophys. J.*, 121, 637, 1955.
7. R. A. Sarkisyan, J. Hron, *Rep. Inst. Astron., Vienna*, 3, 1982.
8. D. Crampton, J. M. Georgelin, J. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 66, 1, 1978.



Рис. 2. Фотография туманности Sh 148 после обработки (снимок получен на телескопе 2.6-м в БАО на фотопластинке Kodak 103а-Е).

К ст. А. Саркисяна

УДК: 524.726

К ВОПРОСУ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ГАЛАКТИК

В работах [1, 2] показано, что спиральные галактики — члены двойных систем галактик — обладают в 2—2.5 раза более мощным радиоизлучением, чем изолированные галактики одних и тех же абсолютных величин и морфологических подтипов. В работе [1] этот вывод сделан на основании сравнения радиоизлучательных свойств членов двойных систем из списка [3] и изолированных галактик из списка [4]. В [2] использованы список [4] и каталог пар галактик [5].

Как в [1], так и в [2] для определения радиосветимостей галактик использованы потоки радиоизлучения галактик на частоте 2.38 ГГц из обзора [6]. В этом радиообзоре приведены плотности потоков галактик, измеренные с помощью 300-метрового радиотелескопа в Аресибо. Ширина диаграммы направленности (по точкам половинной интенсивности) радиотелескопа в Аресибо на частоте 2.38 ГГц составляет 2.7°.

При такой диаграмме направленности обоснованно предположение о том, что из-за недостаточного разрешения в некоторых случаях — в особенности при наблюдениях двойных галактик — в диаграмму радиотелескопа одновременно попадут два или более объекта. Это может привести к тому, что измеренные таким образом плотности потоков некоторых членов двойных галактик окажутся завышенными за счет второго члена пары, не разрешенного антенной радиотелескопа.

Такое завышение плотностей, в свою очередь, может привести к кажущейся повышенной радиосветимости членов пар галактик по сравнению с одиночными изолированными галактиками. Анализ случаев, когда при наблюдениях, результаты которых использованы в [2], пары галактик не разрешаются и степени кажущегося повышения вследствие этого радиосветимостей членов пар показывает, что они не могут существенно изменить результаты, полученные в [2] (также и в [1]). Тем не менее, было бы очень желательно проверить выводы, сделанные в [2] на основании наблюдений галактик с помощью радиотелескопов, обладающих существенно более высокой разрешающей способностью, чем 300-метровый радиотелескоп в Аресибо.

Для этой цели очень подходят наблюдения галактик из каталога Шэпли-Эймс [7] на частоте 1.49 ГГц с помощью системы апертурного синтеза VLA, недавно опубликованные в [8, 9]. Эти наблюдения проводились с очень высокой чувствительностью (~ 1 мЯн) и разрешающей

способностью (0.9), что в 3 раза выше разрешения радиотелескопа в Аресибо.

Среди наблюдавшихся на VLA спиральных галактик находятся 16 объектов из [4] и 17 объектов из [5]. Они все, благодаря высокой чувствительности VLA, обнаружены.

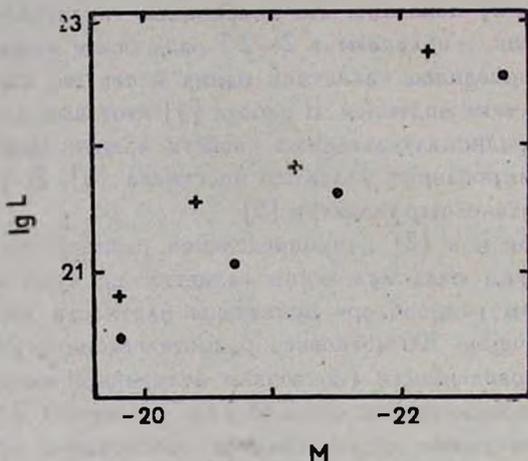


Рис. 1. Сравнение радиосветимостей на частоте 1.49 ГГц одиночных спиральных галактик (точки) и членов пар галактик (крестики).

Сравнение радиосветимостей изолированных одиночных спиральных галактик и членов изолированных пар галактик, наблюдавшихся на VLA, показано на рис. 1. (Абсолютные звездные величины и радиосветимости галактик на частоте 1.49 ГГц взяты из [8, 9]). На горизонтальной оси рис. 1 отложены медианные значения абсолютных звездных величин для интервалов $\Delta M = 1$, а на вертикальной оси — соответствующие им медианные значения логарифмов радиосветимостей на 1.49 ГГц. Как следует из рисунка, и в этом случае одиночные спиральные галактики по мощности радиоизлучения в 2—3 раза уступают спиральным членам пар галактик. Медианные значения отношений радиосветимостей на 1.49 ГГц и оптических светимостей для одиночных галактик и членов пар равны соответственно 10.2 и 21.8, что находится в очень хорошем согласии с аналогичными данными, приведенными в [10]. (При вычислении отношений радио и оптических светимостей в настоящем сообщении использованы голубые видимые звездные величины B_T из [8, 9]).

Выборки одиночных галактик и членов пар, использованных нами, по морфологическому составу (по подтипам) и по содержанию галактик с перемычкой практически одинаковы.

Таким образом, результаты наблюдений, выполненных с гораздо более высокой чувствительностью и разрешающей способностью, подтверждают выводы, сделанные ранее в [1, 2, 10].

25 апреля 1990

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Г. МАЛУМЯН

On The Radio Emission Of Spiral Galaxies In Double System of Galaxies. The results of the high-resolution observations of galaxies with the aperture synthesis system VLA have confirmed the conclusion on enhanced radio emission of spiral members of pairs of galaxies made earlier.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. R. Altschuler, C. A. Pantoja, *Astron. J.*, 89, 1531, 1984.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 25, 19, 1986.
3. S. D. Peterson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 527, 1979.
4. В. Е. Караченцева, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 8, 3, 1973.
5. И. Д. Караченцев, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв., АН СССР*, 7, 3, 1972.
6. L. L. Dressel, J. J. Condon, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 53, 1978.
7. A. Sandage, G. A. Tamman, *A Revised Shapley-Arm Catalog of Bright Galaxies*, Carnegie Institution of Washington, 1981.
8. J. J. Condon, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 485, 1987.
9. J. J. Condon, Q. F. Yin, D. Burstein, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 65, 543, 1987.
10. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 30, 223, 1989.

журнала «Астрофизика», том 32, 1990 год

<i>Абрамян Г. В., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. I. Полоса $\delta = +39^\circ$	29
<i>Абрамян Г. В., Заралян С. В., Меликян Н. Д., Мельников С. Ю., Шевченко В. С.</i> АЕ-звезда Хербига V 517 Лебедя	39
<i>Абрамян Г. В., Гигоян К. С.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. II. Полоса $+41^\circ < \delta < +45^\circ$	501
<i>Авакян М. А., Григорян Л. Ш., Саарян А. А.</i> О космологических моделях в обобщенной биметрической теории гравитации	189
<i>Авакян Р. М., Арутюнян Г. Г., Папоян В. В.</i> Модификация решения НУТ и его физическая интерпретация	465
<i>Аветисян А. К., Седракиян Д. М.</i> Профиль температуры внутри намагниченной нейтронной звезды	291
<i>Айрапетян В. С., Вихрев В. В., Иванов В. В., Рованова Г. А.</i> Пинчевый механизм энерговыделения звездных вспышек	405
<i>Акопян А. А., Мелик-Алавердян Ю. К.</i> О содержании технеция в холодных гигантах	235
<i>Александров А. П.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>)	5
<i>Александров А. П.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>)	197
<i>Алиакберов К. Д.</i> Наблюдения радиогалактики IC 4296 на РАТАН-600	355
<i>Андронов И. Л.</i> О влиянии неоднородности аккреционной колонны на поляризацию и спектр ее излучения	117
<i>Андропова А. А.</i> Теоретические профили линий Ca II в спектрах оболочек сверхновых звезд	415
<i>Арутюнян Г. Г., Папоян В. В.</i> Новый подход к решению осесимметричных стационарных уравнений ОТО	453
<i>Арутюнян Г. Г.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	465
<i>Атоян А. М., Наапетын А. Г.</i> Компактные радиосточники как плазменный турбулентный реактор. III. Аккреционная модель	341
<i>Бернер Ю. К., Мирошниченко А. С., Судник И. С., Юдин Р. В., Ютанов Н. Ю., Кривоус А. А., Соколов А. Н., Куратов К. С., Муканов Д. Б.</i> MWC 342—молодая звезда	203
<i>Бисноватый-Козан Г. С.</i> Юпитеры вокруг мертвых звезд и образование одиночных подкрученных радиопульсаров	313
<i>Буренков А. Н., Хачикян Э. Е.</i> Спектрофотометрическое исследование галактики Маркьян 7	245
<i>Вихрев В. В.</i> (см. <i>Айрапетян В. С.</i>)	405
<i>Волков А. А.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>)	197
<i>Волков Е. В.</i> Газ в эллиптических галактиках (обзор)	133
<i>Гаген-Торн В. А., Решетников В. П., Яковлева В. А.</i> Детальная поверхностная фотометрия периферийной галактики NGC 3718	255
<i>Гаген-Торн В. А., Марченко С. Г., Миколайчук О. В.</i> Переменные источники в лагертндах: распределение энергии в оптической области по данным многоцветной фотометрии	429
<i>Гигоян К. С.</i> (см. <i>Абрамян Г. В.</i>)	501
<i>Горбачук В. Г.</i> О возможном механизме образования шаровых скопления в короне гигантской эллиптической галактики	267
<i>Головатый В. В., Проник В. И.</i> Непрерывный спектр за лаймановским пределом и эффективные температуры ядер планетарных туманностей	99

Госачинский И. В., Кандалян Р. А., Назаретян Ф. С., Самаян В. А. Результаты наблюдений мазерного излучения в главных линиях молекулы OH.	
I. Звездные мазеры	357
Госачинский И. В., Кандалян Р. А., Назаретян Ф. С., Самаян В. А., Юдаева Н. А. Переменность излучения мазерных источников H ₂ O на волне 1.35 см.	
II. Звездные мазеры	365
Григорян Л. Ш. (см. Авакян М. Р.)	189
Григорян Л. Ш. (см. Саарян А. А.)	491
Гринин В. П., Мицкевич А. С. Исследование радиационных потерь в движущихся оболочках звезд типа Т Тельца	69
Гринин В. П., Мицкевич А. С. Образование эмиссионных линий водорода, кальция и магния в расширяющихся оболочках звезд типа Т Тельца	363
Епремян Р. А. (см. Товмасын Г. М.)	5
Епремян Р. А. (см. Товмасын Г. М.)	197
Ерастова Л. К., Чавушян В. О., Степанян Дж. А. Новая переменная галактика сейфертовского типа SBS 1116+518	177
Ерастова Л. К. (см. Степанян Дж. А.)	441
Зарацян С. В. (см. Абрамян Г. В.)	39
Ибрагимов М. А., Шевченко В. С. Наблюдения фуоров. II. Кривая блеска V 1515 Лебедя, фурье-анализ мелкомасштабной составляющей	221
Иванов В. В. (см. Айрапетян В. С.)	405
Кандалян Р. А. (см. Госачинский И. В.)	357
Кандалян Р. А. (см. Госачинский И. В.)	365
Кашин А. Л. (см. Товмасын Г. М.)	5
Кашин А. Л. (см. Товмасын Г. М.)	197
Колесов А. К., Соболев В. В. Диффузное отражение света сферической туманностью	277
Кондратьев Б. П. О возможности плоского однородного вихревого движения в жидких конфигурациях неэллипсоидальной формы	183
Кондратьев Б. П. Грушевидные фигуры равновесия с внутренними течениями.	
I. Двумерный случай	471
Кривоцв А. А. (см. Бергнер Ю. К.)	203
Крикалев С. К. (см. Товмасын Г. М.)	197
Крмоян М. Н. (см. Товмасын Г. М.)	5
Крмоян М. Н. (см. Товмасын Г. М.)	197
Куратов К. С. (см. Бергнер Ю. К.)	203
Куртанидзе О. М., Николашвили М. Г. Обзор избранных областей в направлении антицентра Галактики	173
Лездзярв Л. О свойствах ионизованного газа в симбиотических звездах	15
Липовецкий В. А. (см. Абрамян Г. В.)	29
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	441
Любимков Л. С., Самедов З. А. О переменности микротурбулентности в атмосферах F-сверхгигантов	49
Малумян В. Г. К вопросу о радиоизлучении спиральных галактик в двойных системах галактик	508
Манаров М. Х. (см. Товмасын Г. М.)	
Марченко С. Г. (см. Гатен-Торн В. А.)	429
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Аюкян А. А.)	235
Меликян Н. Д., Шевченко В. С. H _α -эмиссионные звезды в области NGC 6910	169
Меликян Н. Д. (см. Абрамян Г. В.)	39

Мельников С. Ю. (см. Абрамян Г. В.)	39
Миколайчук О. В. (см. Гаген-Торн В. А.)	429
Мирошниченко А. С. (см. Бернер Ю. К.)	203
Мицкевич А. С. (см. Гринин В. П.)	69
Мицкевич А. С. (см. Гринин В. П.)	383
Мкртчян М. А. (см. Товмасын Г. М.)	5
Мкртчян М. А. (см. Товмасын Г. М.)	197
Муқанов Д. Б. (см. Бернер Ю. К.)	203
Напетян А. Г. (см. Атоян А. М.)	341
Назаретян Ф. С. (см. Госачинский И. В.)	357
Назаретян Ф. С. (см. Госачинский И. В.)	365
Нерсесян С. Е. (см. Товмасын Г. М.)	5
Николашвили М. Г. (см. Куртанидзе О. М.)	173
Нулис Т. Зоны торможения в ветре звезд типа Вольфа—Райе и Р Cygni	85
Оганесян Р. Х. (см. Товмасын Г. М.)	5
Оганесян Р. Х. (см. Товмасын Г. М.)	197
Орлов М. Я., Шаврина А. В. Содержание элементов группы палладия в атмосферах проэволюционировавших звезд. II. Рутений	231
Папоян В. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	453
Папоян В. В. (см. Авакян Р. М.)	465
Позодин М. А. Некоторые особенности спектральной переменности Ae-звезд Хербига с Р Суг-профилем бальмеровских линий	371
Проник В. И. (см. Головатый В. В.)	99
Решетников В. П. (см. Гаген-Торн В. А.)	255
Розанова Г. А. (см. Айрапетян В. С.)	405
Романенко Ю. В. (см. Товмасын Г. М.)	5
Романенко Ю. В. (см. Товмасын Г. М.)	197
Саарян А. А. (см. Авакян М. А.)	189
Саарян А. А., Григорян Л. Ш. Скалярно-тензорная биметрическая теория гравитации. I	491
Самедов Э. А. (см. Любимков Л. С.)	49
Санамян В. А. (см. Госачинский И. В.)	357
Санамян В. А. (см. Госачинский И. В.)	365
Саркисян Р. А. Структура внутренней части туманности V 148.	504
Седракян А. Д. (см. Седракян Д. М.)	303
Седракян Д. М., Седракян А. Д., Шахабасян К. М. Движение викрей и диссипация энергии в ядре нейтронных звезд	303
Седракян Д. М. (см. Аветисян А. К.)	291
Серова С. И. (см. Товмасын Г. М.)	5
Соболев В. В. (см. Колесов А. К.)	277
Соколов А. Н. (см. Бернер Ю. К.)	203
Степанян Дж. А. (см. Абрамян Г. В.)	29
Степанян Дж. А. (см. Ерастова Л. К.)	177
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Ерастова Л. К. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. VII. Поле $\alpha = 12^h00^m$, $\delta = +59^{\circ}00'$	441
Судник И. С. (см. Бернер Ю. К.)	203
Теребиж В. Ю. Максимально правдоподобное восстановление изображений. I. Основные соотношения	327
Титов В. Г. (см. Товмасын Г. М.)	5
Титов В. Г. (см. Товмасын Г. М.)	197

<i>Товмасын Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А., Нерсесян С. Е., Мкртчян М. А., Ходжаянц Ю. М., Крмоян М. Н., Кашин А. Л., Юзнен Д., Серова С. И., Романенко Ю. В., Александров А. П., Титов В. Г. Ультрафиолетовые на- блюдения на космическом телескопе «Глазар»</i>	5
<i>Товмасын Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А., Мкртчян М. А., Ходжаянц Ю. М., Крмоян М. Н., Кашин А. Л., Юзнен Д., Романенко Ю. В. Алек- сандров А. П., Титов В. Г., Манаров М. Х., Волков А. А., Крикалев С. К. Звезды ранних типов в области звездной ассоциации Орвон ОВ1 по наблю- дениям на космическом телескопе «Глазар»</i>	197
<i>Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)</i>	5
<i>Ходжаянц Ю. М. (см. Товмасын Г. М.)</i>	197
<i>Ходжаянц Ю. М. (см. Товмасын Г. М.)</i>	177
<i>Чавушян В. О. (см. Ерастова Л. К.)</i>	177
<i>Чолакян В. Г. Околзвездные облака вокруг группы звезд О—В по данным дуб- лета 2800 Mg II</i>	63
<i>Шаерина А. В. (см. Орлов М. Я.)</i>	231
<i>Шахабасян К. М. (см. Седракия Д. М.)</i>	303
<i>Шевченко В. С. (см. Абрамян Г. В.)</i>	39
<i>Шевченко В. С. (см. Меликян Н. Д.)</i>	169
<i>Шевченко В. С. (см. Ибрагимов М. А.)</i>	221
<i>Юзнен Д. (см. Товмасын Г. М.)</i>	5
<i>Юзнен Д. (см. Товмасын Г. М.)</i>	197
<i>Юдаева Н. А. (см. Госачинский И. В.)</i>	365
<i>Юдин Р. В. (см. Бергнер Ю. К.)</i>	203
<i>Ютанов Н. Ю. (см. Бергнер Ю. К.)</i>	203
<i>Яковлева В. А. (см. Гаген-Торн В. А.)</i>	255

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 32, 1990 год

Выпуск 1

Ультрафиолетовые наблюдения на космическом телескопе «Глазар» Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, С. Е. Нерсесян, М. А. Мкртчян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Юзе- нен, С. И. Серова, Ю. В. Романенко, А. П. Александров, В. Г. Титов, М. Х. Маннаров	5
О свойствах ионизованного газа в симбиотических звездах Л. Лежарь	15
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. I. Полоса $\delta = +39^\circ$. . . Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян	29
Ас-звезда Хербига V 517 Лебеда Г. В. Абрамян, С. В. Зарамян, Н. Д. Меликян, С. Ю. Мельников, В. С. Шевченко	39
О переменности микротурбулентности в атмосферах F-сверхгигантов А. С. Любимков, Э. А. Самедов	49
Околосветные облака вокруг группы звезд O—В по данным дублета 2800 Mg II В. Г. Чолакян	63
Исследование радиационных потерь в движущихся оболочках звезд типа Т Тельца В. П. Гринин, А. С. Мицкевич	69
Зоны торможения в ветре звезд типа Вольфа—Райе и R CYGNI . . . Т. Нулис	85
Непрерывный спектр за лаймановским пределом и эффективные температуры ядер планетарных туманностей В. В. Головатый, В. И. Проник	99
О влиянии неоднородности аккреционной колонны на поляризацию и спектр ее излучения И. Л. Андронов	117
ОБЗОРЫ	
Газ в эллиптических галактиках Е. В. Волков	133
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
H_{α} -эмиссионные звезды в области NGC 6910 Н. Д. Меликян, В. С. Шевченко	169
Обзор избранных областей в направлении антицентра галактики О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили	173
Новая переменная галактика сейфертовского типа SBS 1116+518 А. К. Ерасова, В. О. Чавушян, Дж. А. Степанян	177
О возможности плоского однородного вихревого движения в жидких configura- циях неэллипсоидальной формы Б. П. Кондратьев	183
О космологических моделях в обобщенной биметрической гравитации М. Р. Авакян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян	189

Выпуск 2

Звезды ранних типов в области звездной ассоциации Орион OB1 по наблюдениям на космическом телескопе «Главар» Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, М. А. Мкртчян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Юзенин, Ю. В. Романенко, А. П. Александров, В. Г. Титов, М. Х. Титов, М. Х. Манаров, А. А. Волков, С. К. Крикалев	197
MWC 342 — молодая звезда Ю. К. Бергнер, А. С. Мирошниченко, И. С. Судник, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, А. А. Кривошов, А. Н. Соколов, К. С. Куратов, Д. Б. Муканов .	203
Наблюдения фуоров. II. Кривая блеска V 1515 Лебедя, Фурье-анализ мелко-масштабной составляющей М. А. Ибрагимов, В. С. Шевченко	221
Содержание элементов группы палладия в атмосферах эволюционировавших звезд. II. Рутений М. Я. Орлов, А. В. Шарина	231
О содержании технеция в холодных гигантах А. А. Акопян, Ю. К. Мелик-Алавердян	235
Спектрофотометрическое исследование Галактики Маргариты 7 А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян	245
Детальная поверхностная фотометрия пекулярной галактики NGC 3718 В. А. Газен-Торн, В. П. Решетников, В. А. Яковлев	255
О возможном механизме образования шаровых скоплений в короне гигантской эллиптической галактики В. Г. Горбачук	267
Диффузное отражение света сферической туманностью А. К. Колесов, В. В. Соболев	277
Профиль температуры внутри намагниченной нейтронной звезды А. К. Аветисян, Д. М. Седракия	291
Движение взрывей и диссипация энергии в ядре нейтронных звезд Д. М. Седракия, А. Д. Седракия, К. М. Шахабасян	303
Юпитеры вокруг мертвых звезд и образование одиночных подрученных радиопульсаров Г. С. Бисноватый-Козан	313
Максимально правдоподобное восстановление изображений. I. Основные соотношения В. Ю. Терещих	327
Компактные радионисточники как плазменный турбулентный реактор. III. Ажреционная модель А. М. Атоян, А. Г. Напетян	341

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Наблюдения радиогалактики IC 4296 на РАТАН-600

К. Д. Алиакберов	355
------------------	-----

Выпуск 3

Результаты наблюдений мазерного излучения в главных линиях молекулы OH.

I. Звездные мазеры

И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Самаян,

Н. А. Юдаева	357
--------------	-----

Некоторые особенности спектральной переменности Ae-звезд Хорьбига с P Суг-профилем бальмеровских линий М. А. Погдин 371

Образование эмиссионных линий водорода, кальция и магния в расширяющихся оболочках звезд типа Т Тельца	<i>В. П. Гринин, А. С. Мицкевич</i>	383
Пинчевый механизм энерговыделения звездных вспышек <i>В. С. Айрапетян, В. В. Вихрев, В. В. Иванов, Г. А. Розанова</i>		405
Теоретические профили линий Ca II в спектрах оболочек сверхновых звезд <i>А. А. Андропова</i>		415
Переменные источники в лацертиадах: распределение энергии в оптической области по данным многоцветной фотометрии <i>В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, О. В. Миколайчук</i>		429
Второй Бюраканский спектральный обзор неба. VII. Поле $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$	<i>Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова</i>	441
Новый подход к решению осесимметричных стационарных уравнений ОТО <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>		453
Модификация решения НУТ и его физическая интерпретация <i>Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>		465
Грушевидные фигуры равновесия с внутренними течениями. I. Двумерный случай	<i>Б. П. Кондратьев</i>	471
Скалярно-тензорная биметрическая теория гравитации. I. <i>А. А. Саарян, Л. Ш. Григорян</i>		491

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. II. Полоса $\pm 41^{\circ} < \delta < +45^{\circ}$ <i>Г. В. Абрамян, К. С. Гигоян</i>		501
Структура внутренней части туманности Sh 148	<i>Р. А. Саркисян</i>	504
К вопросу о радиоизлучении спиральных галактик в двойных системах <i>В. Г. Малумян</i>		507

CONTENTS

Number 1

Ultraviolet observation, with the space telescope "Glazar" <i>H. M. Tovmassian, K. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtan, S. E. Nersessian, M. A. Mkrtchian, Ym. M. Khodjayants, M. N. Krmojan, A. L. Kashtn, D. Huguentn, S. I. Serova, Yu. V. Romanenko, A. P. Alexandrov, V. G. Titov, M. Kh. Manarov</i>	5
On the properties of ionized gas in symbiotic stars <i>L. Lsedjuru</i>	15
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. I. Zone $\delta = +39^\circ$ <i>H. V. Abrahamian, V. A. Ltpovetskiy, I. A. Stepanian</i>	29
Herbig Ae-star V 517 Cygni. <i>G. V. Abram an, S. V. Zaratsian, N. D. Melikian, S. Yu. Melnikov, V. S. Shevchenko</i>	39
On the variability of microturbulence in the atmospheres of F-type supergiants <i>L. S. Lyubimkov, L. A. Samedov</i>	49
Circumstellar clouds around the group of O-B star from the doublet 2800 Mg II observations <i>V. G. Cholaktan</i>	63
The investigation on the radiative energy losses in the moving envelopes of T Tauri stars <i>V. P. Grtnin, A. S. Mitkevich</i>	69
Deceleration zones in the winds of WR and P Cygni stars <i>T. Nugts</i>	85
The energy distribution in Lyman continuum and the effective temperatures of planetary nebulae nuclei <i>V. V. Golovaty, V. I. Pronik</i>	99
On the influence of the heterogeneity of the accretion column onto polarization and spectrum of its emission <i>I. L. Andronov</i>	117

REVIEWS

Gas in elliptical galaxies <i>E. V. Volkov</i>	133
--	-----

NOTES

H α - emission stars in the NGC 6910 region <i>N. D. Melikian, V. S. Shevchenko</i>	169
A survey of the selected regions in the galactic anticenter direction <i>O. M. Kurtanidze, M. A. Nikolashvili</i>	173
New variable Seyfert galaxy Sbs 1116+518 <i>L. K. Erastova, V. H. Chavushian, J. A. Stepanian</i>	177
On the possibility of plane fluid motion with uniform vorticity in nonellipsoidal Cavities <i>B. P. Kondrat'ev</i>	183
On cosmological models in generalized bimetric theory of gravitation <i>M. R. Avaktian, L. Sh. Grigorian, A. A. Saarian</i>	189

Number 2

Stars of early types in the region of stellar association OB1 observed with the "Glazar" space telescope . . <i>H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtan, M. A. Mkrtchian, Yu. M. Khodjayants, M. N. Krmojan, A. L. Kashtn, D. Huguentn, Yu. V. Romanenko, A. P. Alexandrov, B. G. Titov, M. Kh. Manarov, A. A. Volkov, S. K. Kritkalev</i>	197
MWC 342—a young star <i>Yu. K. Bergner, A. S. Miroschnichenko, I. S. Sudnik, R. V. Yudin, N. Yu. Yutanov, A. A. Krvtovsov, A. N. Sokolov, K. S. Kuratov, D. B. Mukanov</i>	203

Observational study of fuors. II. The light curve of V1515 Cygni. Fourier analysis of small amplitude variability . . . *M. A. Ibragimov, V. S. Shevchenko* 221

The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars II. Ruthenium *M. Yu. Orlov, A. V. Shavrina* 231

On the Te content in cool giant stars *A. A. Akopyan, Yu. K. Melik-Alaverdian* 235

A spectrophotometrical investigation of the galaxy Markarian 7 *A. N. Burenkov, E. Ye. Khachikian* 254

Detail surface photometry of peculiar galaxy NGC 3718 *V. A. Hagen-Thorn, V. P. Reshetnikov, V. A. Yakovleva* 255

On the possible way of globular clusters formation in coronae of giant elliptical galaxies *V. G. Gorbatsky* 267

Diffuse radiation reflection from a spherical nebula *A. K. Kolesov, V. V. Sobolev* 277

The temperature profile in magnetic neutron star *A. K. Avetisyan, D. M. Sedrakian* 291

The motion of vortices and energy dissipation in the neutron star core *D. M. Sedrakyan, A. D. Sedrakyan, K. M. Shahabosyan* 303

Jupiters around dead stars and formation of single recycled radio pulsars *G. S. Bisnovatyi-Kogan* 313

Maximum likelihood image restoration I. Main equations *V. Yu. Terebizh* 327

Compact radio sources as a plasma turbulent reactor. III. An accretion model *A. M. Atoyan, A. G. Nahapetian* 341

NOTES

Observations of the IC 4296 radio galaxy with RATAN-600 *K. D. Altakberov* 355

Number 3

The results of observation of maser emission in the main lines of OH molecule. I. Stellar masers *I. V. Gosachinski, R. A. Kandallan, F. S. Nazaretlan, V. A. Sanamian, N. A. Yudaeva* 357

Time variation of H₂O maser emission sources at 1.35 cm. II. Stellar masers *I. V. Gosachinski, R. A. Kandallan, F. S. Nazaretlan, V. A. Sanamian, N. A. Yudaeva* 365

Some peculiarities of the spectral variability of Ae Herbig stars with the PCyg profiles of Balmer lines *M. A. Pogodin* 371

The formation of hydrogen, calcium and magnesium emission lines in the expanding envelopes of T Tauri stars *V. P. Grintin, A. S. Mitskevich* 383

Pinch—mechanism of energy release of stellar flares *V. S. Hayrapettan, V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, G. A. Rozanova* 405

Theoretical spectral line profiles of CaII in spectra of supernova envelopes *A. A. Andronova* 415

Variable sources in lacertids: spectral energy distributions in optical region based on multicolour photometry *V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, O. V. Nikolaychuk* 429

The second Byurakan spectral sky survey. VII, The results of the area centered on $\alpha = 12^h00^m$, $\delta = +59^\circ00'$

<i>J. A. Stepanian, V. A. Lypovetsky, L. K. Erastova</i>	441
A new approach to the solution of the axisymmetric stationary GR'S equations <i>G. G. Haroutyunian, V. V. Papoyan</i>	453
The modification and physical interpretation of nut solution <i>R. A. Avakian, G. G. Haroutyunian, V. V. Papoyan</i>	465
The pear-shaped figures of equilibrium with internal motion. I. The two-dimensional case	<i>B. P. Kondrat'ev</i> 471
Scalar—tensor bimetric theory of gravitation. I. <i>A. A. Saharian, I. Sh. Grigorian</i>	491

NOTES

The first Byurakan spectral sky survey late—type stars. II. Zone $+41^\circ < \delta < +45^\circ$	<i>G. V. Abramian, K. S. Gigoyan</i> 501
Structure of the interval part of the nebula sh 148	<i>R. A. Sarkissian</i> 504
On the radio emission of spiral galaxies in double system of galaxies <i>V. H. Malumian</i>	507

Техн. редактор *Л. А. Азизбекян*

Сдано в набор 23.05.1990. Подписано к печати 25.10.1990.
Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать Печ. лист. 10,25+7 экл. Усл. печ. лист. 14,3.
Учет.-изд. 11,3. Тираж 940. Заказ 226. Издат. 7827.

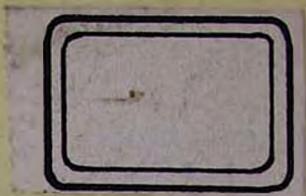
Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт. 14 к., т. 52-70-03.
Типография Издательства АН Армении, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

CONTENTS

The results of observation of maser emission in the main lines of OH molecule. I. Stellar masers	357
<i>I. V. Gosachtinski, R. A. Kandallan, F. S. Nazaretian, V. A. Sanamtan, N. A. Yudaeva</i>	
Time variation of H ₂ O maser emission sources at 1.35 cm. II. Stellar masers	365
<i>I. V. Gosachtinski, R. A. Kandallan, F. S. Nazaretian, V. A. Sanamtan, N. A. Yudaeva</i>	
Some peculiarities of the spectral variability of Ae Herbig stars with the PCyg profiles of Balmer lines	371
<i>M. A. Pogodin</i>	
The formation of hydrogen, calcium and magnesium emission lines in the expanding envelopes of T Tauri stars	383
<i>V. P. Grtntn, A. S. Mlttskevitch</i>	
Pinch—mechanism of energy release of stellar flares	405
<i>V. S. Hayrapettian, V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, G. A. Rozanova</i>	
Theoretical spectral line profiles of Call in spectra of supernova envelopes	415
<i>A. A. Andronova</i>	
Variable sources in lacertids: spectral energy distributions in optical region based on multicolour photometry	429
<i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, O. V. Mikolaychuk</i>	
The second Byurakan spectral sky survey. VII, The results of the area centered on $\alpha = 12^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$	441
<i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, L. K. Erastova</i>	
A new approach to the solution of the axisymmetric stationary GR'S equations	453
<i>G. G. Haroutyuntan, V. V. Papoyan</i>	
The modification and physical interpretation of nut solution	465
<i>R. A. Avaktan, G. G. Haroutyuntan, V. V. Papoyan</i>	
The pear-shaped figures of equilibrium with internal motion. I. The two-dimensional case	471
<i>B. P. Kondrat'ev</i>	
Scalar—tensor bimetric theory of gravitation. I.	491
<i>A. A. Sahartan, I. Sh. Grtgortan</i>	

NOTES

The first Byurakan spectral sky survey late-type stars. II. Zone $+41^{\circ} < \delta < +45^{\circ}$	501
<i>G. V. Abramtan, K. S. Gtgyt'n</i>	
Structure of the interval part of the nebula sh 148	504
<i>R. A. Sarktsian</i>	
On the radio emission of spiral galaxies in double system of galaxies	507
<i>V. H. Malumtan</i>	



СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МОДИФИКАЦИЯ РЕШЕНИЯ НУТ И ЕГО ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ	<i>Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>	465
ГРУШЕВИДНЫЕ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ С ВНУТРЕННИМИ ТЕЧЕНИЯМИ. I. ДВУМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ.	<i>Б. П. Кондратьев</i>	471
СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНАЯ БИМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ. I.	<i>А. А. Саарян, Л. Ш. Григорян</i>	491
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. II. ПОЛОСА $\pm 41^\circ \leq \delta \leq +45^\circ$	<i>Г. В. Абрамян, К. С. Гигоян</i>	501
СТРУКТУРА ВНУТРЕННЕЙ ЧАСТИ ТУМАННОСТИ Sh 148	<i>Р. А. Саркисян</i>	504
К ВОПРОСУ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ	<i>В. Г. Малумян</i>	507