

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 32

ФЕВРАЛЬ, 1990

ВЫПУСК 1

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР»

Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, С. Е. Нерсисян, М. А. Мкртчян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Югенен, С. И. Серова, Ю. В. Романенко, А. П. Александров, В. Г. Титов, М. Х. Маннаров

5

О СВОЙСТВАХ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗДАХ

Л. Левады

15

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. I ПОЛОСА $\delta = +39^\circ$

Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян

29

АЕ-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА V 517 ЛЕБЕДЯ

*Г. В. Абрамян, С. В. Зарацян, Н. Д. Меликян, С. Ю. Мельников**В. С. Шевченко*

39

О ПЕРЕМЕННОСТИ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ

Л. С. Любимков, Э. А. Самедов

49

ОКОЛОЗВЕЗДНЫЕ ОБЛАКА ВОКРУГ ГРУППЫ ЗВЕЗД О—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 P CYGNI

Т. Нулис

85

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ И ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. В. Головатый, В. И. Проник

99

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

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

Խմբագրական կոլեգիա՝ Կ. Ս. Բինոզատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիմին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիծ, Ա. Տ. Քալաշոյան (պատ. քարտուղար)։

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

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбачевский (зам. главного редактора), В. П. Гримин, В. В. Иванов, А. Т. Каллогян (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, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести по всем отделениям Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածների աստղերի ֆիզիկայի, միջամասնությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխություն և աստղաբաշխական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձմանից բնագավառների զննող: Հանդեսը նախատեսված է դիտական աշխատակիցների, աստղաբանների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 տեղամ. բաժանորդագիրը 10 ռ. 80 կ. մեկ ամիսով: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծգումարագնայա կնիքա» զարմակություն միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.3—74:520.2

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА КОСМИЧЕСКОМ
ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР»

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН, С. Е. НЕРСЕСЯН,
М. А. МКРТЧЯН, Ю. М. ХОДЖАЯНЦ, М. Н. КРМОЯН, А. Л. КАШИН,
Д. ЮГЕНЕН, С. И. СЕРОВА, Ю. В. РОМАНЕНКО, А. П. АЛЕКСАНДРОВ,
В. Г. ТИТОВ, М. Х. МАНАРОВ

Поступила 22 ноября 1989

Принята к печати 15 декабря 1989

Представлены результаты обзора неба на высоких галактических широтах, выполненного с помощью космического телескопа «Глазар» на длине волны λ 1640 А. За период с августа 1987 г. по ноябрь 1988 г. было сфотографировано около 77 кв. градусов неба. На полученных снимках было обнаружено и фотометрировано 28 звезд с предельной звездной величиной до $\sim 11^m$ на указанной длине волны. Одна из них, по всей вероятности, является горячим субкарликом — компонентом двойной звезды.

С августа 1987 г. проводятся регулярные наблюдения на орбитальном телескопе «Глазар» [1], установленном на модуле «Квант» космической станции «Мир». Поле зрения телескопа системы Ричи-Кретьена имеет в диаметре 1.3° . В качестве детектора излучения использован микроканальный усилитель. Получаемая информация регистрируется на фотопленке Kodak 103 а-Г. Оптика телескопа вместе с катодом детектора определяет полуширину полосы пропускания системы в ~ 250 А с максимумом на λ 1640 А. Предельная звездная величина в указанном диапазоне длин волн при четырехминутной экспозиции составляла в начальный период наблюдений около 11^m . Через год работы телескопа чувствительность несколько упала, и для сохранения того же предела экспозиции в дальнейшем были увеличены.

Наведение телескопа на наблюдаемую область неба производится всей станцией «Мир», системы стабилизации которой поддерживают заданное направление обычно с точностью около одной угловой минуты. Затем вступает в действие один из двух звездных датчиков А самого телескопа, который обеспечивает стабилизацию направления телескопа на исследуемую область неба с точностью до нескольких угловых секунд по двум осям. Диаметр поля зрения этих датчиков составляет 1° . При этом

звездные датчики смещены от оптической оси телескопа на $\sim 50'$ в противоположные стороны. Благодаря этому, яркие гидрировочные звезды оказываются вне поля зрения телескопа. Смена этих звездных датчиков, а также их перемещение относительно оптической оси телескопа на два шага на 0.9° в направлении, перпендикулярном к линии, соединяющей оба датчика, позволяет фотографировать 6 частично перекрывающихся областей неба вокруг одной гидрировочной звезды. Для предотвращения вращения телескопа вокруг своей оси телескоп снабжен двумя другими звездными датчиками Б, отклоненными от оптической оси телескопа на углы в 41° и 45° соответственно. Поля зрения этих датчиков имеют размеры $4.5^\circ \times 0.5^\circ$. Опыт выполненных наблюдений показал, однако, что при экспозициях в несколько минут развороты телескопа вокруг своей оси незначительны и не сказываются на качестве получаемых изображений. Поэтому многие наблюдения проводились впоследствии без включения звездных датчиков Б, поскольку при гидрировании по двум звездам, находящимся на взаимном расстоянии в пределах от 39° до 47° , заметно сокращаются возможности выбора соответствующей пары звезд, особенно при наличии ограничения на развороты космической станции относительно плоскости орбиты.

В программу наблюдений телескопа входит как обзор неба на высоких галактических широтах, так и исследование областей звездных ассоциаций. Результаты обзорных наблюдений ряда областей неба приводятся в работе [2]. В работе [3] представлены результаты наблюдений области звездных ассоциаций Корма OB1 и OB2.

В данной работе представлены результаты наблюдений по обзору неба преимущественно на высоких галактических широтах ($|b| > 20^\circ$).

Наблюдения были выполнены в основном в полуавтоматическом режиме работы телескопа. При таком режиме с помощью пульта управления телескопом, установленном внутри космической станции, космонавты подают на телескоп все необходимые команды. Если станция была ориентирована достаточно точно в направлении гидрировочной звезды и произошел, так называемый, «захват» звезды звездным датчиком и заработали системы стабилизации телескопа, то космонавт в заданной последовательности меняет положения звездных датчиков для фотографирования соответствующих областей и включает экспозиции. Некоторая часть наблюдений была выполнена в автоматическом режиме, когда все команды по наведению и управлению телескопом передаются на борт станции с Центра управления полетами (ЦУП) по телеметрии, и телескоп автоматически выполняет все необходимые операции. В автоматическом режиме возможно фотографирование за один сеанс трех областей неба, при этом максимально возможная экспозиция 3 мин. В полуавтоматическом режиме работы

телескопа могут быть заданы любые экспозиции в пределах длительности пребывания станции на теневом участке орбиты.

За период с августа 1987 г. по ноябрь 1988 г. в окрестностях 16 гидрировочных звезд с несколькими экспозициями была сфотографирована 61 частично перекрывающаяся область неба. Список сфотографированных областей приведен в табл. 1. Координаты центров наблюдавшихся областей даны с точностью до ~ 5 угловых минут. На полученных снимках отождествлены изображения 28 звезд, 16 из которых были наблюдаемы ранее с помощью орбитального телескопа ТД1 [4]. Используя данные указанных наблюдений, были определены монохроматические звездные величины этих звезд на длине волны λ 1640 А, использованные в качестве стандартов для калибровки наших наблюдений. Кроме того, на каждой фотопленке до ее отправки на космическую станцию «Мир» экспонируется трубчатый фотометр. Измерения плотностей почернений звезд производятся на микрофотометре PDS Бюраканской астрофизической обсерватории, а расчеты — на ЭВМ СМ-4. По отпечаткам трубчатого фотометра строится характеристическая кривая, т. е. кривая зависимости плотности почернения от освещенности. С помощью этой кривой определяются инструментальные относительные звездные величины наблюдавшихся звезд. По известным звездным величинам стандартных звезд на λ 1640 А строится зависимость между ними и измеренными нами относительными звездными величинами. Эта кривая уже используется для определения звездных величин наблюдавшихся звезд на λ 1640 А.

Таблица 1

КООРДИНАТЫ НАБЛЮДАВШИХСЯ ОБЛАСТЕЙ НЕБА

Гидрировочная звезда	α (1950)	δ (1950)	Экспозиция в минутах и количество снимков
1	2	3	4
α Андромеды	23 ^h 59 ^m 54 ^s	+27°13'	3 ^m ×2; 1 ^m
"	00 02 36	+27 33	3; 1
"	00 04 32	+29 41	3×2; 1
"	00 07 28	+28 02	3×2; 1
"	00 07 50	+30 01	3×2; 1
"	00 11 58	+30 27	3; 1
α Эридана	01 30 50	−56 53	3×2; 1×2
"	01 34 58	−56 07	3; 1
"	01 36 00	−58 42	3×2; 1
"	01 38 34	−55 24	3; 1
"	01 40 17	−58 06	3×2; 1×2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
α Тельца	04 ^h 30 ^m 41 ^s	+17°00'	8 ^m ×2
"	04 32 32	+17 46	8×2
"	04 34 41	+14 21	8×2
"	04 35 10	+15 15	8×2
α Кнля	06 18 00	-53 10	4×2
	06 31 28	-52 25	3
α Льва	10 02 26	+12 33	8 12
"	10 04 00	+13 29	20×2, 8, 12
"	10 04 53	+14 18	8, 12
"	10 06 52	+10 53	12, 12
"	10 08 00	+13 00	3
"	10 08 48	+11 45	3, 12×2
β Б. Медведицы	10 48 00	+58 06	4×2
"	10 50 42	+57 19	4×2
"	10 53 34	+56 30	4×2
"	10 58 31	+54 35	11×2
"	11 01 00	+55 14	11×2
β Льва	11 38 14	+15 02	4×2
	11 41 50	+14 37	4×2
	11 44 29	+14 07	4×2
	11 49 02	+15 36	4×2
	11 52 38	+15 03	4×2
	11 55 28	+14 38	4×2
γ Ворона	12 15 34	-16 00	3, 13×2
	12 18 36	-15 33	13
α Б. Медведицы	12 55 02	+57 25	20×2
α Девы	13 15 52	-09 43	15×2
	13 17 37	-10 28	15×2
	13 19 29	-11 14	15×2
	13 28 00	-11 22	15×2
α Волка	14 28 31	-48 19	10, 11
	14 38 48	-46 16	10
	14 44 00	-45 07	10
	14 48 40	-46 00	10
α Орла	19 46 21	+09 26	13
	19 48 42	+10 06	13
	19 51 20	+10 45	13

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4
♄ Скорпиона	15 56 06	-21 45	11
	15 59 36	-21 17	11
	16 02 54	-20 49	11
♈ Змееносца	17 25 01	+13 31	10
	17 27 42	+12 49	10
♂ Павлина	20 07 42	-57 28	3×4, 1×4
	20 15 00	-57 40	3×6, 1×5
	20 22 00	-56 00	3×4, 1×3
	20 29 02	-56 00	3×4, 1×2
	20 35 20	-55 50	3×4, 1×2
♐ Южной рыбы	22 50 30	-31 44	3×2, 1
	22 54 03	-31 07	3×2, 1
	22 57 07	-30 38	3×2, 1

В случаях снимков с различными экспозициями вводится поправка в соответствии с соотношением $H = Et^p$, где H — количество освещения, E — освещенность, t — экспозиция, а p — постоянная, принятая равной 0.85.

В табл. 2 представлены результаты наших измерений монохроматических звездных величин на λ 1640 А.

Таблица 2
ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД НА λ 1640 А

SAO „Глазар“*	V	Sp	m_{1610} ТД-1	$m_{1610} \pm z(n)$ „Глазар“
1	2	3	4	5
073772	6 ^m 5	A2	9 ^m 0	8 ^m 9±0 ^m 2 (2)
232465	6.9	B9	6.1	6.0±0.1 (5)
0136—59*	—	—	—	9.4±0.0 (2)
094002	6.2	B8	5.5	5.5±0.0 (2)
094051	5.1	A2	7.5	7.6±0.3 (2)
094054	4.9	A3	6.1	6.1±0.1 (2)
234468	7.0	B5	4.4	4.6±0.2 (2)
234589	4.5	A0	4.2	4.4 (1)
157184	6.0	A2	7.1	7.1±0.2 (2)
028575	8.4	A3	—	6.8±0.1 (2)
225073	6.7	B9	5.3	5.4±0.3 (2)

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5
225132	7 ^m .7	A0	—	6 ^m .0 \pm 0 ^m .1 (2)
225190	8.1	B9	6 ^m .7	6.7 \pm 0.0 (2)
225200	9.0	A0	—	8.8 \pm 0.0 (2)
225273	7.0	B8	—	4.7 \pm 0.0 (2)
225279	8.7	A0	—	6.8 (1)
184043	7.3	B9	—	6.3 \pm 0.1 (2)
1724+12*	—	—	—	8.5 \pm 0.2 (2)
102841	8.4	F2	—	7.4 \pm 0.1 (2)
1727+12*	—	—	—	8.6 \pm 0.2 (2)
125064	8.9	A0	—	9.1 \pm 0.1 (2)
125070	8.7	A0	—	9.2 \pm 0.1 (2)
125073	8.8	A0	8.7	8.8 \pm 0.1 (2)
125133	8.7	A0	8.6	8.5 \pm 0.1 (2)
125139	6.3	A0	7.3	7.3 \pm 0.1 (2)
105355	6.5	B5	5.0	5.0 \pm 0.2 (3)
246470	6.5	A0	6.3	6.4 \pm 0.1 (6)
246485	8.8	B9	6.6	6.7 \pm 0.1 (3)

Вместе со значениями звездных величин m_{1840} в таблице даны ошибки измерений σ и количество наблюдений n , по которым эти ошибки определены. В таблице нумерация звезд дана по каталогу SAO, за исключением трех звезд, 0136—59, 1724+12 и 1727+12, обозначенных по системе, принятой в работе [3]. Координаты этих звезд даны в табл. 3.

Таблица 3

КООРДИНАТЫ ЗВЕЗД.
ОТСУТСТВУЮЩИХ В КАТАЛОГЕ SAO

Звезда	α (1950)	δ (1950)
0136—59	01 ^h 36 ^m .1	—59°15' 0
1724+12	17 24.9	+12 54.6
1727+12	17 27.9	+12 56.6

Карты отождествления этих звезд представлены на рис. 1.

В табл. 2 представлены также известные данные относительно видимых звездных величин, спектральных классов и звездных величин m_{1840} по измерениям на телескопе TD-1 [4] для наблюдавшихся нами звезд.

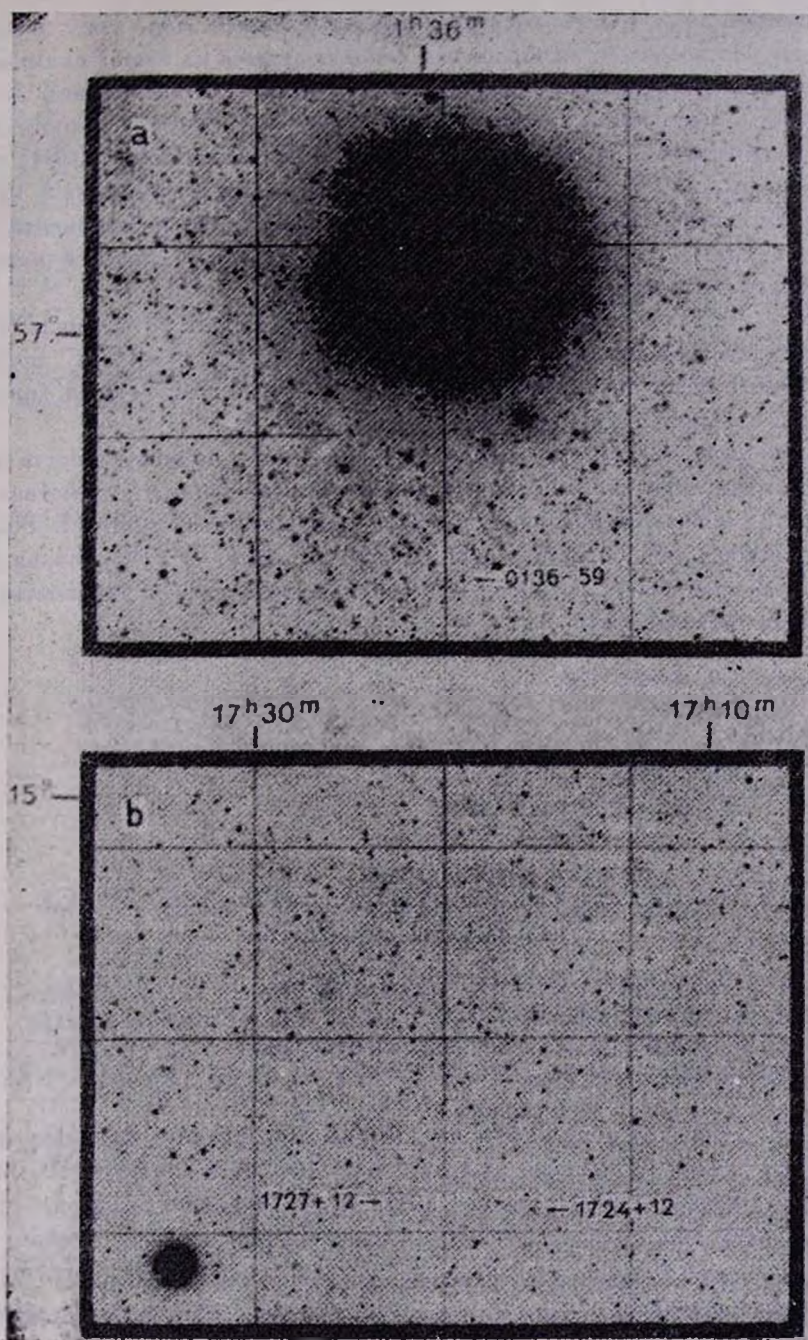


Рис. 1. Карты отождествления звезд: а) 0136—59, б) 1724+12 и 1727+12 (по атласу Франклина—Адамса).

Спектральные классы отсутствующих в каталоге SAO трех звезд неизвестны. Поскольку их изображения были получены на наших снимках, то они, очевидно, принадлежат спектральным классам OB или ранним A. Такие звезды могут быть также горячими необнаруженными компонентами звезд более поздних типов. Такова, очевидно, и звезда SAO 102841 спектрального класса F2. Достаточно высокая яркость этой звезды на λ 1640 Å может быть обусловлена только наличием у нее горячего компонента, слабого в видимых лучах, если, конечно, ее спектральный класс в каталоге SAO дан правильно.

Таким образом, в результате данных наблюдений на площади около 77 кв. градусов преимущественно на высоких галактических широтах ($|b| > 20^\circ$) было обнаружено 28 звезд ранних спектральных типов со звездной величиной ярче 10^m в области λ 1640 Å.

В заключение авторы выражают глубокую признательность акад. В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес и всестороннее содействие при подготовке и выполнении этого проекта. Авторы благодарят Н. Нагапетян за помощь при обработке фотопленок, а также тех сотрудников Центра управления полетами, которые в той или иной степени способствовали реализации наблюдений.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
СКБ «Гранит»
Ленинская обсерватория
Центр управления полетами

ULTRAVIOLET OBSERVATIONS WITH THE SPACE TELESCOPE „GLAZAR“

H. M. TOVMASSIAN, R. KH. HOVHANESSIAN, R. A. EPREMIAN,
S. E. NERSESSIAN, M. A. MKRTCHIAN, YU. M. KHODJAYANTS,
M. N. KRMOYAN, A. L. KASHIN, D. HUGUENIN, S. I. SEROVA,
YU. V. ROMANENKO, A. P. ALEXANDROV, V. G. TI'OV, M. KH. MANAROV

The results of a survey of the sky at high galactic latitudes made with the space telescope „Glazar“ at λ 1640 Å are presented. In the period of August 1987-November 1988 about 77 square degrees of the sky has been photographed. On the obtained photographs 28 stars with a limiting stellar magnitude of about 11^m were detected. One of the stars is very probably a hot subdwarf, a component of a double system.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасын, Ю. М. Ходжалу, М. Н. Крмоян, А. А. Кашин, А. З. Захарян, Р. Х. Оганесян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасын, Д. Юзнен, В. В. Бутов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, Письма в Астрон. ж., 14, 291, 1988.
2. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юзнен, М. Н. Крмоян, А. А. Кашин, В. В. Бутов, С. И. Серова, Астрон. ж., 1989 (в печати).
3. H. M. Tovmassian, R. A. Epremian, R. Kh. Hovhannessian, Ya. M. Khodjayantz, M. N. Krmoqan, L. A. Kashin, D. Huguenin, S. I. Serova, A. P. Alexandrov, Ya. V. Romanenko, Astron. Astrophys. 1989 (in press).
4. G. J. Thompson, K. Nandy, C. Jamer, A. Monfils, L. Honziaux, D. J. Cardo-
chan, R. Wilson. Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes, The Science Research
Council, 1978.

УДК: 524.338.3:524.5

О СВОЙСТВАХ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА
В СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗДАХ

Л. ЛЕЭДЯРВ

Поступила 5 мая 1989

Принята к печати 11 октября 1989

Путем сравнения наблюдаемых и вычисленных непрерывных спектров в диапазоне длин волн от 25 Å до 20 см определены приблизительные физические характеристики компонентов 15 симбиотических звезд. В данной работе рассматриваются ионизованные газовые оболочки. Выявлена корреляция между массой оболочки и светимостью горячего компонента, а также зависимость состояния газовой оболочки от характеристик холодного компонента. Представлена гипотеза о корреляции между параметрами холодных и горячих компонентов. Зависимость массы газовой оболочки от ее электронной плотности аналогична этой зависимости для планетарных туманностей. Обсуждается сходство и различие между симбиотическими звездами и планетарными туманностями.

1. *Введение.* Общепринятая в настоящее время модель симбиотической звезды содержит красный гигант (обычно спектрального класса К или М) и горячую звезду (возможно с аккреционным диском), которая ионизует истекаемое из красного гиганта вещество. Кроме того, в некоторых симбиотических системах существует пыль. Такая система излучает электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн и распределение энергии в ее спектре содержит много информации о компонентах системы.

Метод сравнения наблюдаемых и вычисленных непрерывных спектров применили, например, Кенион и Веббинк [1] для выяснения природы горячих компонентов симбиотических звезд. Наша методика вычисления распределения энергии в непрерывном спектре изложена в работе [2]. Основные результаты, относящиеся к холодным и горячим звездам в симбиотических системах, приведены в работе [3]. Настоящая статья посвящена изучению некоторых характеристик ионизованных газовых оболочек у тех же звезд и выявлению возможных корреляций между характеристиками газовой оболочки и других компонентов симбиотической системы. За основу приняты модели, предложенные в работе [3].

2. *Ионизация газа в симбиотических системах.* Красные гиганты в симбиотических системах (как и одиночные звезды) теряют вещество в виде звездного ветра. Согласно наиболее распространенным моделям, часть этого ветра ионизируется горячим компонентом. Но предложены и модели, в которых газовая оболочка образуется из ветра горячего компонента или обоих компонентов — так называемые модели сталкивающихся ветров, изученные, например, в работах [4] и [5].

В настоящей работе рассматривается сферически-симметричная ионизованная туманность с постоянной электронной плотностью n_e и электронной температурой T_e . В последнее время применяют и более сложные модели, учитывающие зависимость формы и распределения плотности газа от темпа потери массы красным гигантом и т. д. (например, в работах [6—8]). Но, опираясь на вычисления Нуссбаумера [9], можно наше приближение считать разумным в предположении, что скорость потери массы $\dot{M} \geq 10^{-6}$.

$M_\odot/\text{год}$ (многие оценки для симбиотических звезд подтверждают это предположение, хотя такие значения \dot{M} несколько превышают обычные значения для М-гигантов). В состав туманности включены ионизованный водород (H^+) и двухкратно ионизованный гелий (He^{+2}), причем $n(He^{+2})/n(H^+) = 0.1$ и $n(H^+) = n_e$. Рассматриваются рекомбинации, свободносвободные переходы и двухквантовые переходы как процессы, дающие излучение в непрерывном спектре газа (вклад последнего процесса при $n_e \geq 10^8 \text{ см}^{-3}$ незначительный).

Источником ионизации в наших моделях является горячая звезда типа субкарлика или пограничный слой между аккреционным диском и аккрецирующей звездой. Число ионизирующих фотонов в секунду для H^+ и He^{+2} определяется соответственно формулами

$$N_T(H^+) = \int_0^{912 \text{ Å}} (\lambda L_h(\lambda)/hc) d\lambda, \quad (1)$$

и

$$N_T(He^{+2}) = \int_0^{228 \text{ Å}} (\lambda L_h(\lambda)/hc) d\lambda, \quad (2)$$

где $L_h(\lambda) = 4\pi d^2 F_h(\lambda)$ — светимость горячего компонента на единицу длины волны. В этой формуле d — расстояние до звезды, $F_h(\lambda)$ — поток излучения горячего компонента в непрерывном спектре (в единицах $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Å}^{-1}$). Исходя из чисел N_T , вычисляется радиус сферы Стремгrena и объем ионизованной туманности. При этом нами вводится коэффициент заполнения α , который позволяет в какой-то

степени учитывать отклонение формы туманности от сферической. Масса ионизованного газа вычисляется по формуле

$$M_{\text{газ}} = (4/3) \pi R^3 \varepsilon n(H^+) \cdot 1.4 \cdot 8.245 \cdot 10^{-58} (M_{\odot}), \quad (3)$$

где множитель 1.4 учитывает вклад атомов гелия.

К настоящему времени нами определены характеристики компонентов для 15 симбиотических звезд. Методика вычислений подробно описана в работах [2] и [3]. Здесь только отметим, что вычисленное и наблюдаемое распределения энергии сравнились в диапазоне длин волн от 25 Å до 20 см. Ионизованный газ дает существенную долю излучения системы в ультрафиолетовой и видимой областях спектра и является практически единственным источником излучения в радиодиапазоне. Сразу отметим, что сравнение потоков в континууме не позволяет однозначно определить электронную плотность n_e и электронную температуру излучающего газа. Для этого требуется детальный анализ эмиссионных линий. В наших вычислениях при возможности используют определения T_e из литературы, а в некоторых случаях значение T_e очень грубо оценено по форме континуума за границей серии Бальмера. Применяемые значения электронных температур приведены в табл. 1.

Спектр свободно-свободных переходов вычисляется в приближении, что при некоторой критической частоте $\nu_{\text{ср}}$ в радиодиапазоне туманность станет оптически толстой. Это значит, что поток $F\nu$ будет пропорциональным ν^2 , вместо $F\nu \propto \nu^{-0.1}$ в оптически тонкой области. В действительности, видимо, существует переходная область частот, где спектральный индекс плавно изменяется. Возможно, на это обстоятельство указывают и наблюдаемые спектральные индексы симбиотических звезд в пределах 0.6—1.2 [6] (с другой стороны индекс 0.6 означает, что радиоизлучение возникает в движущейся газовой оболочке с градиентом плотности). Количество радионаблюдений симбиотических звезд обычно не позволяет определить частоту $\nu_{\text{ср}}$. Но если в нашем приближении фиксировать все параметры симбиотической системы, кроме n_e , тогда форма распределения энергии в радиодиапазоне зависит только от электронной плотности. Таким образом, с помощью ЭВМ в интерактивном режиме можно выбрать значение n_e , дающее наилучшее согласие теоретического потока с наблюдениями. При предположении сферической симметрии ионизованного газа получаемая нами оценка n_e характеризует среднюю электронную плотность объема газа, излучающего в радиодиапазоне. Если для данной звезды имеется только верхний предел радиопотока, оценку электронной плотности можно рассматривать как нижний предел.



ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ ПО
МОДЕЛЯМ ИЗ РАБОТЫ [3]

Звезда, тип модели	T_e (К)	n_e (см ⁻³)	$M_{\text{газ}}$ (M_{\odot})	$R_{\text{газ}}$ (см)	$N_e(H^+)$ (с ⁻¹)
EG And AЧТ	10 000	8.0 (6)	1.40 (-7)	1.54 (14)	1.23 (44)
AX Peg AЧТ	16 000	2.0 (7)	4.53 (-5)	8.31 (14)	7.90 (46)
AX Peg аккр	10 000	1.5 (7)	1.29 (-5)	6.02 (14)	2.13 (46)
RX Pup аккр	10 000	1.0 (7)	1.03 (-4)	1.35 (15)	1.06 (47)
SY Mus аккр	12 000	1.0 (10)	2.07 (-8)	8.07 (12)	1.54 (46)
RW Hya AЧТ	15 000	4.0 (7)	4.30 (-6)	3.01 (14)	1.55 (46)
T CrB AЧТ	20 000	2.0 (7)	3.92 (-6)	3.67 (14)	6.11 (45)
T CrB аккр	17 000	6.0 (6)	5.28 (-6)	6.06 (14)	2.68 (45)
AG Dra AЧТ	25 000	1.3 (8)	8.17 (-6)	2.49 (14)	7.67 (46)
AR Pav аккр	12 000	1.0 (7)	7.28 (-6)	5.95 (14)	8.36 (45)
BF Cyg AЧТ	10 000	1.0 (6)	6.58 (-4)	5.50 (15)	7.22 (46)
BF Cyg аккр	10 000	2.0 (6)	4.10 (-4)	3.73 (15)	9.00 (46)
CI Cyg аккр	17 000	2.0 (7)	3.85 (-5)	6.92 (14)	8.46 (45)
VI016 Cyg AЧТ	23 000	3.4 (6)	1.43 (-3)	4.75 (15)	3.54 (47)
VI016 Cyg аккр	18 000	1.7 (6)	3.17 (-3)	7.79 (15)	4.43 (47)
RR Tel AЧТ	25 000	4.0 (6)	5.73 (-4)	2.89 (15)	2.39 (47)
RR Tel аккр	17 000	2.0 (6)	3.55 (-4)	3.56 (15)	6.01 (46)
AG Peg AЧТ	20 000	1.0 (7)	2.94 (-5)	9.26 (14)	2.44 (46)
Z And AЧТ	15 000	1.0 (7)	2.38 (-5)	8.44 (14)	2.14 (46)
Z And аккр	10 000	5.0 (6)	1.10 (-5)	8.23 (14)	6.03 (45)
R Aqr AЧТ	20 000	1.2 (7)	3.40 (-7)	2.12 (14)	4.24 (44)
R Aqr аккр	18 000	1.5 (6)	4.94 (-7)	4.68 (14)	1.00 (44)

Примечание. 8.0 (6) обозначает $8.0 \cdot 10^6$ и т. д.

Сравнение наших оценок n_e с данными литературы, полученными в основном по УФ-наблюдениям от спутника IUE, приведено в табл. 2. Как видно, для многих звезд приведен довольно широкий диапазон электронных плотностей. Это отражает обстоятельство, что разные эмиссионные линии образуются в разных местах симбиотической системы. Поскольку наши оценки n_e характеризуют среднюю плотность излучающего газа, согласие их с другими определениями в ряде случаев можно считать хорошим. Для звезд SY Mus и AR Pav, пока ненаблюдаемых в радиодиапазоне, невозможно получить оценку n_e по нашей методике. SY Mus отличается очень высокой электронной плотностью по УФ-линиям, возможно этим и объясняется ее слабое радиоизлучение, не позволяющее детектирование совре-

менными приборами. Для AR Pav выбрано $n_e = 10^7 \text{ см}^{-3}$ как характерное значение для симбиотических звезд типа S. Модели звезд EG And и CI Cyg модифицированы по сравнению с работой [3], учитывая новейшие радионаблюдения [30]. Пересмотрены также модели R Aqr.

Таблица 2
СРАВНЕНИЕ ОЦЕНОК n_e С ДАННЫМИ ЛИТЕРАТУРЫ

Звезда	$n_e \text{ (см}^{-3}\text{)}$		Примечания
	В данной работе	По УФ-спектрам, литература	
EG And	8.0 (6) АЧТ	1.0 (5) [10], 3.0 (9) [11]	1
AX Per	1.5 (7) аккр	2.0 (8) [12]	
	2.0 (7) АЧТ	2.0—6.0 (8) [13] >1.0 (9) [14]	
RX Pup	1.0 (7) аккр	1.0 (9)—1.0 (11) [12, 15]	2
SY Mus	1.0 (10) аккр	1.0 (10) [12, 16]	
		8.0 (9)—2.0 (11) [17]	
RW Hya	4.0 (7) АЧТ	2.5-3.0 (7), 1.0-3.0 (8) [18] 1.0 (8)—1.0 (9) [19]	1
T CrB	6.0 (6) аккр	—	
	2.0 (7) АЧТ		
AG Dra	1.3 (8) АЧТ	1.0 (8) [20], 1.0 (10) [21]	1
AR Pav	1.0 (7) аккр	—	2
BF Cyg	1.0 (6) АЧТ	1.0 (5)—1.0 (8) [12]	
	2.0 (6) аккр	5.0 (9) [13]	
CI Cyg	2.0 (7) аккр	1.0 (7) [22], <4.0 (9) [23]	
V1016 Cyg	1.7 (6) аккр	3.0 (6) [24]	
	3.4 (6) АЧТ		
RR Tel	2.0 (6) аккр	3.0—5.0 (6) [25]	
	6.0 (6) АЧТ	1.0 (6)—1.0 (8) [12]	
AG Peg	1.0 (7) АЧТ	1.0 (7)—1.0 (11) [12] 1.0 (10) [26]	
Z And	5.0 (6) аккр	2.0 (10) [12, 27]	
	1.0 (7) АЧТ	0.6—2.2 (10) [28]	
R Aqr	1.5 (6) аккр	1.0 (6) [29]	
	1.2 (7) АЧТ		

Примечания. 1. Верхний предел радиопотока. 2. Нет радионаблюдений.

3. Соотношения между параметрами симбиотической системы. Основные физические параметры газовых туманностей в наших моделях приведены в табл. 1. Тип модели обозначает природу горячего компонента: либо

это субкарлик в приближении абсолютно черного тела (АЧТ), либо аккреционный диск (аккр).

Рассмотрим сначала влияние горячего компонента на состояние газа. Число ионизирующих фотонов $N_{\gamma} (H^+)$ (а также $N_{\gamma} (He^{+2})$) зависит непосредственно от распределения энергии в спектре горячего компонента. Вычисленная масса ионизованного газа показывает явную корреляцию с величиной $N_{\gamma} (H^+)$ (рис. 1а). Такая же корреляция имеется между вычисляемыми по моделям показателями цвета $U-B$ и величинами $N_{\gamma} (H^+)$ (рис. 1б). Физический смысл такой связи очевиден: чем больше светимость горячего компонента в далеком ультрафиолете, тем больше относительная доля газа в излучении симбиотической системы в полосе U ; а доля газа в излучении полосы B мало зависит от величины $N_{\gamma} (H^+)$.

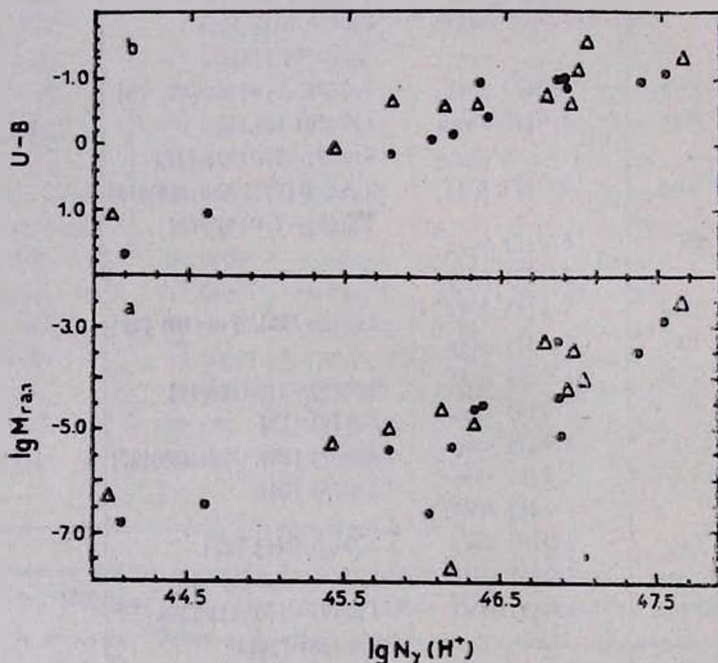


Рис. 1. а — зависимость массы ионизованного газа от числа ионизирующих фотонов, б — то же для показателя цвета $U-B$. Точками отмечены модели с горячим компонентом в приближении АЧТ, треугольниками — модели с аккреционным диском (такие же обозначения используются на рис. 2, 3 и 6).

С другой стороны, спектр потока излучения из газовой оболочки зависит не только от источника ионизации, но и от параметров самого газа (n_e , T_e и др.). Значит, согласно общепринятой в настоящее время модели, свойства газовых туманностей у симбиотических звезд определяются также красным гигантом как источником выбрасываемого вещества. На рис. 2

приведена корреляция между средней электронной плотностью n_e и светимостью холодного компонента $L_{\text{хол}}/L_{\odot}$. Хотя разброс точек большой, заметна тенденция уменьшения n_e с увеличением светимости. Аналогичный результат по другой методике получил Аллен [31]. Имеется зависимость

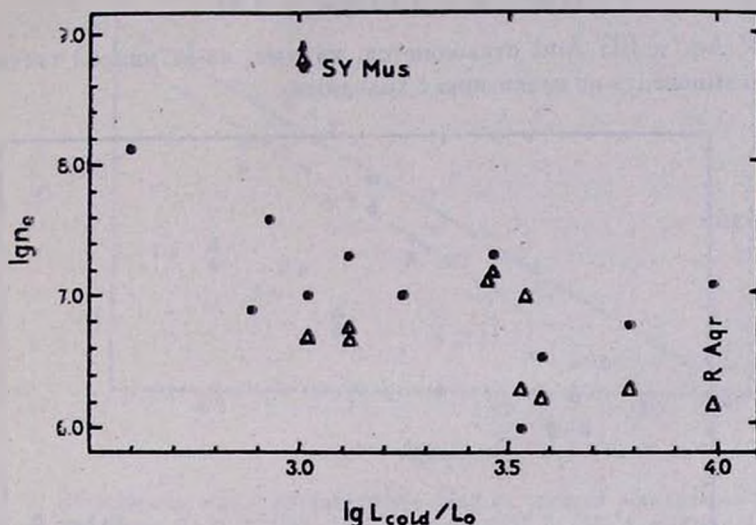


Рис. 2. Зависимость средней электронной плотности от светимости холодного компонента.

массы ионизованного газа от радиуса холодного компонента (рис. 3), примерно такая же корреляция существует между радиусами газовой оболочки и холодного компонента. Значения радиусов и светимостей красных гигантов заимствованы из работы [32], там же приведены применяемые значения расстояний до симбиотических звезд и соответствующие ссылки на литературу.

На рис. 2 и 3 параметры некоторых звезд отклоняются от общей тенденции. Как уже отмечено, SY Mus, видимо, симбиотическая звезда с исключительно высокой электронной плотностью — до 10^{11} см^{-3} [17] по некоторым спектральным линиям. R Aqr, по доступным нам данным, звезда низкого возбуждения. У этой звезды еще много пекулярных свойств (см. [33] и ссылки там же), но часть ошибок, видимо, обусловлена неточными значениями расстояний.

По рис. 2 и 3 можно сделать вывод, что масса ионизованного газа должна уменьшаться с увеличением электронной плотности. Такая зависимость действительно существует, она демонстрируется на рис. 4. Физически это значит, что туманности ограничены по ионизации, а не по плотности. Такая же зависимость массы от электронной плотности существует

для планетарных туманностей [34]. Продление прямой, полученной на основе изучения собственных движений планетарных туманностей (рис. V.9 в книге [34]), изображено на рис. 4 прерывистой линией. Сплошной линией показана линейная аппроксимация для симбиотических звезд:

$$\lg M_{\text{газ}} = -1.16 \lg n_* + 3.81. \quad (4)$$

Звезды R Aqr и EG And отклоняются, видимо, из-за низкой светимости горячего компонента по сравнению с холодным.

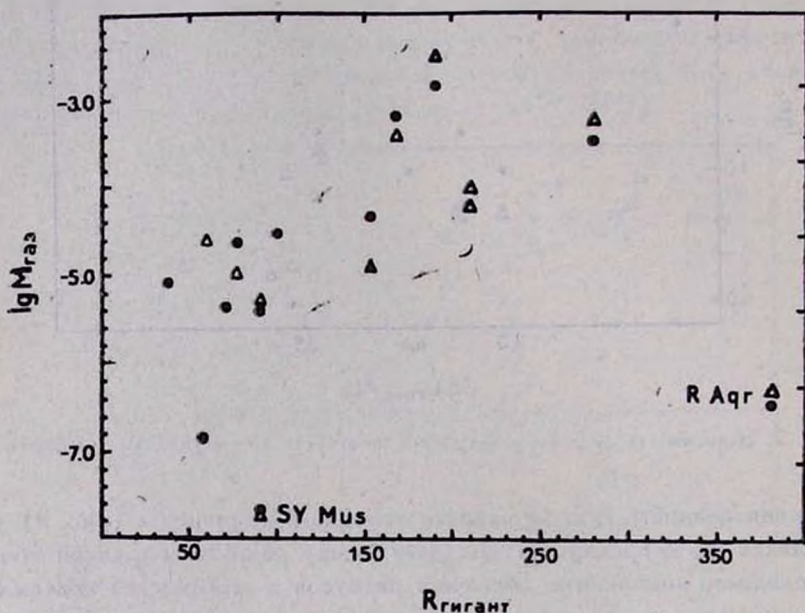


Рис. 3. Зависимость массы ионизованного газа от радиуса холодного компонента.

Далее рассмотрим радиоизлучение. На сантиметровых волнах практически все излучения дают свободно-свободные переходы в оптически толстой ионизованной газовой оболочке. Следовательно, интенсивность радиоизлучения должна зависеть и от свойств красного гиганта как источника истечения газа. Одна из возможных зависимостей — между наблюдаемым радиопотоком на длине волны 6 см ($\nu = 4.9$ ГГц) и светимостью холодного компонента — приведена на рис. 5. Хотя на этом рисунке звезд мало и разброс точек большой, можно выделить две группы звезд. Нижние 8 звезд (кроме T CrB, которая считается повторной новой) принадлежат к «обычным» симбиотическим звездам типа S. Звезды AG Peg, RR Tel и V 1016 Cyg известны как медленные новые (в последнее время такие звезды принято называть симбиотическими новыми). Звезды R Aqr и RX Pup, а также RR Tel и V 1016 Cyg — симбиотические звезды типа

D, содержащие в качестве холодного компонента мириды с пылевыми оболочками.

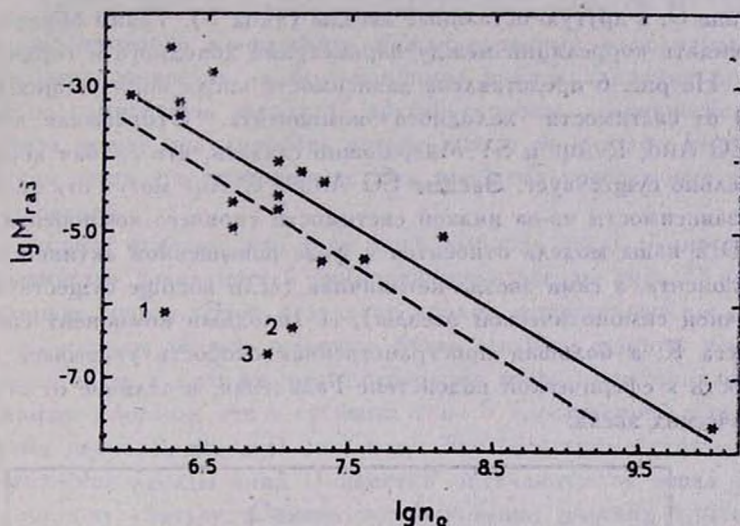


Рис. 4. Зависимость массы ионизованного газа от средней электронной плотности. Номера обозначены: 1—R Aqr аккр. 2—R Aqr АЧТ, 3—EG And. Сплошной линией обозначено линейное приближение для симбиотических звезд, прерывистой линией — то же для планетарных туманностей ([34], стр. 135).

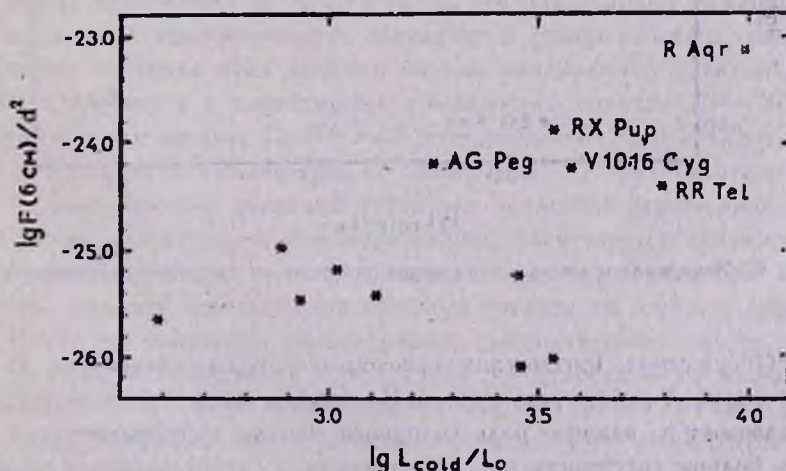


Рис. 5. Зависимость радиопотока на длине волны 6 см от светимости холодного компонента.

Как мы видели выше, параметры ионизованного газа, а следовательно и интенсивность радиоизлучения зависят также от параметров горячего

компонента в данной симбиотической системе. Действительно, на плоскости $\lg (F_{60m}/d^2) - \lg N_7(H^+)$ явно выделяются две группы звезд: в одну группу, с более высокой радиосветимостью, входят симбиотические новые и звезды типа D, в другую остальные звезды (типа S). Таким образом, можно бы ожидать корреляции между параметрами холодного и горячего компонентов. На рис. 6 представлена зависимость числа ионизирующих фотонов $N_7(H^+)$ от светимости холодного компонента. Отбрасывая в сторону звезды EG And, R Aqr и SY Mus, можно сказать, что слабая корреляция действительно существует. Звезды EG And и R Aqr могут отклоняться от средней зависимости из-за низкой светимости горячего компонента. В случае AG Dra наша модель относится к фазе повышенной активности горячего компонента, а сама звезда нетипичная (если вообще существует понятие типичной симбиотической звезды), ее холодный компонент спектрального класса K, а большая пространственная скорость указывает на принадлежность к сферической подсистеме Галактики, в отличие от остальных симбиотических звезд.

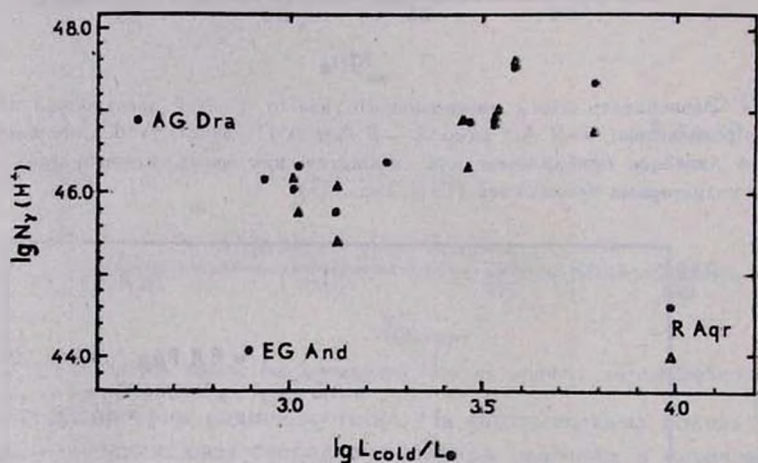


Рис. 6. Зависимость числа ионизирующих фотонов от светимости холодного компонента.

4. *Обсуждение.* Рассмотрим некоторые выводы, следующие из полученных в данной работе результатов. Во-первых, зависимости на рис. 2, 3, 5 и 6 указывают на важную роль холодного гиганта в симбиотической системе. Чем больше светимость красного гиганта, а следовательно и темп потери массы, тем более обширна выбрасываемая им газовая туманность и тем меньше ее электронная плотность. В настоящее время принято, что активность горячего компонента в симбиотических системах в общем не коррелирует со светимостью холодного компонента, т. е. вспышки, активные пе-

риоды и т. д. не связаны с переменностью красного гиганта. Наши модели относятся в основном к фиксированному моменту времени. Потому, если считать слабую корреляцию на рис. 6 реальной, то можно предполагать, что она выражает самосогласованность этих моделей. Но, конечно, не исключена некоторая взаимосвязь между горячими и холодными компонентами симбиотических звезд — например в виде аккреции вещества от гиганта на компактную звезду. С другой стороны, активность горячего компонента может модулировать потерю массы от красного гиганта путем нагревания части его поверхности. Эта проблема требует еще тщательно-го исследования.

Во-вторых, отметим, что хотя наша выборка звезд немногочисленная, по большинству зависимостей симбиотические звезды типа D выделяются в отдельную группу. Этот результат вполне естественный, если иметь в виду, что мириды теряют вещество более высоким темпом, чем обычные красные гиганты, а в то же время сепарация звезд в системах типа D, видимо, намного больше, чем в системах типа S (достоверных данных об орбитальных периодах звезд D пока нет). Это отражает обстоятельство, что симбиотические звезды типа D заметно отличаются от звезд типа S по эволюционному статусу. Однако возникновение явления симбиотической новой, видимо, возможно как в звездах типа D (RR Tel и V 1016 Cyg в нашей выборке), так и в звездах типа S (AG Peg).

Наконец, вопрос о возможной связи между симбиотическими звездами и планетарными туманностями. Как видно из рис. 4, линейная регрессия между величинами $\lg M_{\text{газ}}$ и $\lg n_e$ для планетарных туманностей довольно хорошо аппроксимирует ситуацию в симбиотических звездах. Но численные значения этих величин сильно различаются — типичные электронные плотности в планетарных туманностях порядка 10^2 — 10^4 см $^{-3}$, в симбиотических звездах $\geq 10^6$ см $^{-3}$. Это указывает на различие механизмов выбрасывания туманности. В симбиотических звездах этим механизмом служит обычный звездный ветер или усиленное перетекание вещества через точку Лагранжа, а при образовании планетарных туманностей, видимо, мы имеем дело с катастрофическим сверхветром, который очень интенсивно удаляет внешние слои красного гиганта от горячего ядра.

Итак, нет основания рассматривать симбиотические звезды как прямые аналоги выбрасывания планетарной туманности в двойных звездах. С эволюционной точки зрения симбиотические звезды — это класс двойных звезд, начальные массы и начальная сепарация компонентов которых должны быть в определенном промежутке значений. Но не исключено образование планетарных туманностей из тех же звезд в ходе дальнейшей эволюции. На одну возможную связь указывают опять симбиотические звезды типа D и медленные новые. Напоминаем, что звезды V 1016 Cyg

и HM Sge иногда называют и протопланетарными туманностями (например, в работе [24]), при этом имеется в виду модель одиночной звезды. В нашей трактовке такие объекты все-таки двойные звезды, но модели показывают, что свойства их газовых оболочек (например, n_e) ближе к свойствам планетарных туманностей, чем у оболочек остальных симбиотических звезд. Можно также отметить результаты Фейбельмана и Аллера [35]: по отношению интенсивностей линий C III λ 1909 и Si III λ 1892 четыре звезды — HM Sge, RR Tel, V 1016 Cyg и V 1329 Cyg занимают промежуточное положение между планетарными туманностями и другими симбиотическими звездами. Все это, наверное, следствие более интенсивного истечения вещества из миридов по сравнению с нормальными красными гигантами.

5. *Заключение.* Наше грубое приближение выявило некоторые корреляции между параметрами газовых туманностей и других компонентов симбиотических систем. Разработка более точных моделей, а также одновременные наблюдения в возможно широком диапазоне длин волн способствуют более полному пониманию эволюционных путей этих интересных звезд и происходящих там физических явлений.

Статья посвящается памяти проф. Л. Лууда, участвовавшего в постановке проблемы и в обсуждениях в ходе работы. Автор выражает признательность рецензенту за полезные замечания, а также Х. Венник и А. Линнас за большую помощь при оформлении статьи.

Институт астрофизики
и физики атмосферы АН Эстонии

ON THE PROPERTIES OF IONIZED GAS IN SYMBIOTIC STARS

L. LEEDJÄRV

Approximate physical characteristics of the components of 15 symbiotic stars have been derived by the comparison of observed and calculated continuous spectra in the wavelength range from 25 Å to 20 cm. In the present paper the ionized gaseous envelopes have been considered. A correlation between the mass of the envelope and the luminosity of the hot component has been found, as well as the dependence of the properties of the gas on the characteristics of the cold component. It has been suggested that there may exist some correlation between the parameters of hot and cold components. The dependence of the mass of gaseous envelope on its electron density is similar to that for planetary nebulae. The similarity and differences between symbiotic stars and planetary nebulae have been discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Kenyon, R. F. Webbink, *Astrophys. J.*, 279, 252, 1984.
2. L. Leedjåro, *ENSV TA Prepr.*, A-7, 1988.
3. Л. Леджар, *Астрофизика*, 31, 309, 1989.
4. G. Wallerstein, L. A. Willson, J. Salzer, E. Brugel, *Astron. and Astrophys.*, 133, 137, 1984.
5. T. Girard, L. A. Willson, *Astron. and Astrophys.*, 183, 247, 1987.
6. E. R. Seaquist, A. R. Taylor, S. Batton, *Astrophys. J.*, 284, 202, 1984.
7. A. R. Taylor, E. R. Seaquist, *Astrophys. J.*, 286, 263, 1984.
8. H. Nussbaumer, M. Vogel, *Astron. and Astrophys. J.*, 182, 51, 1987.
9. H. Nussbaumer, *IAU Coll. No. 103, The Symbiotic Phenomenon*, Eds. J. Mikolajewska et al., Kluwer Academic Publishers, 1988, p. 107.
10. S. E. Smith, *Astrophys. J.*, 237, 831, 1980.
11. R. E. Stencel, J. Sahade, *Astrophys. J.*, 238, 929, 1980.
12. S. J. Kenyon, *The Symbiotic Stars*, Cambridge, 1986.
13. N. A. Oltversen, C. M. Anderson, *Astrophys. J.*, 268, 250, 1983.
14. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 59, 92, 1982.
15. M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, W. A. Feibelman, *Astrophys. J.*, 257, 204, 1982.
16. A. G. Michalitsianos, M. Kafatos, W. A. Feibelman, G. Wallerstein, *Astron. and Astrophys.*, 109, 136, 1982.
17. A. G. Michalitsianos, M. Kafatos, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 575, 1984.
18. S. J. Kenyon, T. Fernandez-Castro, *Astrophys. J.*, 316, 427, 1987.
19. M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, R. W. Hobbs, *Astrophys. J.*, 240, 114, 1980.
20. M. H. Slovak, J. P. Cassinelli, C. M. Anderson, D. L. Lambert, *Astrophys. and Space Sci.*, 131, 765, 1987.
21. C. M. Anderson, J. P. Cassinelli, W. T. Sanders, *Astrophys. J.*, 247, L127, 1981.
22. T. Iijima, *Astron. and Astrophys.*, 116, 210, 1982.
23. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 58, 1051, 1981.
24. H. Nussbaumer, H. Schild, *Astron. and Astrophys.*, 101, 118, 1981.
25. M. V. Penston, P. Benvenuti, A. Cassatella, A. Heck, P. Selvelli, F. Macchetto, D. Ponz, C. Jordan, N. Cramer, F. Rufener, J. Manfroid, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 833, 1983.
26. M. V. Penston, D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 212, 939, 1985.
27. A. Altamore, G. B. Baratta, A. Cassatella, M. Friedjung, A. Giangrande, O. Ricciardi, R. Viotti, *Astrophys. J.*, 245, 630, 1981.
28. T. Fernandez-Castro, A. Cassatella, A. Gimenez, R. Viotti, *Astrophys. J.*, 324, 1016, 1988.
29. R. Viotti, L. Piro, M. Friedjung, A. Cassatella, *Astrophys. J.*, 319, L7, 1987.
30. M. V. Torbett, B. Campbell, *Astrophys. J.*, 340, L73, 1989.
31. D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 521, 1980.
32. Л. Леджар, Л. Леджар, *Астрофизика*, 24, 265, 1986.
33. R. Viotti, In: *Cataclysmic and Related Variables*, NASA/CNRS Monograph Series, 8, 1989 (in press).
34. С. Логташ, *Планетарные туманности* (Пер. с англ.), Мир, М., 1987.
35. W. A. Feibelman, L. H. Aller, *Astrophys. J.*, 319, 407, 1987.

УДК: 524.3:520.18(479.25):420.843

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ.

I. ПОЛОСА $\delta = +39^\circ$

Г. В. АБРАМЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНИАН

Поступила 16 марта 1989

Принята к печати 6 июня 1989

Приводится первый список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты расположены в полосе $+37^\circ < \delta < +41^\circ$, $0^h < \alpha < 3^h 40^m$ и $6^h < \alpha < 13^h 30^m$.

Изложены основные критерии отбора звездных объектов с UV -избытком. Проведена предварительная классификация объектов. Список содержит данные о 100 голубых звездных объектах, из которых 71 — открыт впервые.

1. Введение. В течение 15 лет — 1965—1980 гг., Б. Е. Маркаряном и сотрудниками [1] в Бюраканской астрофизической обсерватории проводился Первый Бюраканский спектральный обзор неба (FBS). Эта работа широко известна как программа поиска маркаряновских галактик. На площади около 17000 кв. градусов, охватывающей все северное и часть южного неба в высоких галактических широтах, было выделено 1500 галактик, обладающих избыточным УФ-континуумом, который являлся основным поисковым критерием [2]. В настоящее время получены щелевые спектры практически всех обнаруженных объектов. Среди них открыты сотни сейфертовских галактик и квазаров, лацертиды, источники рентгеновского, радио- и инфракрасного излучения и другие объекты.

Как неоднократно отмечалось ранее [3, 4], кроме маркаряновских галактик на пластинках возможно выделять голубые звездные объекты 13—17 видимой величины, среди которых, в частности, могли находиться яркие квазары. Незначительная доля последних была включена в число маркаряновских объектов. Среди них открыты, к примеру, такие известные квазары как Марк 132, 380, 586, 992 и др. [4]. Опубликованы также данные о нескольких десятках голубых звездных объектов. Это несколько голубых переменных звезд [5—7], отдельные пекулярные и эмиссионные объекты [8, 9], новые катаклизмические переменные [10] и т. д.

Выделение, классификация и исследование всех голубых звездных объектов составляют вторую часть Первого Бюраканского спектрального обзора и являются его естественным продолжением.

Данная работа содержит описание классификации и список первых 100 голубых звездных объектов полосы $\delta = +39^\circ$.

2. *Вторая часть FBS и другие обзоры.* Обычно поиски слабых голубых звезд в высоких галактических широтах преследуют две основные цели: исследование квазаров и изучение строения Галактики и звездной эволюции (голубые звезды гало, вырожденные звезды и др.).

В настоящее время существуют несколько десятков обзоров голубых звезд, выполненных, как правило, колориметрическим методом с использованием нескольких (2-х, 3-х и более) цветовых систем.

Слабые голубые звезды в последние годы систематически выделяют также в спектральных низкодисперсионных обзорах — Втором Бюраканском обзоре (SBS) [11], Case-обзоре [12] и автоматическом поиске QSO, проводимом в Сайдинг-Спрингте — AQD [13].

С точки зрения однородности, обширности и полноты данных наиболее систематичным обзором, выполненным с целью поиска ярких квазаров (BQS), является Паломарский обзор Грина (PG-обзор) голубых звездных объектов [14]. PG-обзор охватывает 10714 кв. градусов. В ходе его выполнения в высоких галактических широтах было обнаружено свыше 1800 голубых звездных объектов с $B \leq 16^m.7$ и $U-B < -0^m.46$. Среди них 154 объекта оказались внегалактическими: квазары, сейфертовские галактики, компактные эмиссионные галактики и др. Из внегалактических объектов PG-обзора 49 входят в каталог галактик Маркаряна [2].

Остальные обзоры голубых звездных объектов уступают PG-обзору как по размеру изученной площади, так и по степени исследованности объектов. Поэтому дальнейшее сравнение FBS будем проводить только с PG-обзором.

Средняя поверхностная плотность голубых звездных объектов, вычисленная по данным полосы $\delta = +39^\circ$, в полтора раза больше плотности объектов PG-обзора, что, по-видимому, может быть вызвано фотометрическими ошибками при поиске объектов, их переменностью и т. д., характерными для цветовых методов отбора. Ранее Маркаряном и др. [4] уже отмечалась неполнота выборки ярких квазаров BQS, вызванная, по-видимому, вышеотмеченными причинами. Кроме того, известно, что существуют квазары с $U-B \geq -0^m.5$ [15], и, естественно, все эти квазары в PG-обзоре пропущены, тогда как низкодисперсионные спектральные методы поиска квазаров слабо зависят от цвета объекта.

Низкодисперсионный спектр в диапазоне 3400—6900 Å, на наш взгляд, позволяет более уверенно выделять голубые звездные объекты, вплоть до предела фотопластинки, достигающего до 17—17^m 5. Большой спектральный диапазон позволяет также оценивать характер распределения энергии в спектре, то есть выделять плоские, степенные и др. спектры в отличие от одного цвета, а также учитывать наличие абсорбционных или эмиссионных деталей.

В связи с вышесказанным нам представляется весьма целесообразным применение объективной призмы для поиска голубых звезд.

Отметим, что FBS покрывает наибольшую площадь среди всех обзоров и в полтора раза по покрываемой площади превосходит PG-обзор.

Спектральные наблюдения небольшой выборки объектов из второй части Первого Бюраканского обзора уже позволили обнаружить несколько интересных объектов, квазаров [16] и катаклизмических переменных [10].

Мы надеемся, что вторая часть FBS совместно с PG-обзором составит достаточно полную выборку голубых звездных объектов в высоких галактических широтах.

3. *Описание обзора, методика отбора и классификации объектов.* Наблюдения по программе Первого обзора выполнялись в течение 1965—1980 гг. на 40—52" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории в комбинации с 1.5 градусной объективной призмой. Дисперсия составляет 1800 Å/мм у Н_γ. В основном использовались фотопластинки Кодак IIa-F, IIa-F, II-F и 103a-F. Размер каждого поля 4°×4°. Обзор состоит из параллельных полос, расположенных по прямому восхождению. Систематически покрыто все небо в области $b > 30^\circ$, а также $\delta > -11^\circ$ ($b < 0^\circ$), $\delta > -15^\circ$ ($b < 0^\circ$). В зонах с небольшим поглощением в Галактике исследовались области до $b \approx 15^\circ$. Общая площадь обзора порядка 17000 кв. градусов, насчитывающая 1133 поля. Точные значения границ зон обзора приведены в описании Каталога галактик Маркаряна [2]. Предельная величина снимков меняется от 16^m 5 до 17^m 5 в зависимости от условий наблюдений, сорта фотоэмульсии, зенитного расстояния области и др.

Более подробно методика проведения FBS-обзора приведена в [3].

Для отбора и классификации голубых звездных объектов мы в качестве основы приняли методику и критерии, предложенные ранее Б. Е. Маркаряном [3]. Основная суть классификации заключается в следующем: на панхроматических пластинках типа «F», полученных с 1.5 градусной призмой, спектры звезд типа B9, A0—A2 делятся зеленым провалом на две почти равные по длине части с примерно равными интенсивностями. У го-

лубых звезд красно-желтая часть спектра слабее, а сине-фиолетовая ярче и протяженнее (изучается диапазон видимых величин $13-17^m$)*.

Для основной массы квазаров длина красно-желтой части спектра короче сине-фиолетовой части, при почти одинаковых яркостях.

Как и ранее, применяется двухпараметрическая классификация объектов.

Первый параметр классификации, описывавший ранее степень конденсированности изображения объекта, здесь заменен нами на параметр, характеризующий тип спектра в целом — плоский, степенной и пр., описывающей отношение интенсивностей красной и синей областей спектра: тип «В» — синяя часть спектра интенсивнее красной части; тип «N» — интенсивности этих частей равны.

Второй параметр остался прежний и количественно характеризует интенсивность УФ-излучения в спектре объекта. Этот параметр описывает соотношение длин красно-желтой и сине-фиолетовой частей спектра: индекс «1» — сине-фиолетовая часть спектра примерно в полтора раза длиннее красно-желтой; индекс «3» — длины этих частей равны; индекс «2» — промежуточный.

Кроме того, в качестве вспомогательного параметра отмечается наличие не только эмиссионных деталей в спектре — «e, e:», но и абсорбционных — «a, a:». Знаком «:» отмечено возможное наличие данного признака. На рис. 1 приведены регистрограммы классифицируемых нами типов голубых звездных объектов.

Отметим, что в первом приближении интенсивность УФ-континуума (1, 2, 3) должна коррелировать с цветом ($U-B$) объекта, а тип спектра (В, N) с ($B-V$) цветом. На рис. 2 показано расположение классифицированных нами 33-х известных объектов из PG-обзора на двухцветной диаграмме.

Данная классификация является предварительной, грубо характеризующей характер распределения энергии в непрерывном спектре голубых звездных объектов. В последующем, в ходе получения щелевых спектров отобранных объектов, постараемся классифицировать их согласно общепринятым критериям.

Предварительное исследование объектов показывает, что указанные выше критерии отбора позволяют выделять следующие типы объектов:

1. Кандидаты в QSO.
2. Белые карлики.
3. Горячие звезды горизонтальной ветви.

* Яркие звезды с $m < 13^m$ будут всегда иметь синюю часть спектра длиннее, поэтому замечание об относительной яркости спектра существенно.

4. Субкарлики.
5. Звезды главной последовательности ранних спектральных типов.
6. Ядра планетарных туманностей.
7. Катаклизмические переменные.
8. Пекулярные объекты.

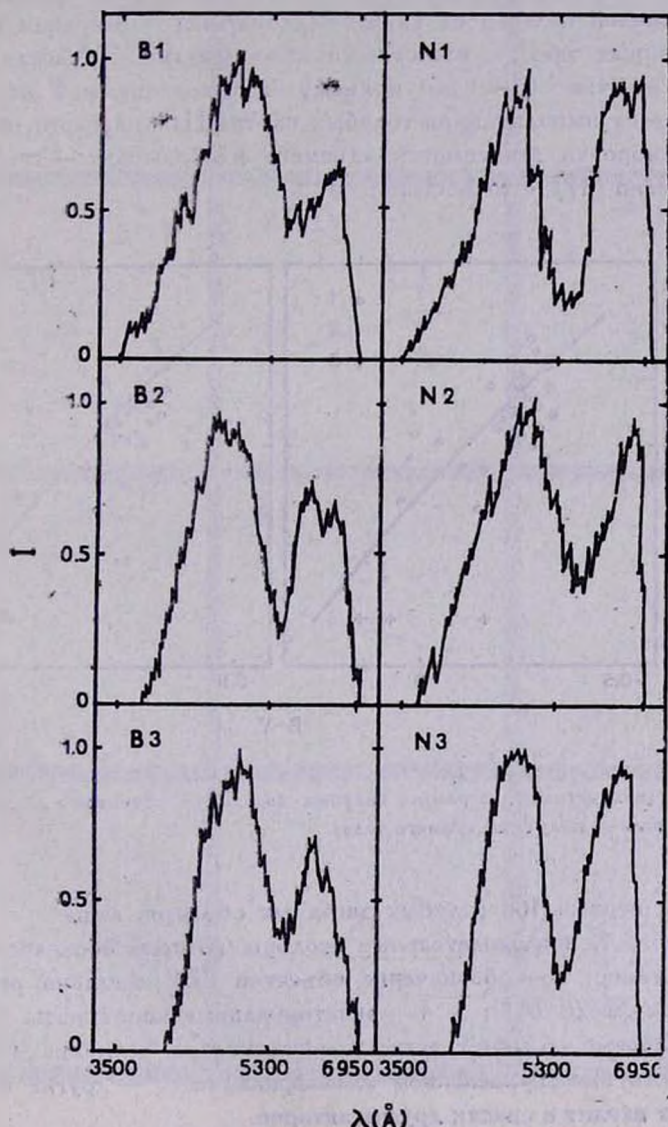


Рис. 1. Регистрограммы призмьных спектров голубых звездных объектов фризан-
ных тучков.

Кроме указанных объектов, можно довольно эффективно на пластинках Первого обзора выделять также углеродные звезды и звезды поздних подтипов спектрального класса М. Эти вопросы будут рассмотрены нами позднее, в отдельной работе.

Просмотр пластинок и отбор объектов проводится визуально с помощью 7- и 15-кратных луп. Экваториальные координаты измерены с помощью прозрачной палетки на картах Паломарского обозрения с использованием опорных звезд с известными координатами. Точность измерения координат не хуже 0^m1 по прямому восхождению и $1'$ по склонению. Оценки блеска выполнены на голубых картах Паломарского обозрения на основе калибровки зависимости «диаметр изображения — звездная величина» согласно [17], с точностью $\pm 0^m5$.

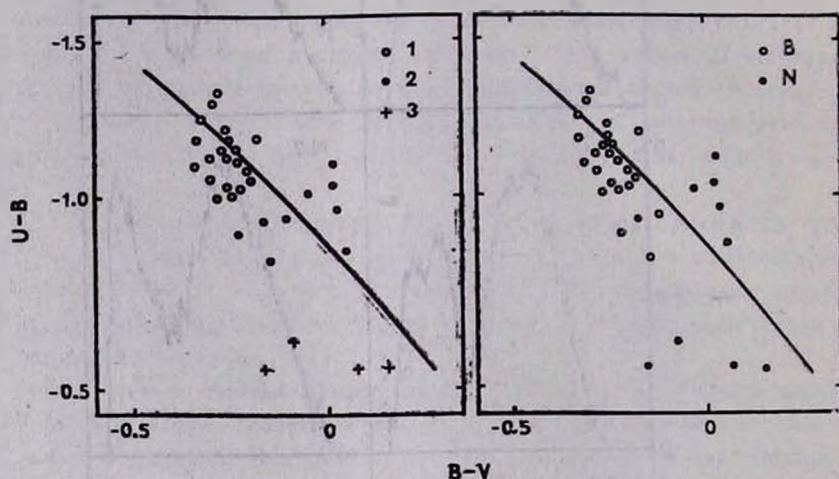


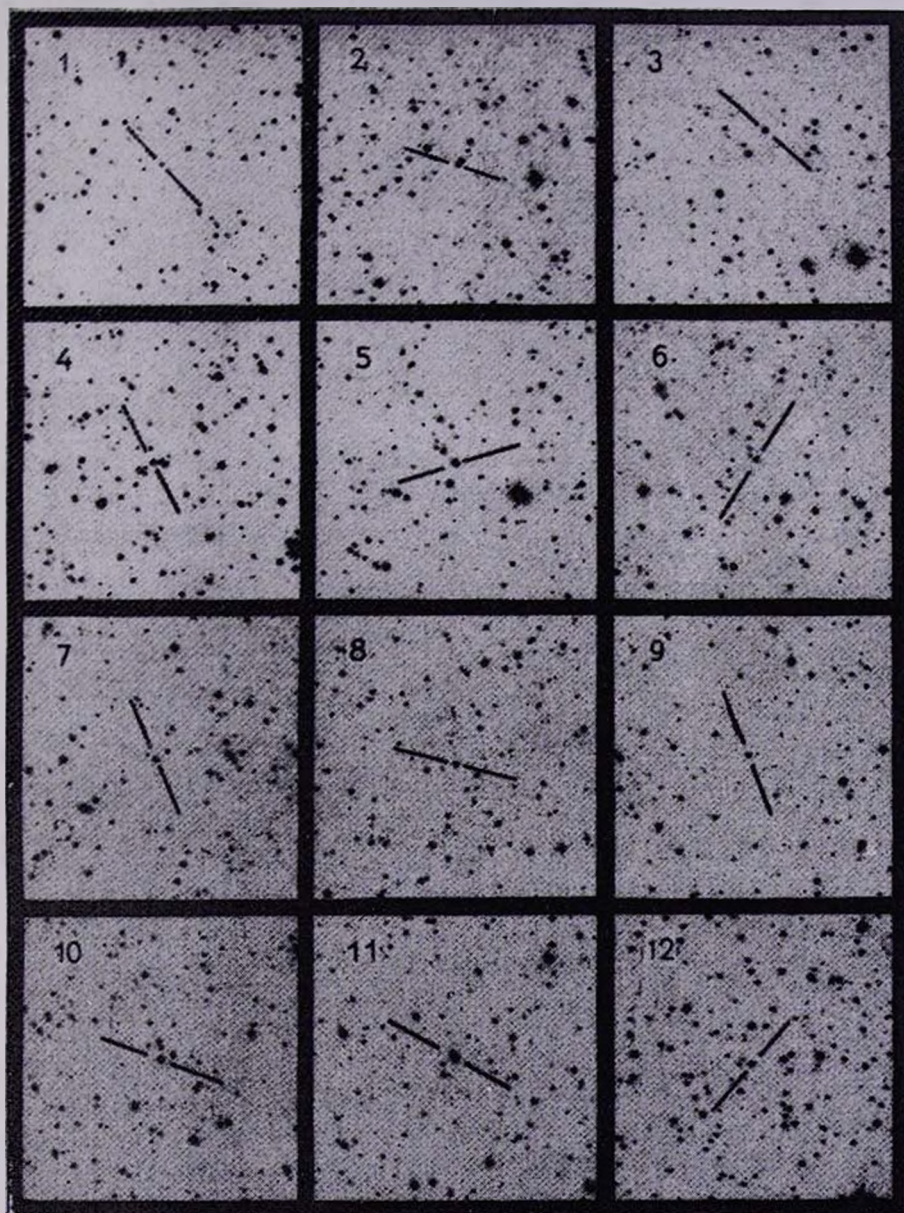
Рис. 2. Двухцветные диаграммы голубых звездных объектов различных типов (сплошная линия — излучение черного тела).

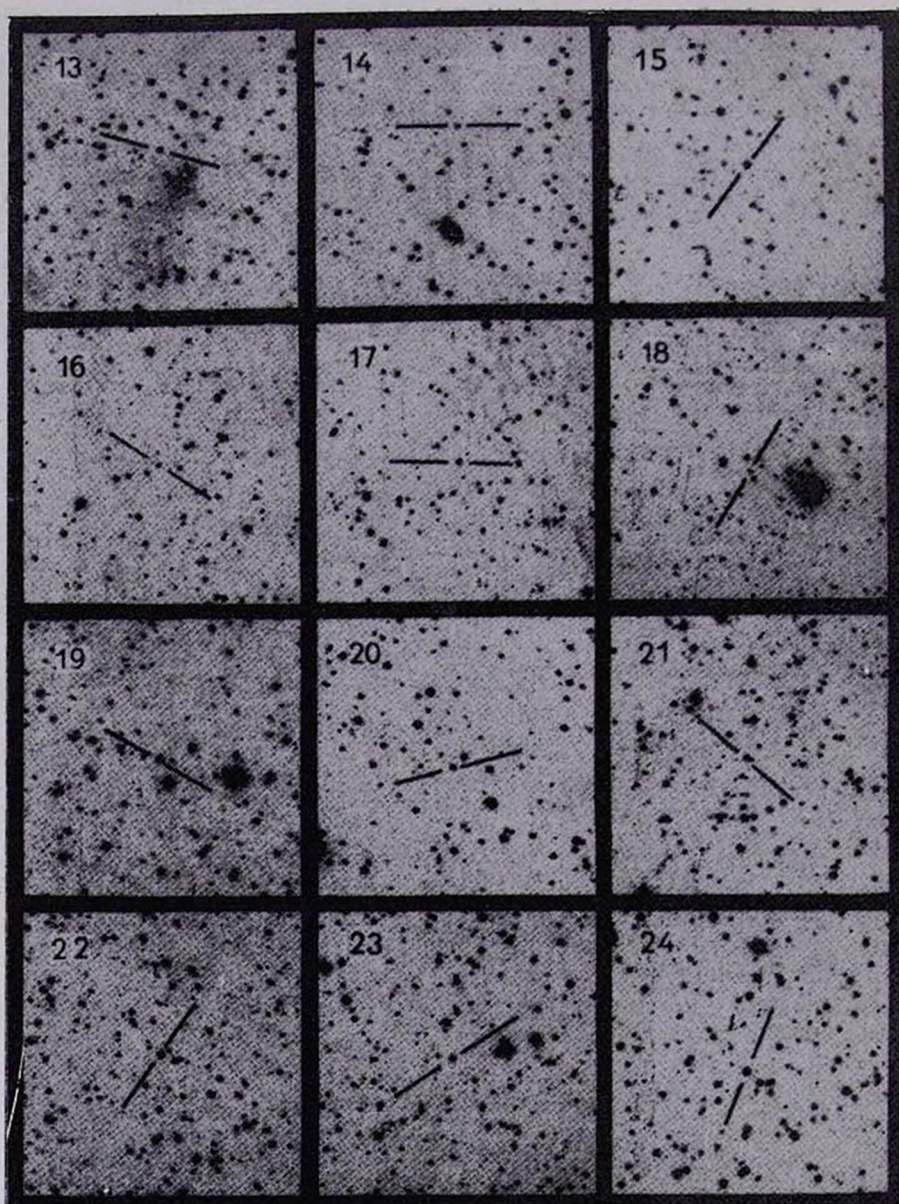
Список первых 100 голубых звездных объектов зоны $\delta = +39^\circ$ приведен в табл. 1, последовательные столбцы которой обозначают: 1 — порядковый номер; 2 — обозначение объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии № 28 IAU; 3, 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950 с точностью до минут дуги; 5 — видимая зв. величина; 6 — тип объекта согласно вышеприведенной классификации; 7 — другие обозначения, если объект входит в списки других авторов.

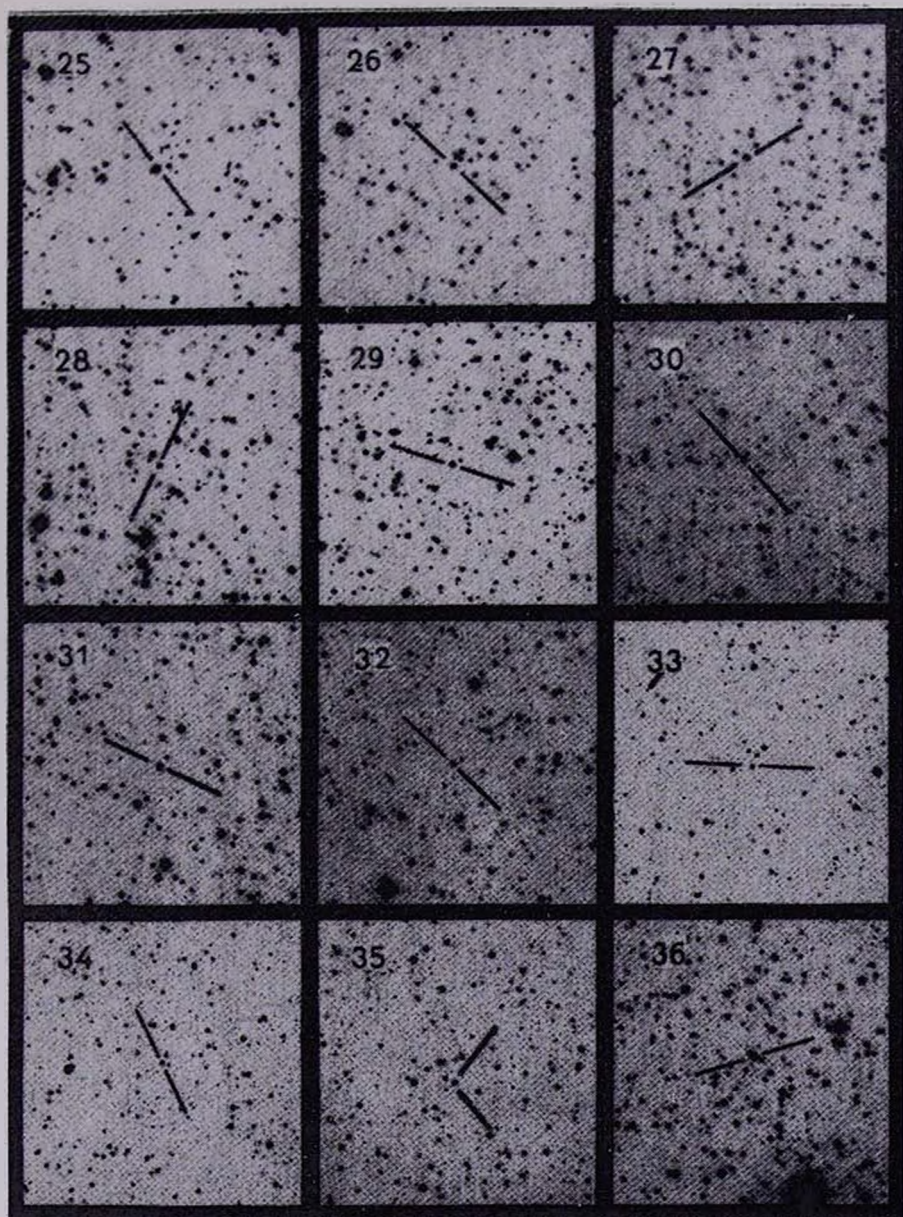
Приводятся карты отождествлений для всех новых объектов табл. 1, отпечатанные с голубых карт Паломарского обозрения.

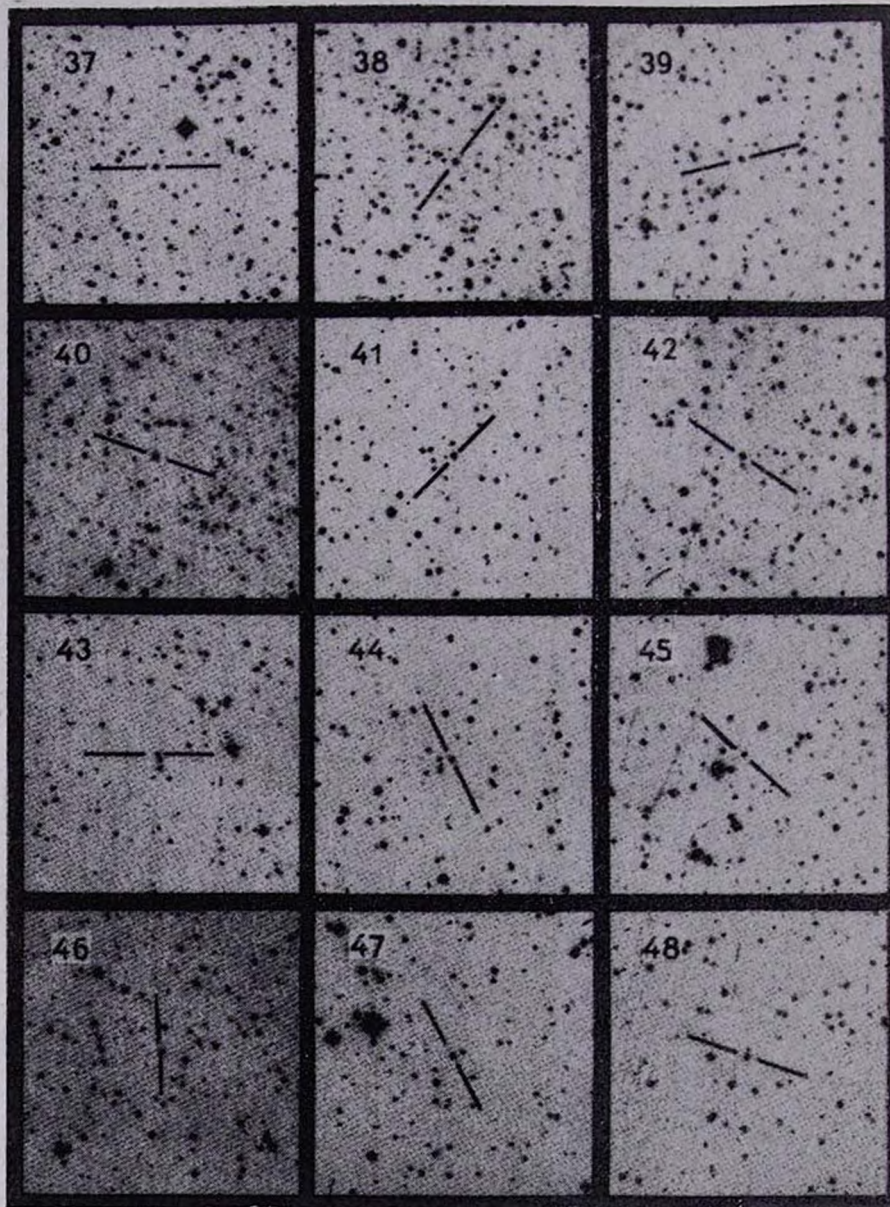
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

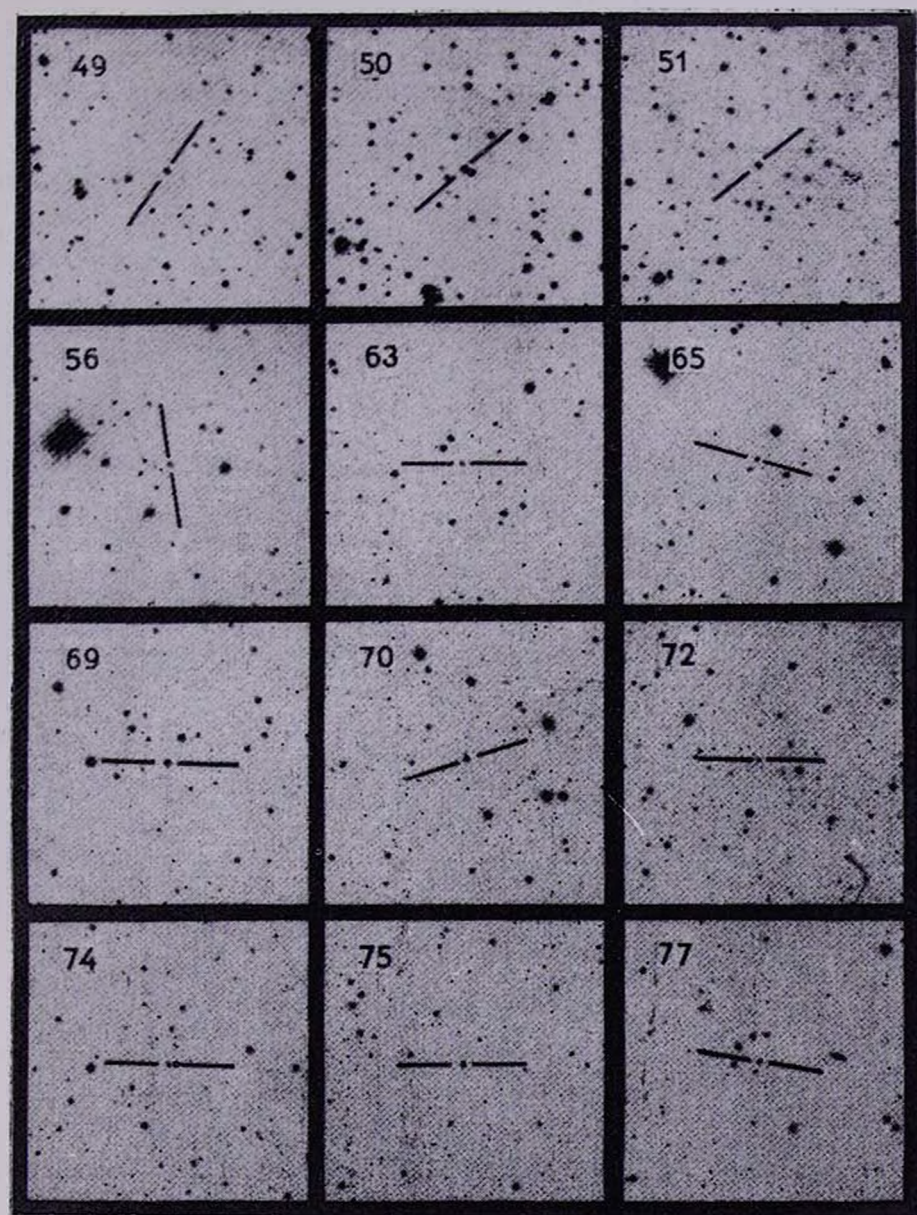
(в голубых лучах). Размеры $11' \times 11'$. Север сверху, восток слева.











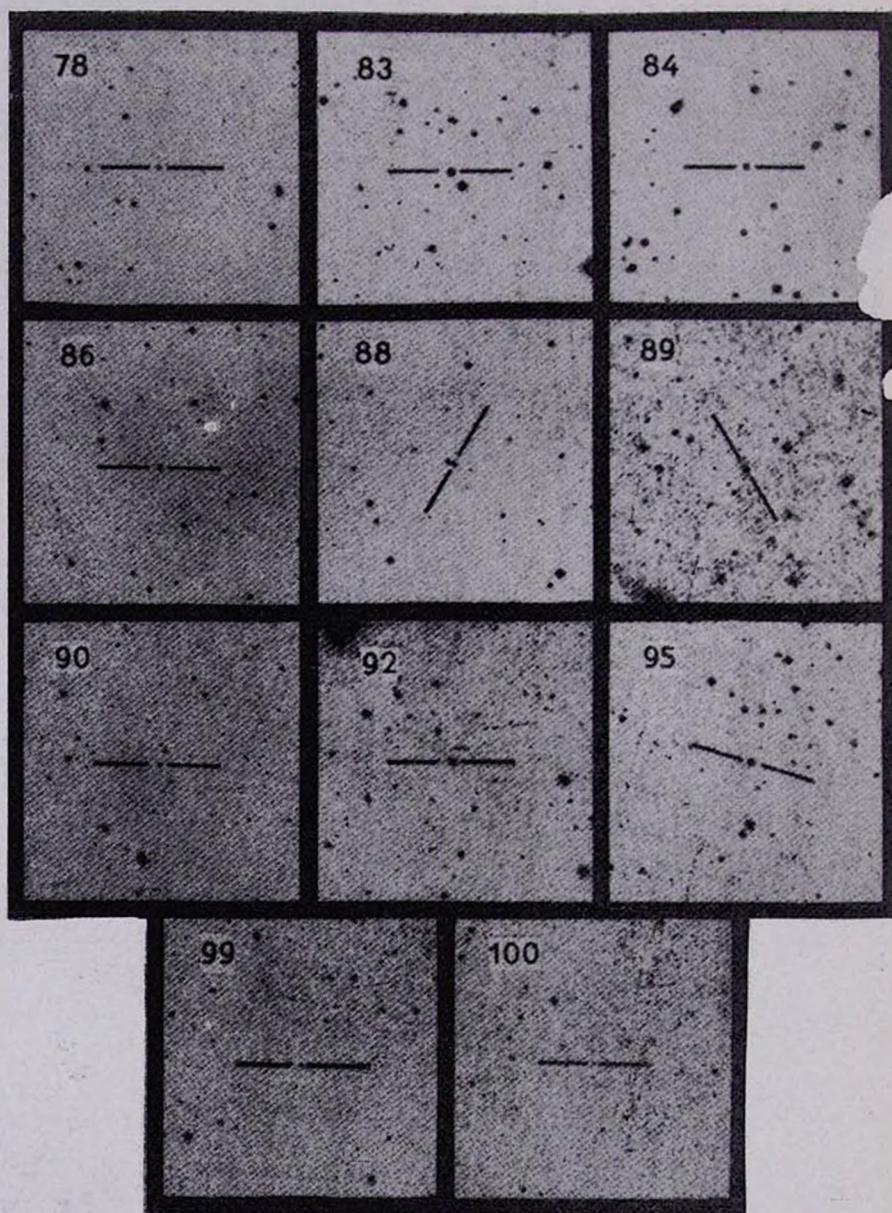


Таблица 1

№	Обозначение	Координаты		m_g	Тип	Другие обозначения
	FBS	α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1	0019+401	00 ^h 19 ^m 7	+40°09'	16 ^m	N 1	
	0029+389	00 29.8	+38 55	15.5	B2a:	
	0033+376	00 34.0	+37 38	13.5	B1	
	0046+395	00 46.2	+39 35	14.5	B1	
5	0050+406	00 50.2	+40 41	12.5	B1	
6	0051+377	00 51.8	+37 42	13	B1a:	
7	0104+367	01 04.3	+36 47	14	B2a	
8	0104+387	01 04.4	+38 47	13	B2	
9	0106+372	01 06.6	+37 16	14	B2	
10	0106+374	01 06.9	+37 29	13	B1	
11	0107+392	01 07.8	+39 16	11	B1	
12	0117+396	01 17.6	+39 37	15.5	B1	
13	0125+386	01 25.5	+38 38	15	B2	
14	0127+408	01 27.0	+40 50	17	B1	
15	0132+370	01 32.4	+37 05	13.5	B1	
16	0140+360	01 40.7	+36 03	16.5	B3	
17	0141+363	01 41.7	+36 20	15	B3	
18	0144+385	01 44.0	+38 30	16.5	B2	
19	0145+363	01 45.8	+36 20	15.5	B1a	
20	0150+396	01 50.3	+39 41	16	B2a:	
21	0154+391	01 54.3	+39 09	15	B2a:	
22	0203+374	02 03.1	+37 25	14.5	B1	
23	0208+390	02 08.4	+39 03	15.5	B1	
24	0208+401	02 08.6	+40 06	14.5	B3	
25	0212+385	02 12.8	+38 32	14.5	B1a:	
26	0533+373	02 33.6	+37 21	13	B3	
27	0248+394	02 48.1	+39 25	15	B3	
28	0250+394	02 50.2	+39 24	16	B3	
29	0255+379	02 55.5	+37 57	14.5	B3	
30	0258+395	02 58.9	+39 30	14	N2a:	
31	0259+370	02 59.1	+37 00	15	B2a:	
32	0259+378	02 59.3	+37 49	15	B2	
33	0308+399	03 08.8	+39 55	15	N1a	
34	0311+395	03 11.5	+39 35	14	N2a	
35	0314+372	03 14.5	+37 17	15	B2	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
36	0324+379	03 24.5	+37 57	13	B1a:	
37	0639+371	06 39.1	+37 07	15.5	B1	
38	0639+371	06 39.3	+39 11	16	B2	
39	0646+386	06 46.0	+38 37	16.5	B2a:	
40	0649+403	06 49.2	+40 21	13.5	B1a	
41	0706+407	07 06.7	+40 42	13.5	B1	
42	0709+398	07 09.7	+39 49	16.5	B3	
43	0710+377	07 10.4	+37 44	16.5	B2	
44	0716+404	07 16.5	+40 27	15.5	B1	
45	0718+406	07 18.5	+40 38	16.5	B2a	
46	0732+396	07 32.9	+39 33	16	B2	
47	0736+398	07 36.9	+39 53	14.5	B1	
48	0740+375	07 40.7	+37 35	15.5	B2a	
49	0741+383	07 41.7	+38 19	15	B1	
50	0742+392	07 42.7	+39 17	16	B3a	
51	0749+395	07 49.1	+39 31	16	N2	
52	0815+405	08 15.7	+40 30	15.04	B1a	PG
53	0817+386	08 17.2	+38 38	16.00	N2	PG
54	0837+401	08 37.7	+40 07	14.20	B2a	PG
55	0839+399	08 39.9	+39 55	13.87	B1	PG
56	0850+394	08 50.5	+39 26	17	N2e:	
57	0854+385	08 54.2	+38 30	15.30	B1	PG
58	0854+405	08 54.2	+40 28	14.51	N1a	PG
59	0900+401	09 00.1	+40 03	12.84	B1	PG
60	0904+391	09 04.6	+39 09	16.13	B2a	PG
61	0920+375	09 20.5	+37 31	16.7	B2a	PG
62	0933+383	09 33.8	+38 21	15.28	N2a	PG
63	0935+395	09 35.7	+39 33	17	N1	PG
64	0936+396	09 36.6	+39 37	16.0	N1	PG
65	0938+374	09 38.4	+37 26	17	N1e:	
66	0947+396	09 47.7	+39 41	16.40	N1	PG
67	1000+375	10 00.3	+37 31	15.46	N1	PG
68	1000+408	10 00.8	+40 48	11.91	B1	PG
69	1002+350	10 02.2	+39 00	13	N3	
70	1007+382	10 07.9	+38 16	16.15	B1	
71	1018+411	10 18.9	+41 05	15.93	B2a:	PG
72	1027+404	10 27.8	+40 28	17	B2a:	
73	1032+406	10 32.3	+40 37	10.80	B1	PG
74	1040+392	10 40.4	+39 12	17	N2a	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
75	1043+404	11 43.6	+40 24	15.5	B3	
76	1103+385	11 03.0	+38 27	16.31	B3	PG
77	1104+408	11 04.9	+40 48	16.5	N1e:	
78	1108+402	11 08.1	+40 15	16.5	B2	
79	1115+407	11 15.7	+40 42	16.02	B2	PG
80	1119+377	11 19.6	+37 43	15.72	B1	PG
81	1119+386	11 19.9	+38 35	16.03	B1a:	PG
82	1129+373	11 29.0	+37 18	16.23	B1	PG
83	1138+401	11 38.2	+40 07	13.5	B3	
84	1141+406	11 41.6	+40 41	16.5	N1	
85	1149+394	11 49.4	+39 26	15.46	B1	PG
86	1204+399	12 04.7	+39 58	16	N1	
87	1206+373	12 06.4	+37 20	15.24	B2	PG
88	1211+393	12 11.0	+39 18	17	B2	
89	1215+382	12 15.1	+38 15	16	B3	
90	1229+383	12 29.1	+38 20	17	B1	
91	1232+379	12 32.6	+37 54	13.41	B1	PG
92	1234+388	12 34.8	+38 52	13.5	B1	
93	1248+401	12 48.4	+40 08	16.06	N ₃	PG
94	1248+374	12 48.7	+37 26	15.88	B1	PG
95	1248+373	12 48.8	+37 22	16.5	B2	
96	1252+378	12 52.7	+37 49	15.55	B1	PG
97	1319+405	13 19.9	+40 32	16.32	B1	PG
98	1323+391	13 23.0	+39 09	16.30	N1	PG
99	1326+411	13 26.9	+17 5	17.5	B1	
100	1327+411	13 27.0	+41 11	15.5	N2	

Примечание. Для объектов, входящих в каталог Грина, звездные величины приведены согласно работе [14].

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. BLUE STELLAR OBJECTS. I. ZONE $\delta = +39^\circ$

H. V. ABRAHAMIAN, V. A. LIPOVETSKYI, J. A. STEPANIAN

The first list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan spectral sky survey is given. The objects are situated in the zone with $+37^\circ \leq \delta \leq +41^\circ$ and $0^h \leq \alpha \leq 3^h 40^m$ and $6^h \leq \alpha \leq 13^h 30^m$. The main criteria of selection of UV-excess stellar objects are described. A preliminary classification of objects is made. The list contains data for 100 blue stellar objects among which 71 are new.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова, *Каталог галактик с УФ-континуумом*, 1988 (в печати).
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
4. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 26, 15, 1987.
5. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 511, 1967.
6. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 4, 144, 1968.
7. Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 187, 1980.
8. Дж. А. Степанян, *Перемен. звезды*, 21, 691, 1982.
9. В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 17, 573, 1981.
10. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, *Астрофизика*, 1988 (в печати).
11. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
12. P. Peach, N. Sanduleack, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 55, 517, 1983.
13. P. C. Hewett, M. I. Irwin, M. J. Bunclark, M. T. Brigeland, E. J. Kilblemhter, X. T. He, M. G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213, 971, 1985.
14. R. F. Green, M. Schmidt, J. Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
15. C. Barbieri, *Proc. 78 th Coll. IAU, Asiago, Italy*, D. Reidel, Dordrecht, 443, 1983.
16. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян, Г. В. Абрамян, А. И. Шаповалова, *Сообщ. Спец. астрофиз.observ. АН СССР* (в печати).
17. P. G. Hayman, G. Horard, N. Suuttt, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 853, 1979.

УДК: 524.335—54:520.82.054

АЕ-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА V 517 ЛЕБЕДЯ

Г. В. АБРАМЯН, С. В. ЗАРАЦЯН, Н. Д. МЕЛИКЯН, С. Ю. МЕЛЬНИКОВ,
В. С. ШЕВЧЕНКО

Поступила 28 марта 1989

Принята к печати 31 октября 1989

Анализируется кривая блеска Ae-звезды Хербига V 517 Cyg по 350 *UBVR(I)* фотоэлектрическим наблюдениям, полученным в 1984–1987 гг. на горе Майданак. V 517 Cyg находится в области звездообразования RSF 4 Cyg B, связанной с NGC 7000 и IC 5070. Отмечены изменения максимального уровня с возможным периодом 10 лет, волнообразные циклы продолжительностью $\sim 93^d$ алголеподобные ослабления, двух типов и другие особенности кривой блеска. Анализируется спектр V 517 Cyg, полученный на телескопе 2.6-м ЗТА. Отмечены эмиссионная раздвоенная линия H_α , $EWH_\alpha = 15 \text{ \AA}$ и сильная абсорбционная линия D Na I.

1. Введение. При исследовании структуры области звездообразования, связанной с NGC 7000 и IC 5070 [1], было отмечено аномально большое относительное содержание Ae/Be звезд Хербига в области, что связывалось с необычным ракурсом молекулярного облака и зоны H II. Переменная V 517 Cyg находится внутри тесной группы Ae/Be звезд Хербига на юго-западной окраине IC 5070, содержит яркую эмиссионную линию H_α [2] (V 517 Cyg = Lk H_α 371), имеет ранний спектральный класс A0-5 и на этом основании может быть также отнесена к классу Ae/Be звезд Хербига. Переменная V 517 Cyg была открыта Россом [3]. Звезда отнесена к типу неправильных переменных Хоффмейстером [4]; Meinunger [5] обратил внимание на алголеподобный характер ослабления блеска и отметил эпохи нескольких минимумов, а Гизекинг [6] и Филин [7] в течение 1970–1971 гг. получили достаточно плотные фотографические ряды наблюдений переменной, в которых удалось отнаблюдать более 6 минимумов.

Первый плотный ряд фотоэлектрических *UBVR*-наблюдений был получен на Майданаке в 1981 г. [8] по программе исследования Ia-переменных. Авторы [8] полагали, что V 517 Cyg является «фотометрическим аналогом» другой неправильной переменной — VV Ser, также обладающей алголеподобными ослаблениями блеска.

В 1985 г. в программе исследования поляризации Ае/Ве звезд Хербига Петровой и Шевченко [9] была исследована волновая зависимость $P\%$ и θ° для V 517 Cyg и ряда других Ае/Ве звезд Хербига в NGC 7000 и IC 5070 и было показано, что поляриметрические характеристики V 517 Cyg, имея некоторое сходство в ориентировке углов θ° с другими Ае/Ве звездами Хербига в районе IC 5070, в то же время имеют и отличия при переходе к длинным волнам.

В 1986 г. Кардополовым и Радаевым [10] сделаны несколько фотометрических и поляриметрических оценок в фильтре V.

С 1984 г. V 517 Cyg на Майданаке наблюдается по программе исследования Ае/Ве звезд Хербига, а с 1987 г. по настоящее время по программе «РОТОР».

В рамках кооперативной программы «РОТОР» были продолжены UBVR-фотоэлектрические наблюдения переменной на горе Майданак с июня по декабрь 1987 г., а на 2,6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР получено 9 щелевых спектрограмм V 517 Cyg с дисперсией 100 Å/мм.

В данной работе обсуждаются результаты фотоэлектрической UBVR фотометрии за 1984—1987 гг., а также и спектральные наблюдения V 517 Cyg.

2. *Фотоэлектрическая фотометрия* проводилась на 60-см рефлекторе Цейсса и 48-см рефлекторе АЗТ-14 с идентичными импульсными фотометрами, обработка проведена на ЭВМ СМ 1420 по методике, изложенной в [1].

На рис. 1а (сверху) приведена сводная кривая блеска, охватывающая интервал фотоэлектрических наблюдений 1981—1988 гг., в том числе майданакские наблюдения 1981 г. [8], а также 2 сезона фотографической фотометрии 1970—1971 гг. [6, 7]. Следует иметь в виду, что между величинами Гизекинга [6] и Филина [7], с одной стороны, и величинами B , полученными из наших фотоэлектрических наблюдений, с другой, может существовать систематическое различие. Если основываться только на фотоэлектрических наблюдениях, можно заподозрить наличие такой же синусоидальной волны по максимальным значениям блеска переменной, которая была четко обнаружена у прототипа Ае/Ве звезд с алголеподобными ослаблениями блеска — Ае-звезды Хербига BF Ориона, причем намечается та же закономерность, что и у BF Ориона — вблизи минимума долгопериодических синусоидальноподобных колебаний наблюдаются сильные ослабления блеска, а вблизи максимума — ослабления блеска меньшей амплитуды. Сходное явление наблюдается и при анализе большого ряда наблюдений VV Vul [12], хотя оно не так отчетливо выражено.

На рис. 1б-е приведены фрагменты кривой блеска 1984—1987 гг. Плавные волны, длившиеся около 93^d в 1984 г. и 1986 г., чередуются с активными кривыми блеска, с множеством алголеподобных ослаблений сравнительно небольшой амплитуды — 1985 г. и 1987 г. Волнообразные циклы длительностью около 93^d наблюдались и в 1971 г. [6] и в 1981 г. [8].

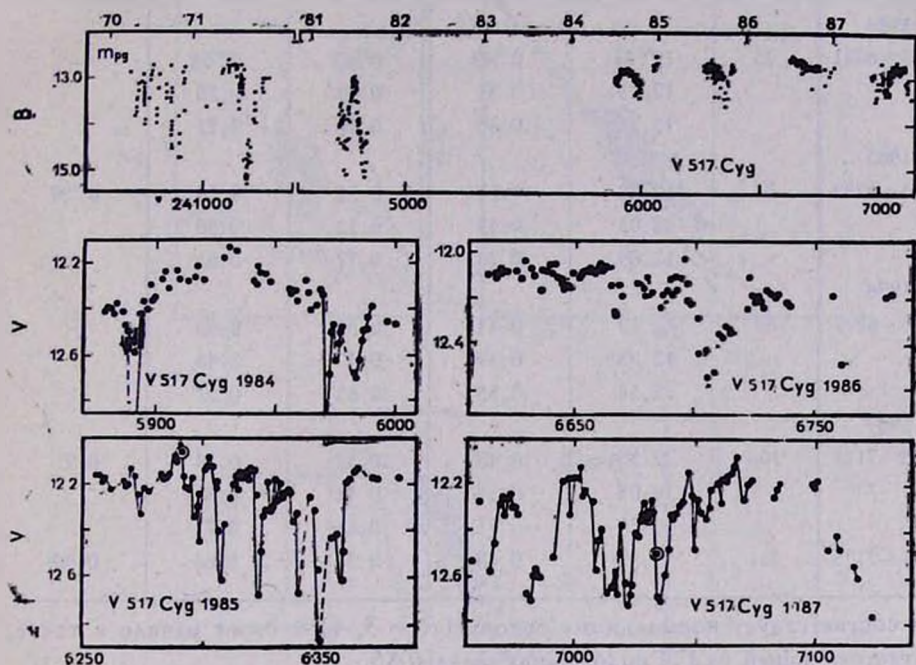


Рис. 1. Сводная кривая блеска V 517 Cyg (а) и фрагменты кривых блеска по результатам майданажских наблюдений (б-е).

Такая же волна накладывается на резкие алголеподобные ослабления 1985 г. и 1987 г. Продолжительность волны везде близка к 93^d , однако эти волны не носят строго периодический характер (т. е. их не удастся описать неким периодическим процессом с начальной эпохой). Массивы фотоэлектрических наблюдений 1984—1987 гг. будут опубликованы отдельно. В приводимой ниже табл. 1 мы показываем изменения величин V и показателей цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$ и $V-I$ по сезонам.

Весьма неоднозначны цветовые изменения V 517 Cyg. На рис. 2 приведены двухцветные диаграммы ($U-B$) — ($B-V$) и ($B-V$) — ($V-R$) для переменной, а также зависимость цветов ($B-V$) от блеска. На всех рисунках линия главной последовательности (ГП) — сплошная, а линия нарастающего покраснения — штриховая. Линия нарастающего покрасне-

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ $UBVR$ — ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗДЫ $V\ 517\ Cyg$

Год Эпоха	n	\bar{V} V_{\max} V_{\min}	$\overline{U-B}$ $(U-B)_{\min}$ $(U-B)_{\max}$	$\overline{B-V}$ $(B-V)_{\min}$ $(B-V)_{\max}$	$\overline{V-R}$ $(V-R)_{\min}$ $(V-R)_{\max}$	$\overline{V-1}$
1984						
5879—6061	75	12 ^m 37 12.13 13.21	0 ^m 49 0.31 0.66	0 ^m 62 0.49 0.78	0 ^m 56 0.53 0.71	—
1985						
6255—6383	84	12.28 12.05 12.89	0.51 0.43 0.70	0.59 0.53 0.77	0.54 0.50 0.61	0 ^m 89
1986						
6613—6802	86	12.19 12.03 12.54	0.44 0.39 0.55	0.56 0.47 0.63	0.53 0.46 0.57	—
1987						
6958—7125	106	12.35 12.03 12.74	0.48 0.38 0.71	0.57 0.48 0.66	0.54 0.41 0.73	0.91
5879—7125	351	12.31	0.48	0.57	0.54	0.90

ния соответствует нормальному закону ($R = 3, 4$) и берет начало в точке, соответствующей на ГП положению звезды $A5$.

Только на двухцветной диаграмме $(B-V) - (V-R)$ звезда меняется параллельно линии покраснения, а на двух других диаграммах $(U-B) - (B-V)$ и ГП — область значений цветов $V\ 517\ Cyg$ пересекает линию покраснения и по своему характеру ближе к температурным изменениям с неустойчивым радиусом. На диаграмме $(B-V) - V-R$ изменения цвета, обусловленные изменениями температуры и переменностью оболочечной экстинкции, лежат на одной линии, в связи с чем по этой диаграмме маловероятны обе причины.

Неоднозначность цветовых изменений уже отмечалась ранее [8].

3. Спектральные наблюдения были выполнены 27 июля 1987 г. на 2.6-м бюраканском рефлекторе ЗТА со спектрографом УАГС, с применением двухкаскадного ЭОП. Была получена серия из 9 спектрограмм с экспозициями 2.5 и 10 мин (№ спектров 416—424). Область спектра 4500—6800 Å°, разрешение 2.5 Å°, интервал времени спектральных наблюдений 2447004.4270—4646. Соответствующий этому интервалу средний

блеск 12^m 24. Обработка проведена на вычислительном центре Бюраканской астрофизической обсерватории на ЭВМ СМ 1420 по программе обработки изображений. На рис. 3 приведена усредненная по 4-м экспозициям спектрограмма V 517 Cyg в интенсивностях, где отмечены все уверенно отождествленные линии.

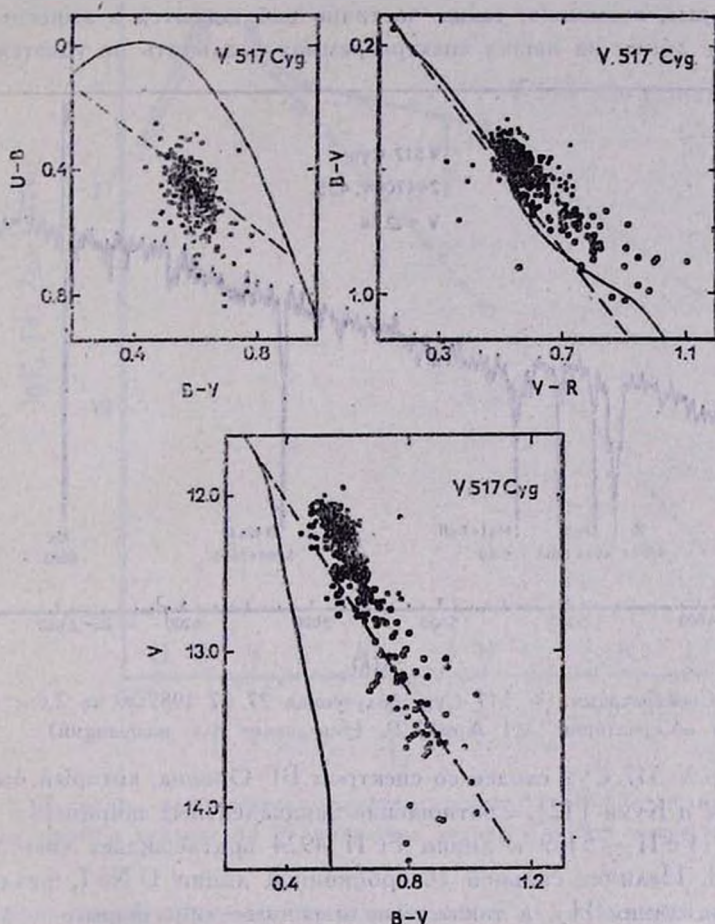


Рис. 2. Цветовые изменения в системе V 517 Cyg. Двухцветные диаграммы $(U-B) - (B-V)$ и $(B-V) - (V-R)$ вверху, Г-Р-диаграмма — внизу. Точки — наблюдения 1984—1987 гг., кружки — наблюдения 1981 г. [9]. Сплошная линия — главная последовательность, штриховая — линия нарастающего покраснения $R = 3.4$.

Линия H_α наблюдается в эмиссии, и на некоторых спектрограммах (№ 417, 418) видно, что она раздвоена. Эквивалентная ширина $EW_{H_\alpha} = 15 \pm 5 \text{ \AA}$. Линия H_γ наблюдается в абсорбции, однако по виду контура этой линии можно заподозрить влияние слабого эмиссионного компонента.

Следующие по силе абсорбционные линии — линии дублета D Na 5890+5896 Å, которые на наших спектрограммах видны в виде одной абсорбции, и бленда, состоящая из сильных линий магния и ионизованного железа: Mg I 5173 + Mg I 5167 + Fe II 5169. Кроме того, хорошо заметна абсорбционная линия Fe II 4924 и можно различить также линию 5018 Fe II, которые, возможно, также частично наблюдаются в эмиссии.

Другие линии на наших спектрограммах различить не удается.

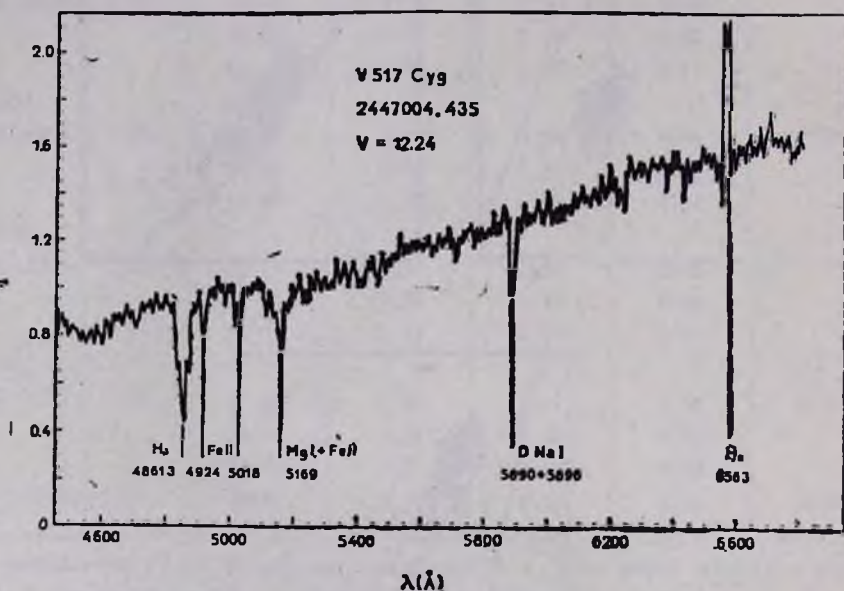


Рис. 3. Спектрограмма V 517 Cyg, полученная 27. 07. 1987 г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории АН Арм.ССР, (усреднение 4-х экспозиций).

Спектр V 517 Cyg сходен со спектром BF Ориона, который был получен Коэном и Кухи [12]. Соотношение эквивалентных ширин H_{β} и бленды Mg I + Fe II — 5169 и линии Fe II 4924 подтверждает спектральный класс A3-5. Наличие сильной абсорбционной линии D Na I, раздвоенная эмиссионная линия H_{γ} , а также заподозренные эмиссионные компоненты в других линиях свидетельствуют о наличии околосветовой оболочки.

4. Распределение энергии в спектре V 517 Cyg приведено на рис. 4 по нашим данным *UBVRI*-фотометрии, полученным в ходе выполнения Май-данакских программ, и измерениям в полосах H и K, выполненным в сентябре 1971 г. Глассом и Пенстоном [13].

Поскольку расстояние до области звездообразования, связанной с NGC 7000 и IC 5070, уточнено по современным фотоэлектрическим наблюдениям [1], можно оценить поглощение и светимость V 517 Cyg. Мы по-

лагаем, что в максимуме блеска излучение звезды исправляется за межзвездную экстинкцию и поглощение в оболочке при законе поглощения $R = 3.4$ [1]. При этом светимость звезды лишь незначительно превышает светимость карлика A3—A5 V главной последовательности.

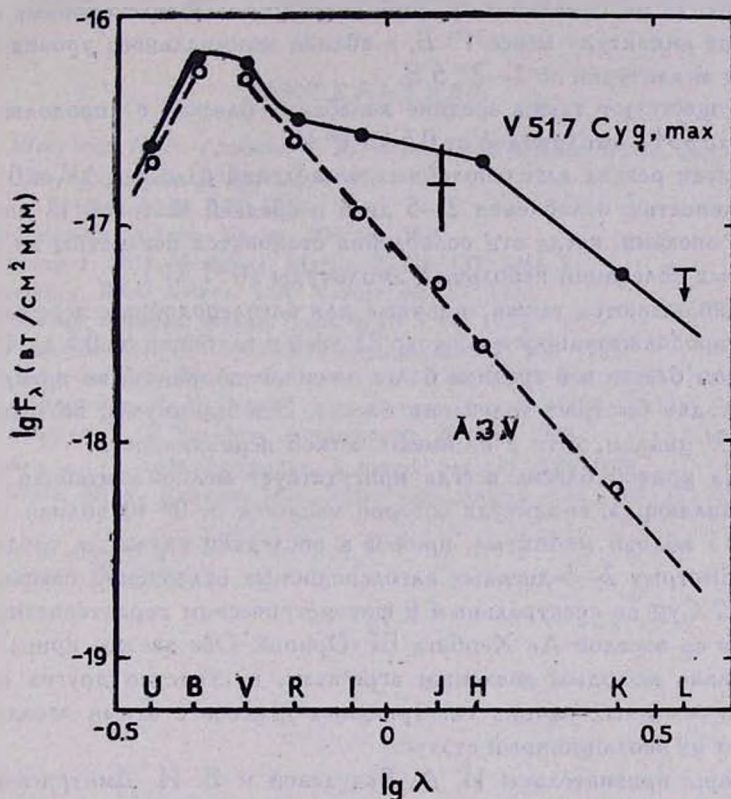


Рис. 4. Сравнение распределения энергии в спектре V 517 Cyg вблизи максимума (сплошная линия) и карлика A3 V (штриховая линия), с учетом межзвездного покраснения.

Собственный инфракрасный избыток $E_{(V-K)}^*$ за вычетом межзвездного покраснения $E_{(V-K)}^*$ невелик $E_{(V-K)}^* = 0^m7$, что свидетельствует о небольших размерах газово-пылевого диска, либо о поздней стадии эволюции околосреднего образования у V 517 Cyg.

5. **Заключение.** V 517 Cyg является типичной АЕ-звездой Хербига, обладающей эмиссией в линии H_α , с раздвоенным контуром, заметной абсорбционной линией D Na, небольшим ИК-экссессом, заметной поляризацией, имеющей свою величину и ориентировку в зависимости от блеска

звезды, характеризующейся алголеподобными ослаблениями блеска. На кривой блеска выделяется несколько особенностей.

1. Вероятно, существует цикл в изменении максимального уровня блеска звезды продолжительностью около 10 лет.

2. Вблизи максимального уровня этого цикла алголеподобные ослабления имеют амплитуду менее 1^m B , а вблизи минимального уровня характеризуются амплитудой до $2-2^m$ 5 B .

3. Существуют также средние колебания блеска с продолжительностью около 93^d и амплитудой от 0.5 до 1^m V .

4. Эпохи резких алголеподобных ослаблений блеска с $\Delta V = 0^m$ 4 , продолжительностью ослабления $2-5$ дней и средней частотой 12 дней, чередуются с эпохами, когда эти ослабления становятся незаметны на фоне неправильных колебаний небольшой амплитуды (0^m 1 ΔV).

5. Наблюдаются также типичные для алголеподобных переменных минимумы, продолжительностью около 25 дней и глубиной от 0.5 до 1^m , с крутым спадом блеска и в среднем более плавным подъемом, во время которого происходят быстрые колебания блеска. Эти минимумы, возможно, связаны с 93^d циклом, хотя и не имеют четкой периодичности.

6. На кривой блеска всегда присутствует мелкомасштабная переменная составляющая, амплитуда которой меняется от 0^m 10 вблизи максимума до 0^m 5 вблизи минимума, причем в последнем случае ее трудно отличить от быстрых $2-5$ -дневных алголеподобных ослаблений блеска.

V 517 Cyg по спектральным и фотометрическим характеристикам весьма сходна со звездой Ae Хербига BF Ориона. Обе звезды принадлежат к экстремально молодым звездным агрегатам, и сходство других алголеподобных переменных ранних спектральных классов с этими звездами подтверждает их эволюционный статус.

Авторы признательны И. А. Бедулевой и З. И. Дмитриевой за помощь в подготовке рукописи к печати.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория АН Арм.ССР

Астрономический институт
АН Узб.ССР

HERBIG Ae-STAR V 517 CYGNI

G. V. ABRAMIAN, S. V. ZARATSIAN, N. D. MELIKIAN, S. JU. MELNIKOV,
V. S. SHEVCHENKO

Using 350 $UBVR$ (1) photoelectric observations made on Mount Maidanak in 1984—1987, the light curve of Herbig Ae-star V 517 Cyg was derived. The V 517 Cyg is a member of star forming region RSF

4 Cyg B associated with NGC 7000 and IC 5070. Variations are noted of the highest light level with 93^d period of two types of Algol-like variations and other features. The spectra of V 517 Cyg obtained at Byurakan by the 2.6m reflector are discussed. The double emission H α line ($EW_{\lambda} H_{\alpha} = 15 \text{ \AA}$) and strong absorption D NaI lines are noted.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Шевченко, К. Н. Гранкин, С. Ю. Мельников, *Астрон. ж.*, 65, № 3, 1988.
2. G. W. Marcy, *Astron. J.*, 85, 230, 1980.
3. F. Ross, *Astron. J.*, 36, 123, 1926.
4. C. Hoffmeister, *Astron. Nachr.*, 278, 24, 1949.
5. L. Meinunger, *Mitt. Vernderl. Sterne*, 3, H5, 137, 1966.
6. F. Giesekeing, *Bonn. Astron. Inst. Veröff*, No. 87, 1973.
7. А. Я. Филин, *Перемен. звезды*, *Преп.* 2, № 3, 63, 1974.
8. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппов, *Перемен. звезды*, 22, 126, 1985.
9. Н. Н. Петрова, В. С. Шевченко, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 686, 1987.
10. В. И. Кардополов, Р. К. Рспасв, *Астрон. циркуляр*, № 1499, 6, 1987.
11. Г. В. Зайцева, П. Ф. Чукайнов, *Астрофизика*, 20, 447, 1984.
12. M. Cohen, L. V. Kuhl, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
13. I. S. Glass, M. V. Penston, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 237, 1974.

УДК: 524.31.01—466

О ПЕРЕМЕННОСТИ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ
В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ

А. С. ЛЮБИМКОВ, Э. А. САМЕДОВ

Поступила 5 января 1989

Принята к печати 16 апреля 1989

По линиям Fe I на основе современных значений сил осцилляторов исследована микротурбулентность в атмосферах четырех F-сверхгигантов — γ Cyg, α UMi, ρ Cas и α Cas. Показано, что существует сильная зависимость скорости микротурбулентности ξ_i от наблюдаемой эквивалентной ширины. Из этой зависимости однозначно следует, что величина ξ_i не может быть постоянной в атмосфере, напротив, она быстро растет к наружным слоям. Уточнены распределения $\xi_i(\tau)$ в атмосферах исследованных звезд. Подтверждено существование сверхзвуковых значений ξ_i в верхних слоях ρ Cas, в то время как у трех других сверхгигантов эти значения не превышают скорости звука. Имеется качественное согласие полученных распределений $\xi_i(\tau)$ с предсказаниями теории акустических волн. Отмечено, что сверхзвуковые значения $\xi_i(\tau)$ в атмосфере ρ Cas могут быть связаны с истечением вещества, наблюдаемым у этого массивного сверхгиганта.

1. Введение. Существует предположение, что тот эффект, который по традиции называют микротурбулентностью, в атмосферах достаточно холодных звезд (начиная с поздних A-звезд) порождается акустическими волнами, идущими снизу, из подфотосферной конвективной зоны. Расчеты Эдмундса [1], основанные на этой гипотезе, дают величину v_{∞} — среднеквадратичную амплитуду колебательной скорости, которая рассматривается как аналог обычной микротурбулентной скорости ξ_i , определяемой из наблюдений. Из [1] следует, например, что в атмосферах F- и G-карликов значения v_{∞} составляют около 1 км/с, что приблизительно соответствует наблюдаемым скоростям ξ_i . Но наиболее интересные результаты теория предсказывает для желтых сверхгигантов: в их атмосферах величина v_{∞} быстро растет с высотой, причем в наиболее высоких слоях, согласно [1], могут достигаться сверхзвуковые значения v_{∞} . Возникает вопрос: в какой мере предсказания теории согласуются с наблюдаемыми скоростями микротурбулентности у звезд этого типа?

В Крымской астрофизической обсерватории были исследованы высокодисперсионные спектры ряда F-сверхгигантов, в результате были по-

строены распределения микротурбулентной скорости ξ_i в зависимости от оптической глубины τ . Они показали рост ξ_i с высотой, что согласуется с расчетами [1]. Наиболее детальное исследование микротурбулентности было выполнено для сверхгиганта γ Cyg (F8 Ib); опираясь на группу наиболее слабых линий Fe I с эквивалентными ширинами $W_\lambda = 10\text{--}20\text{ mÅ}$, Боярчуку и Любимкову [2] удалось довольно жестко задать интервал возможных значений содержания железа $\lg \epsilon(\text{Fe})$ и отсюда получить однозначный вывод, что величина $\xi_i(\tau)$ в атмосфере γ Cyg не может быть постоянной. Распределение $\xi_i(\tau)$, найденное для γ Cyg, послужило начальным приближением при построении зависимостей $\xi_i(\tau)$ для других F-сверхгигантов. Однако, если в случае γ Cyg переменность $\xi_i(\tau)$ в атмосфере можно было считать доказанной, то в отношении остальных звезд этого типа ответ был не столь однозначен. Например, значения W_λ линий Fe I в спектре Канопуса (α Car) одинаково хорошо удовлетворяли и переменной скорости $\xi_i(\tau)$ и постоянному значению $\xi_i = 4.5\text{ км/с}$ (см. [3]).

Наша задача состояла в том, чтобы на основе методики, примененной в [2], однозначно решить вопрос о переменности $\xi_i(\tau)$ не только для γ Cyg, но и для других F-сверхгигантов. Это позволило бы более обоснованно судить о росте ξ_i с высотой в атмосфере как общем свойстве таких звезд. Новым моментом по сравнению с [2] является использование более точных сил осцилляторов f линий Fe I; в наших расчетах приняты значения f из обширного списка Боярчука и Саванова [4].

2. *Анализ линий Fe I.* Дальнейшие вычисления построены на анализе эквивалентных ширин линий Fe I. Как известно, это наиболее многочисленная группа линий в спектрах F-сверхгигантов; например, при исследовании γ Cyg в [2] было привлечено около 90 линий, а при исследовании α Car в [3] — 75 линий Fe I. Важнейшее требование, необходимое для установления переменности ξ_i в атмосфере, заключается в наличии группы сравнительно слабых линий ($W_\lambda = 10\text{--}30\text{ mÅ}$), которые благодаря малой чувствительности к вариациям ξ_i позволяют задать довольно узкий интервал возможных значений $\lg \epsilon(\text{Fe})$. Нами были рассмотрены четыре F-сверхгиганта, для которых имелись измерения W_λ таких линий. Их основные параметры представлены в табл. 1.

Значения эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g , приведенные в табл. 1, были получены ранее (см. [2, 3, 5]). Модели атмосфер, соответствующие принятым параметрам $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, построены путем интерполяции на основе известной сетки моделей Куруда [6]. Близкие модели уже применялись в [2, 5, 7] при анализе химического состава рассмотренных сверхгигантов. Теперь указанные:

модели атмосфер будут использованы в расчетах эквивалентных ширины линий FeI при разных значениях ξ_i (методика вычислений описана в [8]).

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ F-СВЕРХГИГАНТОВ Таблица 1

Звезда	Sp	$T_{\text{эф}}/\lg g$	Число исследованных линий FeI	Источники значений W_λ	$\lg \epsilon(\text{Fe})$	
					max	min
γ Cyg	F8 Ib	6050/1.2 [2, 3]	79	[2, 9]	7.62	7.47
ρ Cas	F8Iap	6000/0.25 [5]	110	[9]	7.52	7.30
α UMi	F8 Ib—II	6050/1.95 [2]	71	[2, 9]	7.57	7.38
α Car	F0 Ib—II	7400/1.9 [3]	75	[10]	7.50	7.43
			402	[11]	7.60	7.52

Как уже отмечалось, переменность величины $\xi_i(\tau)$ у сверхгиганта γ Cyg детально исследовалась в [2]; теперь мы повторили анализ этой звезды с новыми силами осцилляторов FeI. Наблюдаемые значения W_λ линий FeI в случае γ Cyg, ρ Cas и α UMi брались нами из [9], а в случае α Car были привлечены два независимых источника наблюдательных данных—[10] и [11]. Дополнительные измерения слабых линий FeI в спектрах γ Cyg и α UMi выполнены в [2]. Подчеркнем, что в основу нашего анализа положены высокодисперсионные спектры: для трех сверхгигантов подкласса F8 (γ Cyg, ρ Cas и α UMi) обратная дисперсия спектрограмм составляла 4, 6 и 8 Å/мм, а для α Car—около 2 Å/мм. Во всех случаях, исключая данные [11], рассматривались неблендированные линии FeI с хорошо известными силами осцилляторов.

Чем слабее спектральные линии, тем они менее чувствительны к выбору ξ_i . В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости содержания железа от ξ_i , вычисленные нами для трех групп линий FeI в спектре ρ Cas. Группа наиболее слабых линий, которой в среднем соответствует наблюдаемая эквивалентная ширина $\bar{W}_\lambda = 22 m\text{Å}$, показывает наименьшие изменения при увеличении скорости микротурбулентности. Для этой группы мы получили среднее содержание $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.52$ при $\xi_i = 0$ км/с и $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.30$ при $\xi_i = 7$ км/с, причем дальнейшее повышение ξ_i уже не меняет значения $\lg \epsilon(\text{Fe})$. Отметим, что содержание железа $\lg \epsilon(\text{Fe})$ мы даем в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $\lg \epsilon(\text{H}) = 12.00$.

Итак, группа наиболее слабых линий довольно жестко ограничивает интервал возможных значений $\lg \epsilon(\text{Fe})$. Наибольшее значение $\lg \epsilon(\text{Fe})$ получается при $\xi_i = 0$ км/с, а чтобы найти наименьшее значе-

ние, достаточно положить, например, $\xi_i = 10$ км/с. Таким способом для каждого сверхгиганта были определены максимум и минимум величины $\lg \varepsilon(\text{Fe})$, которые приведены в табл. 1. Поскольку число рассмотренных слабых линий достаточно велико — обычно использовалось около десятка таких линий, — интервал возможных значений $\lg \varepsilon(\text{Fe})$ устанавливается достаточно уверенно. Как видно из табл. 1, длина этого интервала составляет всего лишь 0.1–0.2.

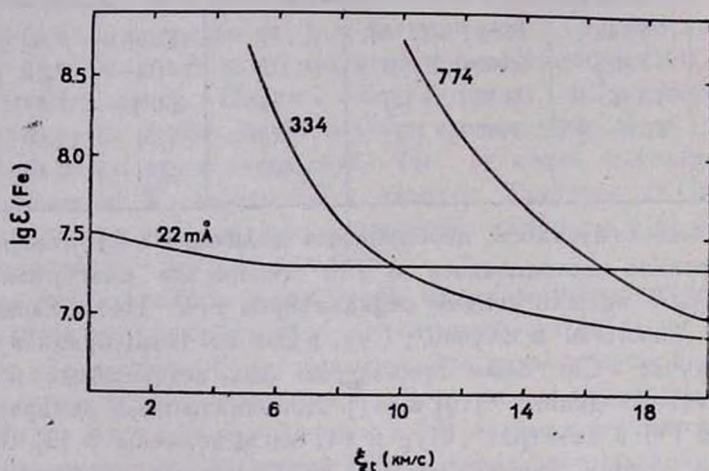


Рис. 1. Содержание железа, найденное по трем группам линий Fe I в спектре ρ Cas, как функция принятой скорости микротурбулентности. Рядом с каждой кривой указано среднее значение W_λ (m Å).

Следуя методике, примененной в [2], анализ остальных линий Fe I проводим на основе найденных граничных значений $\lg \varepsilon(\text{Fe})$. Приняв в качестве исходного, например, максимальное значение $\lg \varepsilon(\text{Fe})$, определяем для каждой линии ту скорость ξ_i , при которой из наблюдаемой эквивалентной ширины W_λ следует именно это содержание железа. Аналогичную процедуру повторяем при минимальном значении $\lg \varepsilon(\text{Fe})$. Отсюда можно построить две предельных зависимости ξ_i от W_λ . Реальная зависимость, соответствующая истинному содержанию железа в атмосфере звезды, должна лежать между ними. Так как чем больше W_λ , тем выше в атмосфере в среднем образуются линии, эти зависимости позволяют ответить на вопрос, постоянна или переменна скорость микротурбулентности в атмосферах исследованных сверхгигантов. В частности, если величина ξ_i с глубиной не меняется, не должно быть хода найденных значений ξ_i с ростом W_λ .

3. *Результаты вычислений.* На рис. 2 представлены результаты расчетов для сверхгиганта γ Cyg. Все линии Fe I сгруппированы по эквивалентным ширинам, и на рис. 2 приведены средние значения ξ_t для каждой такой группы вместе со средними ошибками σ этих значений. Получены две последовательности точек: нижняя (заполненные кружки) соответствует максимуму $\lg e$ (Fe), а верхняя (незаполненные кружки) — минимуму $\lg e$ (Fe). Не представлена группа самых слабых линий, поскольку для нее нельзя однозначно указать скорость ξ_t , соответствующую минимальному значению $\lg e$ (Fe) (см. рис. 1).

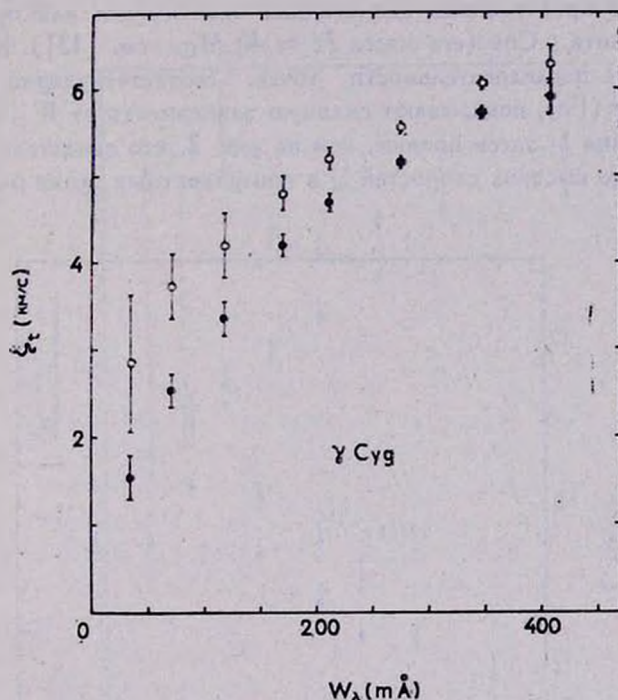


Рис. 2. Средние скорости микротурбулентности, определенные для групп линий Fe I с разными эквивалентными ширинами W_λ в спектре γ Cyg, в зависимости от средних значений W_λ . Точки соответствуют максимальному содержанию $\lg e$ (Fe), кружки — минимальному (см. табл. 1).

Обе последовательности точек демонстрируют явный ход ξ_t с ростом W_λ : чем сильнее линии, тем большую скорость микротурбулентности необходимо задать, чтобы получить согласие с наблюдаемыми эквивалентными ширинами. При этом различия в ξ_t между разными группами во много раз превышают средние ошибки σ . Из рис. 2 видно, что найденные граничные зависимости задают довольно узкий «коридор», поэтому для лю-

бых промежуточных значений $\lg v(\text{Fe})$ мы неизбежно получаем сильный ход в значениях ξ_i с ростом W_λ . Зависимость действительно сильная: например, чтобы на рис. 2 точки, соответствующие относительно сильным линиям ($\xi_i \approx 6 \text{ км/с}$), опустить до уровня слабых линий ($\xi_i \approx 2 \text{ км/с}$), потребовалось бы для первых повысить $\lg v(\text{Fe})$ на 1.4.

Рис. 2 с полной очевидностью подтверждает вывод, сделанный в [2]: скорость микротурбулентности в атмосфере $\gamma \text{ Cyg}$ не постоянна, она существенно возрастает к поверхностным слоям. Отметим, что переход к уточненным силам осцилляторов Fe I привел к более плавному росту ξ_i с W_λ по сравнению с [2].

На рис. 3 представлены аналогичные зависимости для очень массивного сверхгиганта $\rho \text{ Cas}$ (его масса $M \approx 40 M_\odot$, см. [12]). Как и в случае $\gamma \text{ Cyg}$, обе последовательности точек, соответствующие предельным значениям $\lg v(\text{Fe})$, показывают сильную зависимость от W_λ . Однако диапазон изменения ξ_i здесь больше, чем на рис. 2, что свидетельствует о достижении более высоких скоростей ξ_i в поверхностных слоях $\rho \text{ Cas}$ по сравнению с $\gamma \text{ Cyg}$.

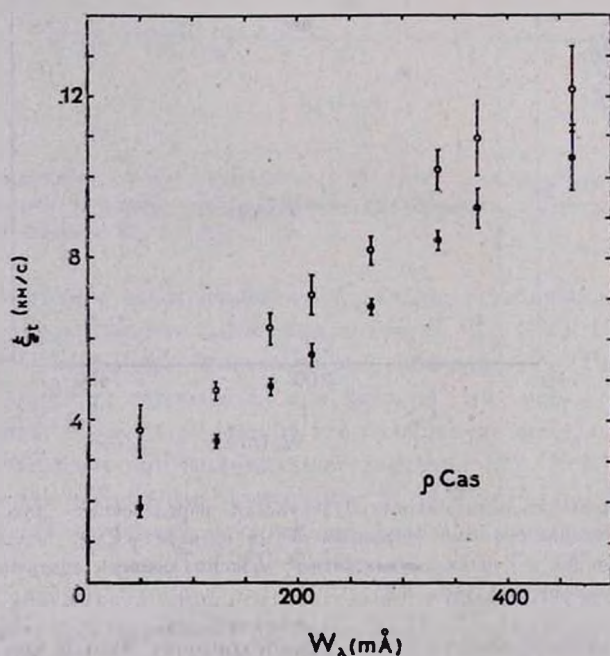


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для сверхгиганта $\rho \text{ Cas}$.

На рис. 4 приведены результаты, полученные для цефеиды $\alpha \text{ UMi}$ (Полярная). Здесь нижняя последовательность точек, соответствующая максимальному значению $\lg v(\text{Fe}) = 7.57$ (см. табл. 1), вновь демонстри-

рует явный ход ξ_i с ростом W_λ . С другой стороны, если за основу принять минимальное значение $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.38$, такого хода уже не обнаруживается, при этом обращают на себя внимание большие ошибки σ в трех группах относительно слабых линий. Существенный разброс значений ξ_i для линий в этих группах связан с тем, что для ряда линий содержание $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.38$ достигается лишь при довольно высоких скоростях ξ_i , а некоторые линии в этом случае даже пришлось исключить, так как найденное по ним содержание $\lg \epsilon(\text{Fe})$ при любых значениях ξ_i оказывается выше 7.38. По нашему мнению, это может указывать на то, что реальное содержание железа в атмосфере αUMi заметно превосходит значение $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.38$.

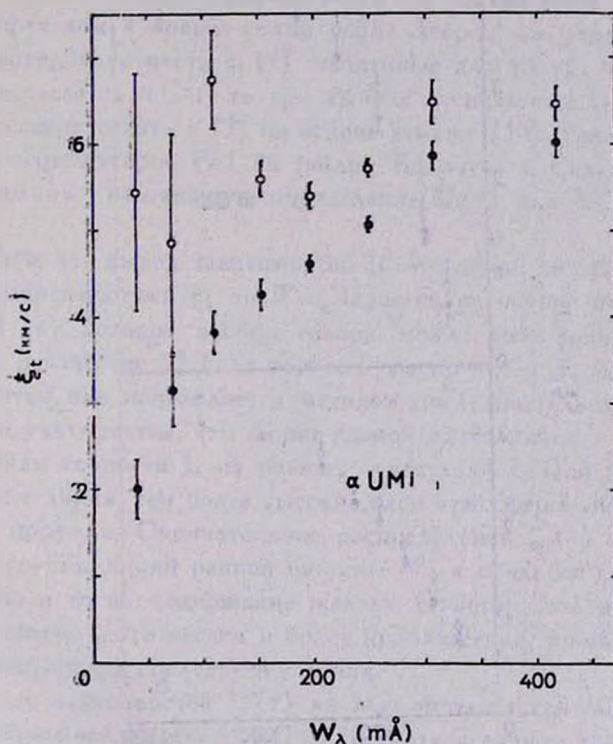


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для сверхгиганта αUMi .

Найденное нами для αUMi максимальное значение $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.57$ практически совпадает с нормальным, т. е. солнечным содержанием железа $\lg \epsilon_\odot(\text{Fe}) = 7.60$ [4]. Нормальное содержание Fe в атмосфере αUMi было получено в [2]; кроме того, к тому же результату пришли недавно Лак и Бонд [13], исследовавшие химический сос-

тав α UMi по спектрам высокого качества. Поэтому мы полагаем, что нижняя последовательность точек на рис. 4, соответствующая значению $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.57$, ближе к действительности. Таким образом, данные по α UMi также указывают на переменность величины ξ_1 с глубиной в атмосфере.

На рис. 5 представлены зависимости ξ_1 от W_λ для сверхгиганта α Car (Канопус). Как уже отмечалось, анализ микротурбулентности для этой звезды был выполнен независимо по двум источникам значений W_λ . Данным [10] соответствует рис. 5а, данным [11] — рис. 5б. Отметим, что

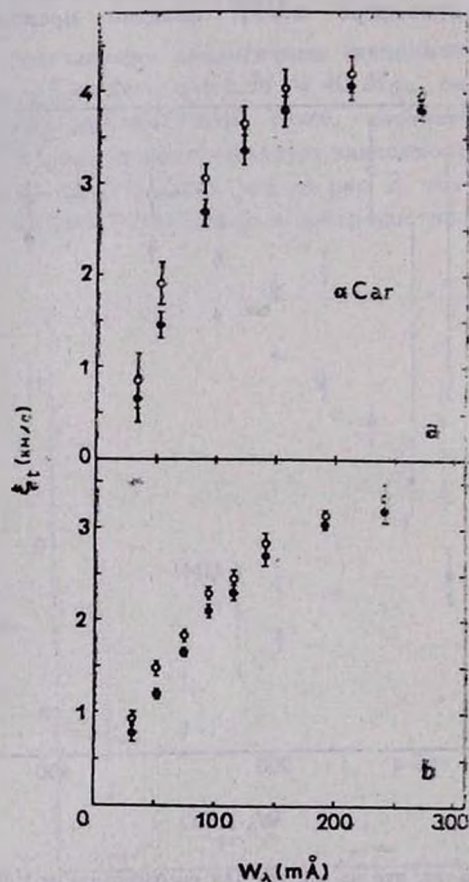


Рис. 5. То же, что на рис. 2, для сверхгиганта α Car. Случай а соответствует данным [10], случай б — данным [11].

если при использовании [10] мы выбирали заведомо неблендированные линии FeI с хорошо известными силами осцилляторов, то в списке [11] такого отбора не проводилось (с этим связано большое различие между [10]

и [11] в числе рассмотренных линий, см. табл. 1). Наша цель при этом состояла в том, чтобы посмотреть, как будут зависеть результаты от выбора той или иной системы данных. Как видно из рис. 5, в обоих случаях выросло четкое повышение ξ_i с ростом эквивалентной ширины.

Итак, исследование линий FeI в спектрах четырех F-сверхгигантов привело к заключению, что найденные по этим линиям значения скорости микротурбулентности ξ_i показывают явную зависимость от W_λ . Тем самым подтвержден вывод, сделанный в [2] на основе изучения спектров γ Cyg: микротурбулентность в атмосферах F-сверхгигантов не является постоянной; напротив, она быстро растет с высотой.

4. Распределение микротурбулентности и обсуждение результатов. В связи с переходом к новым силам осцилляторов мы уточнили распределения микротурбулентности $\xi_i(\tau)$, найденные для γ Cyg, α UMi и ρ Cas в [2, 5]. Что касается α Cas, то при выводе зависимости $\xi_i(\tau)$, полученной для этого сверхгиганта в [3] на основе данных [10], уже были использованы силы осцилляторов FeI из таблиц Боярчука и Саванова [4]. Теперь мы выполним независимое определение $\xi_i(\tau)$ для α Cas по данным [11].

Подчеркнем, что вывод зависимостей ξ_i от τ никак не связан с найденными выше зависимостями ξ_i от W_λ . Задается некоторое начальное распределение $\xi_i^0(\tau)$, которое, вообще говоря, может быть произвольным (в нашем случае в качестве $\xi_i^0(\tau)$ берутся распределения, полученные в [2, 3, 5]). Затем оно исправляется методом последовательных приближений. При этом учитывается, что линии разной интенсивности чувствительны к изменениям скорости ξ_i на разных участках кривой $\xi_i(\tau)$, потому что, чем сильнее линия, тем более высокие слои атмосферы участвуют в образовании ее профиля. Окончательное распределение $\xi_i(\tau)$ должно быть таким, чтобы группы линий разной ширины W_λ в пределах средней ошибки давали одно и то же содержание железа. Отметим, что иногда придется просчитывать около десяти и более приближений, прежде чем удастся добиться выполнения последнего условия.

При выводе зависимостей $\xi_i(\tau)$ во всех четырех случаях в качестве исходного содержания железа $\lg e(\text{Fe})$ принята середина интервала, указанного в табл. 1. Результаты представлены на рис. 6.

Для сверхгигантов γ Cyg и α UMi распределения $\xi_i(\tau)$ по сравнению с [2] изменились мало; переход к новым силам осцилляторов привел к небольшому понижению значений ξ_i в высоких слоях их атмосфер. Для α Cas на рис. 6 приведены два распределения: одно получено по данным [10] и взято из [3], другое найдено с помощью данных [11]. Видим, что менее строгий отбор линий в последнем слу-

чае привел к заметному снижению $\xi_i(\tau)$. Для массивного сверхгиганта ρ Cas ход скорости ξ_i с глубиной по сравнению с [5] стал более крутым, при этом значения ξ_i в высоких слоях ($\tau \sim 10^{-3}$) более чем в два раза превышают скорость звука. У остальных трех сверхгигантов, значительно менее массивных ($M/M_\odot = 6 + 11$), заметного превышения над скоростью звука не обнаружено. Заметим, что скорость звука в атмосферах F-сверхгигантов составляет 7–8 км/с.

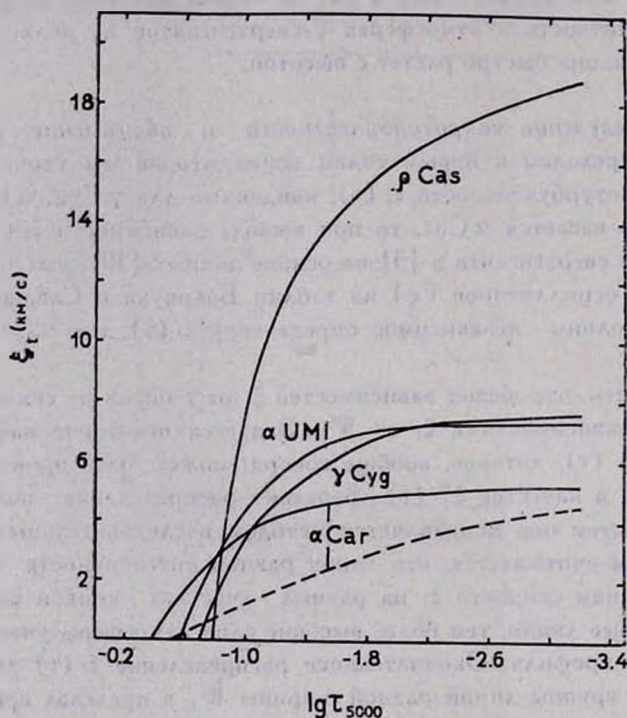


Рис. 6. Распределение микротурбулентности в атмосферах исследованных сверхгигантов. Здесь τ_{5000} — оптическая глубина в непрерывном спектре на длине волны 5000 Å. Для α Car представлены два распределения: сплошная кривая получена по данным [10], штриховая — по данным [11].

Следует отметить, что наши расчеты эквивалентных ширин линий Fe I были выполнены при условии ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Однако, как было показано в [14, 15], при отказе от этого условия ионизация атомов Fe I в верхних слоях атмосфер F-сверхгигантов заметно возрастает, что приводит к увеличению $\xi_i(\tau)$ на малых глубинах τ . Следовательно учет отклонений от ЛТР может только усилить ход микротурбулентности с глубиной, изображенный на рис. 6; аналогично усиливается ход ξ_i с W_λ (за счет относительно сильных линий) на рис. 2–5.

Как уже отмечалось в начале статьи, гипотеза акустических волн предсказывает рост ξ_i к поверхностным слоям F-сверхгигантов. Как следует из рис. 6, такой рост подтверждается наблюдениями. В качестве примера можно сравнить значения v_∞ , вычисленные Эдмундом [1] при $T_{\text{эф}} = 6000$ К и $\lg g = 2$, со скоростями ξ_i для звезды α UMi, имеющей практически те же параметры (см. табл. 1). В частности, при $\tau_{5000} = 0.01$ расчеты [1] дают $v_\infty = 8.9$ км/с, в то время как по нашим данным $\xi_i = 7.2$ км/с, то есть в случае α UMi теория неплохо согласуется с наблюдениями. Однако о полном количественном согласии с распределениями $\xi_i(\tau)$, полученными для F-сверхгигантов, говорить пока не приходится, так как значения v_∞ могут содержать большие ошибки. В [1] указаны два источника таких ошибок: 1) существующая теория конвекции не позволяет достаточно точно определить акустический поток, через который выражаются величина v_∞ ; 2) в расчетах не учитывается возможная диссипация акустического потока в атмосфере, что может приводить к завышению v_∞ .

Особый интерес представляет сверхзвуковая микротурбулентность, найденная для ρ Cas. Действительно, согласно рис. 6 при $\tau_{5000} \leq 10^{-2}$ значения ξ_i у этого сверхгиганта в два раза и более превышают скорость звука. Данная звезда примечательна тем, что у нее обнаружена оболочка, которая на спектрах дает дополнительные компоненты у линий с достаточно низкими потенциалами возбуждения. Этот эффект — раздвоение некоторых линий — хорошо виден на спектрах ρ Cas с высоким разрешением (см. [16]). Мы учли указанную особенность при выборе линий Fe I; в частности, из анализа были исключены наиболее сильные линии ($W_\lambda > 480$ мА, см. [9]), которые все имеют довольно низкие потенциалы возбуждения (около 1—2 эВ).

Согласно [16] линии, принадлежащие оболочке, смещены относительно фотосферных линий на величину, соответствующую скорости расширения ~ 40 км/с. Можно высказать предположение, что подобная скорость истечения вещества как-то связана со сверхзвуковыми значениями ξ_i в верхних слоях атмосферы ρ Cas. Иначе говоря, то распределение микротурбулентности, которое изображено на рис. 6 для ρ Cas, в верхней своей части может объясняться суммарным влиянием акустических волн и звездного ветра.

Один из исследованных сверхгигантов — α UMi — является цефеидой, то есть пульсирующей звездой. Возникает вопрос, как пульсации могут повлиять на определение $\xi_i(\tau)$. Следует отметить, что период α UMi составляет 4 дня, а использованные нами спектры относятся практически к одной и той же фазе (см. [9]). Это означает, что все спектрограммы соответствуют одним и тем же параметрам $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Далее, как показа-

но в [17], полная амплитуда лучевой скорости составляет около 2 км/с. В то же время микротурбулентная скорость в верхних слоях атмосферы α UMi достигает значения 7 км/с (рис. 6). Отсюда видно, что пульсации вряд ли могут радикально изменить найденное распределение $\xi_i(\tau)$.

У сверхгиганта γ Cyg также заподозрены пульсации с периодом 8 дней, которым соответствует амплитуда лучевой скорости ~ 1 км/с (см. [18]). То есть и в этом случае скорости, обусловленные пульсациями, существенно меньше полученных значений $\xi_i(\tau)$.

5. *Заключение.* Итак, исследование микротурбулентности в атмосферах четырех F-сверхгигантов, выполненное по большому числу линий Fe I на основе современных сил осцилляторов, привело к следующим выводам.

1. Во всех четырех случаях имеется сильная зависимость микротурбулентной скорости ξ_i от наблюдаемой эквивалентной ширины, свидетельствующая о быстром росте ξ_i с высотой в атмосфере. Таким образом, переменность ξ_i с глубиной τ , по-видимому, является общим свойством F-сверхгигантов.

2. Уточненные распределения $\xi_i(\tau)$, построенные для трех сверхгигантов умеренных масс (γ Cyg, α UMi и α Car), показали возрастание ξ_i до значений, близких к скорости звука. Такой ход ξ_i в атмосфере качественно согласуется с предсказаниями теории акустических волн.

3. В верхних слоях атмосферы очень массивного сверхгиганта ρ Cas ($M \approx 40 M_\odot$) значения $\xi_i(\tau)$ в два раза и более превышают скорость звука. Возможно, сверхзвуковая микротурбулентность в поверхностных слоях ρ Cas связана с истечением вещества, наблюдаемым у этой звезды.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE VARIABILITY OF MICROTURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS

L. S. LYUBIMKOV, Z. A. SAMEDOV

Using Fe I lines based on modern oscillator strengths, microturbulence was investigated in the atmospheres of four F-type supergiants— γ Cyg, α UMi, ρ Cas and α Car. It has been shown that there is a strong relation between microturbulent velocity ξ_i and observed equivalent widths. According to this relation the ξ_i value cannot be constant in the atmosphere, on the contrary it rapidly increases to outer layers. The microturbulence distributions in the atmospheres of the investigated stars are improved. The existence of supersonic ξ_i values

in upper layers of ρ Cas is confirmed, while for three other supergiants this value does not exceed the sound velocity. There is a qualitative agreement of obtained distributions $\xi_s(\tau)$ with predictions of the theory of acoustic waves. It is noticed that supersonic ξ_s values in the atmosphere of ρ Cas can be connected with the mass loss which is observed in this massive supergiant.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. G. Edmunds, *Astron. and Astrophys.*, 64, 103, 1978.
2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 64, 3, 1981.
3. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 18, 375, 1982.
4. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 70, 57, 1985.
5. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 86, 130, 1983.
6. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
7. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 18, 596, 1982.
8. Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 62, 44, 1980.
9. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 63, 66, 1981.
10. J. C. Castley, R. D. Watson, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 397, 1980.
11. J. B. Hearnshaw, K. Desikachary, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 198, 311, 1982.
12. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
13. R. E. Luck, H. E. Bond, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 98, 442, 1986.
14. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 19, 683, 1983.
15. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, *Астрофизика*, 22, 339, 1985.
16. А. А. Boyarchuk, M. E. Boyarchuk, P. P. Petrov, *Proc. of the Soviet-Finnish Meeting, Tallin (in press)*.
17. A. A. Ferro, *Astrophys. J.*, 274, 755, 1983.
18. С. И. Пачинда, Е. Л. Ченцов, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 72, 120, 1985.

УДК: 524.312.3/7:524.57—355

ОКОЛОЗВЕЗДНЫЕ ОБЛАКА ВОКРУГ ГРУППЫ ЗВЕЗД
О-В ПО ДАННЫМ ДУБЛЕТА 2800 Mg II

В. Г. ЧОЛАКЯН

Поступила 2 февраля 1989

Принята к печати 15 декабря 1989

Приведены результаты по детектированию околозвездных облаков вокруг группы звезд классов О-В при помощи резонансного дублета ионизованного магния 2800 Mg II. Использован наблюдательный материал внеатмосферной обсерватории IUE. Описана методика выделения околозвездных облаков вокруг горячих звезд на основе использования спектрограмм звезд, полученных с умеренным разрешением.

1. *Введение.* В настоящее время трудно усомниться в возможностях использования ультрафиолетового дублета ионизованного магния 2800 Mg II при выделении околозвездных облаков вокруг горячих звезд. По мере накопления информации о межзвездных линиях 2800 Mg II стало еще более очевидным, что этот дублет в поглощении в подавляющем большинстве случаев состоит из двух компонентов — собственно межзвездной линии 2800 Mg II, формирующейся в межзвездной среде, и линии 2800 Mg II, формирующейся в окружающем звезду околозвездном облаке. Это нашло подтверждение результатами анализа эквивалентных ширин межзвездных линий поглощения дублета 2800 Mg II в спектрах 46 ранних звезд, выделенных с высоким спектральным разрешением (0.1 Å) [1, 2]. Было показано, в частности, что численные значения эквивалентной ширины межзвездных линий 2800 Mg II в спектрах звезд одних и тех спектральных классов, не испытавших межзвездного поглощения, разбросаны в широких пределах, намного превышающих ошибку измерений. Интерпретируя этот факт как доказательство наличия околозвездных облаков вокруг некоторых звезд, где происходит дополнительное поглощение в линиях дублета 2800 Mg II, Гурвадян [2] определил ряд физических параметров этих облаков, а также удельное поглощение межзвездным магнием на единицу расстояния; оно оказалось в среднем равным 1 Å/кпк, по данным звезд, находящихся на расстоянии до 1 кпк.

Уверенное выделение межзвездного вклада в линию 2800 Mg II на фоне ее звездного компонента и ее последующее разделение на две составляющие — собственно звездную и околозвездную — разумеется можно осуществить надежнее всего путем регистрации профилей 2800 Mg II со спектральным разрешением не более 0.1 Å. Вместе с тем, не исключен и иной путь выделения межзвездной линии 2800 Mg II, а именно: сопоставление наблюдаемой эквивалентной ширины линии 2800 Mg II с ее теоретически ожидаемой величиной для звезд данного спектрального класса и класса светимости. Так, у горячих звезд (ранее B5—B8), особенно слабых, а следовательно и наиболее удаленных, основной вклад в наблюдаемую величину $W(2800 \text{ Mg II})$ принадлежит межзвездному магнию и, кроме того, прибавляется поглощение в околозвездном облаке, если таковое существует вокруг рассматриваемой звезды.

Выделению околозвездных облаков вокруг горячих звезд на основе наблюдательного материала, полученного с умеренным спектральным разрешением, и посвящена настоящая статья.

2. *Выделение околозвездных облаков.* Имеем для наблюдаемого численного значения эквивалентной ширины $W(\text{Mg II})$ собственно дублета 2800 Mg II, без учета поглощения межзвездным магнием:

$$W(\text{Mg II}) = W(2800 \text{ Mg II}) - W_0, \quad (1)$$

где $W(\text{Mg II})$ — эквивалентная ширина собственно дублета 2800 Mg II в бленде $W(2800 \text{ Mg II})$, W_0 — сумма эквивалентных ширин слабых линий вблизи дублета 2800 Mg II. В случае слабых линий 2800 Mg II ($W(\text{Mg II}) < 4 \text{ Å}$), крылья которых не доходят до лоренцевской области профиля спектральной линии, можно записать:

$$W_{\text{int}} = W(\text{Mg II}) - W_*, \quad (2)$$

где W_{int} — суммарная эквивалентная ширина межзвездной линии поглощения 2800 Mg II, W_* — эквивалентная ширина собственно дублета 2800 Mg II звездного происхождения.

При низком спектральном разрешении нахождение величин W_0 и W_* из непосредственных измерений спектрограмм неосуществимо, и поэтому нами были использованы их теоретические значения, рассчитанные Снайдерсом и Ламерсом [3] для non-LTE модели атмосфер, $T_{\text{eff}} > 15000 \text{ K}$. Заметим, что эти теоретические расчеты находятся в достаточно хорошем согласии с высокодисперсионными наблюдениями [4].

Детектирование околозвездных облаков при помощи дублета 2800 Mg II можно осуществить с наибольшей эффективностью в случае звезд класса O и ранних B, у которых собственные линии 2800 Mg II фотосферного происхождения достаточно слабые.

В качестве наблюдательного материала нами были использованы фрагменты микрофотометрических IUE-записей спектров 27 звезд спектральных классов ОЗ—ВЗ, полученных с разрешением ТА [5]. Найденные из непосредственных измерений спектрограмм наблюдаемые значения W (2800 Mg II) в спектрах изученных звезд приведены в табл. 1 (столбец 6), наряду с основными данными для исследуемых звезд (столбцы 1—5); номер звезды HD, спектральный класс и класс светимости, видимая звездная величина V , колор-экссесс $E(B-V)$, расстояние до звезды r . В столбцах 7—9 приведены численные значения эквивалентных ширин: суммарной межзвездной составляющей W_{int} , средней собственно межзвездной линии W_i для данного расстояния и линии Mg II в околозвездном облаке W_c . В 10 столбце приведены безразмерные величины относительной мощности околозвездных облаков $q = W_c/W_{int}$.

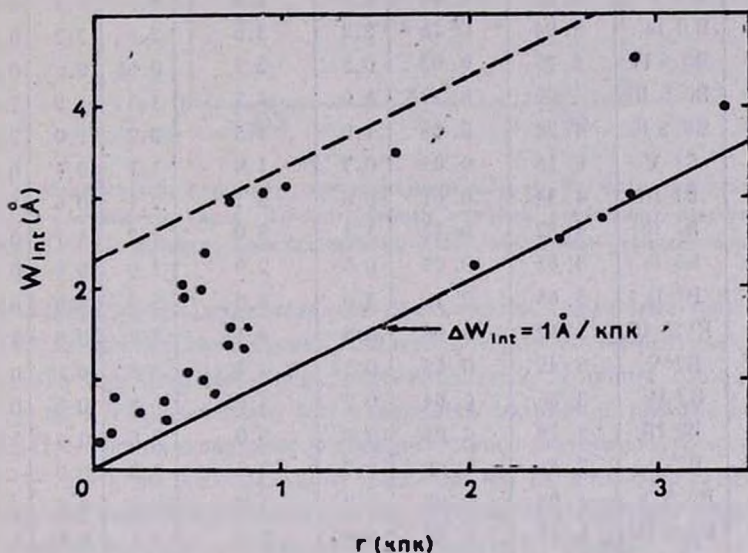


Рис. 1. Зависимость W_{int} от расстояния до звезды r , построенная по данным табл. 1. Нижняя граница зависимости $W_{int} \sim r$ (сплошная линия) соответствует межзвездной составляющей.

На рис. 1 представлена эмпирическая кривая зависимости величины W_{int} от расстояния до звезды r , построенная по данным столбцов 5 и 7 табл. 1. Нижняя граница этой зависимости (сплошная линия) определяется вкладом в величину W_{int} собственно среднего межзвездного компонента 2800 Mg II. Верхняя граница (прерывистая линия) характеризует наличие околозвездных облаков вокруг большинства из рассматриваемых звезд. Из этого графика мы находим удельное поглощение межзвездным магнем: $\Delta W_{int} = 1 \text{ Å/кпк}$, что находится в полном согласии с определением Гурзаяна [2].

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ОБ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗДАХ

Звезда HD	Спектр	V	$E(B-V)$	r (кпк)	$W(2800$ $MgII)$ A	W_{int} A	W_l A	W_e A	q
93632	O4 V	8 ^m .34	0 ^m .64	3.5	4.1	4.0	3.5	0.5	0.13
47839	O7 V	4.66	0.07	0.9	2.3	1.7	0.9	0.8	0.47
14533	O8 V	7.46	0.1	2.4	3.0	2.4	2.4	0.0	0.0
152408	O8 If	5.77	0.44	1.7	4.0	3.5	1.7	1.8	0.50
214680	O9 V	4.88	0.11	0.7	1.8	1.1	0.7	0.4	0.4
38666	O9.5 V	5.17	0.02	0.9	2.1	1.3	0.9	0.4	0.3
188209	O9.5 Ia	5.62	0.2	2.6	3.3	2.6	2.6	0.0	0.0
36512	B0 V	4.62	0.04	0.5	1.8	0.9	0.5	0.4	0.44
204172	B0 Ib	5.94	0.16	2.2	3.6	2.6	2.2	0.4	0.15
34816	B0.5 IV	4.29	0.02	0.5	2.2	0.53	0.5	0.03	0.06
119159	B0.5 III	6.00	0.29	1.0	4.2	3.3	1.0	2.3	0.7
64760	B0.5 Ib	4.24	0.08	1.0	4.5	3.2	1.0	2.2	0.7
31726	B1 V	6.15	0.05	0.7	1.8	1.1	0.7	0.4	0.36
46328	B1 III	4.34	0.01	0.6	3.1	2.1	0.6	1.5	0.7
40111	B1 Ib	4.82	0.13	1.1	3.0	1.7	1.1	0.6	0.35
91316	B1 Ib	3.85	0.05	0.9	2.9	1.6	0.9	0.5	0.3
150168	B1 Ia	5.65	0.16	3.0	4.2	3.0	3.0	0.0	0.0
62747	B1.5 III	5.62	0.06	0.8	4.1	3.0	0.8	2.2	0.73
64802	B2 V	5.49	0.05	0.37	1.7	0.8	0.37	0.4	0.54
3360	B2 IV	3.66	0.04	0.2	1.65	0.8	0.2	0.6	0.74
51283	B2 III	5.29	0.05	0.6	3.0	2.0	0.6	1.4	0.7
165024	B2 Ib	3.66	0.08	0.7	3.4	2.0	0.7	1.3	0.65
61831	B2.5 V	4.84	0.02	0.2	1.6	0.8	0.2	0.6	0.75
32612	B2.5 IV	6.41	0.44	0.6	2.9	2.1	0.65	1.45	0.7
120315	B3 V	1.86	0.01	0.05	1.4	0.4	0.06	0.34	0.85
164353	B5 Ib	3.97	0.02	0.75	3.8	0.58	0.6	0.0	0.0
58350	B5 Ib	2.44	0.02	0.8	5.0	1.6	0.8	0.8	0.5

Величина W_e применительно к отдельным звездам находится из очевидного соотношения:

$$W_e = W_{int} - \Delta W_{int} \cdot r. \quad (3)$$

Графически зависимость W_e от спектрального класса и класса светимости приведена на рис. 2. Из этого рисунка можно сделать вывод, что дисперсия в мощностях (столбцевых плотностях) околосозвездных облаков довольно большая и что существуют звезды одного и того же спектраль-

ного класса как без околозвездных облаков ($W_c \approx 0$), так и с достаточно мощными облаками ($W_c \approx 2 \text{ A}$).

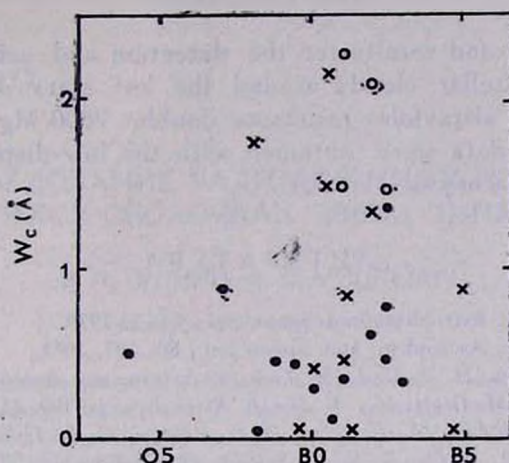


Рис. 2. Зависимость мощности околозвездного облака W_c от спектрального класса и класса светимости звезд. Точки — звезды главной последовательности (классы светимости V—IV), кружки — звезды-гиганты (III), крестики — сверхгиганты (I—II).

Сделанный вывод подтверждает заключения, сделанные ранее Гурзьяном [2], и это обстоятельство свидетельствует об эффективности данного подхода при решении задач подобного типа. Хорошее совпадение результатов по детектированию околозвездных облаков с помощью дублета 2800 Mg II , с использованием наблюдательного материала, отличающегося друг от друга по спектральному разрешению на порядок, следует отнести к высокой информативности самого дублета при решении подобных задач, вплоть до проведения массовой диагностики слабых звезд ранних классов на предмет выявления вокруг них околозвездных облаков, но на сей раз уже посредством широкоугольных камер в комбинации с объективной призмой, дающих разрешение порядка $5\text{--}10 \text{ A}$ на $\lambda \sim 2800 \text{ A}$.

Автор выражает благодарность профессору Г. А. Гурзьяну за полезные советы и конструктивное обсуждение результатов, а также А.Э. А. Сапару за ценные критические замечания.

CIRCUMSTELLAR CLOUDS AROUND THE GROUP OF O—B
STARS FROM THE DOUBLET 2800 MgII OBSERVATIONS

V. G. CHOLAKIAN

The method and results for the detection and estimation of the power of circumstellar clouds around the hot stars of O—B classes with the help of ultraviolet resonance doublet 2800 MgII are described. The observation data were obtained with the low-dispersion camera of the space observatory of the IUE.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 64, 3, 1979.
2. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 197, 1981.
3. M. A. J. Sijders, H. J. G. L. M. Lamers, *Astron. and Astrophys.*, 41, 245, 1975.
4. Y. Kondo, J. L. Modisette, G. W. Wolf, *Astrophys. J.*, 199, 110, 1975.
5. C. C. Wu, T. B. Ake, A. Bogges, R. C. Bohlin, C. L. Imhoff, A. V. Holm, Z. G. Levay, R. J. Panek, F. H. Sciffer, B. E. Turnose, *The IUE Spectral Atlas*, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland 20771. News letter No. 22 (Special Edition), 1983.

УДК: 524.338.5—335.7

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ
В ДВИЖУЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

В. П. ГРИНИН, А. С. МИЦКЕВИЧ

Поступила 9 августа 1989

Выполнены детальные расчеты функций радиационного охлаждения $\Delta(N_H, T_e)$ в движущихся оболочках звезд типа Т Тельца в диапазоне электронных температур $T_e = 5000-20\,000$ К и концентраций водородных атомов $N_H = 10^6-10^{13}$ см⁻³. Учтены радиационные потери при свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходах атомов водорода, кальция и магния, а также излучение отрицательного иона водорода H^- . Анализ функций $\Delta(N_H, T_e)$ показывает, что в условиях околозвездных оболочек звезд типа Т Тельца отсутствует возможность применения универсальных функций охлаждения.

1. Введение. Определение радиационных потерь излучающего газа является одной из наиболее трудоемких задач, возникающих при рассмотрении теплового баланса в эмиссионных областях различных астрофизических объектов. Эта задача детально исследовалась многими авторами, но применительно лишь к высокотемпературному газу низкой плотности (см. [1, 2] и цитированную там литературу). В этом случае состояние ионизации и возбуждения атомов и ионов контролируется электронными ударами, а радиационные каскады вниз не прерываются. В результате при фиксированном химическом составе газа его радиационные потери являются универсальной (хотя и довольно сложной) функцией одного параметра — электронной температуры T_e .

Имеются попытки распространить такой подход и на случай низких ($T_e \lesssim 10^4$ К) температур [3, 4]. В частности, в [4] таким путем рассчитан тепловой баланс в расширяющихся оболочках звезд типа Т Тельца, нагреваемых МГД-волнами. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, насколько оправдан такой подход и существует ли в условиях, характерных для околозвездных оболочек звезд этого типа, возможность использования универсальной (зависящей только от T_e) функции радиационного охлаждения.

Из анализа оптических и ультрафиолетовых спектров звезд типа Т Тельца следует [5, 6], что основная часть энергии, излучаемой около-

звездными оболочками, приходится на линии H_α , H и K Ca II и резонансный дублет Mg II. Исходя из этого, в разделах 2—4 мы решаем совокупность не-ЛТР задач для указанных элементов и их ионов. В разделе 5 для каждого элемента подробно рассмотрены основные виды радиационных потерь. Для интервала температур $T_e = 3.7\text{—}4.3$ и концентраций водородных атомов $N_H = 10^8\text{—}10^{13} \text{ см}^{-3}$ приведены расчеты функций радиационного охлаждения $\Lambda(N_H, T_e)$ и дан их анализ.

2. Постановка задачи. Уравнение теплового баланса

$$q^+(r) = q^-(r) \text{ (эрг/см}^3\text{с)} \quad (1)$$

в общем случае отражает равенство энергий, поступающей в единичный объем газа и теряемой этим объемом за 1 секунду. В условиях околозвездных оболочек звезд типа Т Тельца член, учитывающий приток энергии, может быть представлен в виде суммы двух слагаемых: $q^+ = q_T^+ + q^+$, где q_T^+ — включает все виды неэрадиативного нагрева (турбулентность, ударные, акустические и МГД-волны и т. д.), q^+ — учитывает излучение звезды, поглощаемое единичным объемом газа. Часть этого излучения расходуется на нагрев газа, другая часть переизлучается и выходит из оболочки. Поэтому при определении радиационных потерь необходимо знать, какой вклад в них вносит член q^+ , включающий поглощение излучения звезды при свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходах:

$$q^+ = \sum (q^{ff} + q^{fb} + q^{bb}), \quad (2)$$

где суммирование происходит по всем рассматриваемым атомам и ионам. Для каждого из них:

$$q^{ff} = 4\pi W N_e N^+ \int_0^\infty k_{ff}(\nu) J_\nu^* d\nu, \quad (3)$$

$$q^{fb} = 4\pi W \sum_i N_i \int_0^\infty h_{ib}(\nu) J_\nu^* d\nu, \quad (4)$$

$$q^{bb} = W \sum_i \sum_k h_{ik} B_{ik} N_i J_{ik}^* \beta_{ik}. \quad (5)$$

Здесь W — коэффициент дилуции, N^+ — концентрация атомов данного сорта в $(m+1)$ стадии ионизации, N_i — концентрация атомов или ионов на i -ом уровне в m -ой стадии ионизации, B_{ik} — эйнштейновский коэффициент вероятности дискретного перехода $i \rightarrow k$, J_ν^* — интенсивность излучения звезды на частоте ν , β_{ik} — средняя вероятность выхода кванта из среды:

$$\beta_{ik} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1 - e^{-\tau_{ik}}}{\tau_{ik}} d\Omega, \quad (6)$$

где $\tau_{ik}(r, \theta)$ — оптическая толщина газа в линии $i \rightarrow k$ на расстоянии r в направлении s , составляющем угол θ с вектором \vec{r} :

$$\tau_{ik} = k_{ik} N_i \left(1 - \frac{N_k}{N_i} \frac{g_i}{g_k} \right) v_i \left| \frac{dv(r, \theta)}{ds} \right|, \quad (7)$$

g_i, g_k — статистические веса энергетических уровней, v_i — тепловая или турбулентная скорость атомов, k_{ik} — средневзвешенный по профилю коэффициент поглощения в линии $i \rightarrow k$ в расчете на один поглощающий атом. Для простоты было принято, что градиент скорости в (7): $dv/ds \simeq V/R$, где V — характерная скорость движения газа, R — характерный размер излучающей области.

Объемные потери на излучение определяются аналогичным образом с учетом вклада всех атомов и ионов:

$$q^- = \sum (q_{ff}^- + q_{fb}^- + q_{bb}^-), \quad (8)$$

где

$$q_{ff}^- = 1.42 \cdot 10^{-21} \bar{g}^{-1} T_e^{1/2} Z^2 N_e N^+, \quad (9)$$

$$q_{fb}^- = N_e \sum_i N^+ \int \sigma_i(v) f(v) (1 + W \bar{J}_i^*) \frac{h\nu}{m} d(h\nu), \quad (10)$$

$$q_{bb}^- = \sum_i \sum_k h\nu_{ik} \beta_{ik} N_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ik}). \quad (11)$$

В формуле (9) \bar{g} — усредненный по частоте множитель Гаунта (принималось $\bar{g} = 0.8$). В формуле (10) $\sigma_i(v)$ — эффективное сечение рекомбинации на i -ый уровень, зависящее от скорости рекомбинирующего электрона, $f(v)$ — функция Максвелла распределения электронов по скоростям, m — масса электрона,

$$\bar{J}_i^* = \frac{c^2}{2 h \nu^3} J_i^*. \quad (12)$$

Отметим, что в формулах (10) и (11) учтены как спонтанные, так и вынужденные переходы под действием излучения звезды. В формуле (11) учтена только та часть излучения в спектральной линии (β_{ik}), которая выходит из среды без рассеяния по пути. Соответственно в выражениях для q^+ мы не учитываем поглощение диффузного излучения в линиях. При определении вклада отрицательного иона водорода в q^+ и q^- мы ограничились учетом лишь свободно-связанных переходов, играющих важную роль в поглощении излучения при низких температурах.

При вычислении q^+ и q^- по приведенным выше формулам необходимо знать состояние возбуждения и ионизации рассматриваемых атомов. Для этого необходимо решить соответствующие системы уравнений стационарности.

3. Уравнения стационарности. Решение не-ЛТР задачи для произвольного атома сводится к решению системы уравнений для населенностей атомных уровней:

$$\frac{dN_i}{dt} = R_i + Q_i = 0, \quad (13)$$

где R_i и Q_i скорости радиационных и столкновительных механизмов заселения и распада i -ого уровня:

$$\begin{aligned} R_i = -N_i \left[\sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} J_{ji}) + \sum_{k=i+1}^M B_{ik} J_{ik} + B_{ic} (W J_{ic}^* + J_{Lc}) \right] + \\ + \sum_{k=i+1}^M N_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ik}) + \sum_{j=1}^{i-1} N_j B_{ij} J_{ji} + \\ + N_e N^+ (A_{ci} + W B_{ci} J_{ic}^*), \end{aligned} \quad (14)$$

$$Q_i = -N_e [N_i (Q_{ic} + \sum_{i \neq j} Q_{ij}) - \sum_{j \neq i} N_j Q_{ji} - N_e N^+ Q_{ci}], \quad (15)$$

здесь J_{ik} — средняя интенсивность излучения в линии $i \rightarrow k$, Q_{ik} — коэффициент ударного перехода, Q_{ci} — коэффициент тройной рекомбинации, B_{ic} — коэффициент фотоионизации с i -го уровня, A_{ci} и B_{ci} — коэффициенты обычной и вынужденной рекомбинации соответственно, J_{Lc} — интенсивность диффузного L_c — излучения водорода. Остальные обозначения общепринятые.

Радиационные члены в (14), учитывающие дискретные переходы, вычислялись с использованием вероятностного метода Соболева [7, 8]:

$$J_{ik} = (1 - \beta_{ik}) S_{ik} + W J_{ik}^* \beta_{ik}, \quad (16)$$

где S_{ik} — функция источников, J_{ik} — интенсивность излучения звезды в частоте ν_{ik} .

В общем случае система уравнений (13)–(16) сильно нелинейна и при ее решении необходимо использовать метод итераций. При этом вместо населенностей уровней N_i удобно использовать мензеловские параметры b_i . Радиационные члены в (15), описывающие процессы фотоионизации излучением звезды и диффузным L_c -излучением оболочки, а также фоторекомбинации вычислялись численно с использованием зависимостей коэффициентов поглощения от энергии взаимодействующего кванта. Это

позволяет учитывать реальное распределение энергии в спектре звезды. Численное интегрирование выполнялось с использованием квадратур Гаусса с 32 узлами. Предполагалось, что оболочка прозрачна во всех континуумах, кроме лаймановского (и это предположение контролировалось в ходе расчетов). Ионизации диффузным L_c -излучением определялись с учетом того, что оболочка является оптически толстой за границей лаймановской серии ($\tau_{L_c} \gg 1$). Легко показать, что в этом случае

$$J_{L_c}(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{b_1 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) - 1}, \quad (17)$$

где b_1 — мензеловский множитель для первого уровня атома водорода.

С учетом вышесказанного был составлен блок программ, обеспечивающих решение не-ЛТР задачи для произвольного атома. Этот общий блок оформлен так, чтобы иметь возможность учета индивидуальных особенностей каждого атома (например, для кальция — ионизацию иона Ca II излучением в линии L_α водорода). Решение системы (13) для рассматриваемых атомов производилось совместно с решением уравнения ионизационного равновесия. При этом фиксированной считалась концентрация атомов каждого сорта с учетом всех степеней ионизации.

Рассмотрим кратко индивидуальные особенности расчета для каждого из перечисленных выше атомов.

Водород. В условиях околозвездных оболочек водород является основным поставщиком свободных электронов. Поэтому электронная концентрация N_e определяется степенью ионизации водорода и должна вычисляться совместно с населенностями уровней. Так как водород является самым обильным элементом, мы предполагали, что его состояние не зависит от состояния других атомов и может рассчитываться независимо от них. Решение соответствующей системы уравнений стационарности (13) проводилось с учетом десяти уровней по методике, описанной в [9, 10].

Кальций. Решение не-ЛТР задач для всех остальных элементов может производиться лишь после того, как определено состояние ионизации и возбуждения водорода. Это обусловлено тем, что: 1) в уравнение стационарности (13) входит электронная концентрация, определяемая состоянием ионизации водорода; 2) водород определяет поле излучения за лаймановским пределом, являющееся важным фактором ионизации рассматриваемых атомов; излучение в линии L_α поглощаемое с уровней $2D$ и $2P$, оказывает существенное влияние на ионизацию Ca II . Для учета последнего фактора в систему уравнений стационарности для Ca II включены соответствующие члены. Входящая в них полная интенсивность излучения в

линии L_α определялась по формуле: $\int L_\alpha = \Delta \nu_{L_\alpha} \cdot S_{L_\alpha}$, где $\Delta \nu_{L_\alpha}$ — ширина линии, определяемая крупномасштабным движением газа: $\Delta \nu_{L_\alpha} = (V/c) \cdot \nu_{L_\alpha}$.

При расчетах полная концентрация атомов кальция принималась равной (солнечный химсостав):

$$N_{Ca} = N_{CaI} + N_{CaII} + N_{CaIII} = 2 \cdot 10^{-6} N_H, \quad (18)$$

где N_H — полная концентрация атомов водорода в нейтральном и ионизованном состояниях.

He-ЛТР задачи для кальция рассматривались с учетом шести уровней Ca I, пяти уровней Ca II и основного уровня Ca III (рис. 1а). Радиационное взаимодействие ионов Ca II и атомов водорода, обусловленное частичным блендированием линий H_γ и H Ca II, не учитывалось.

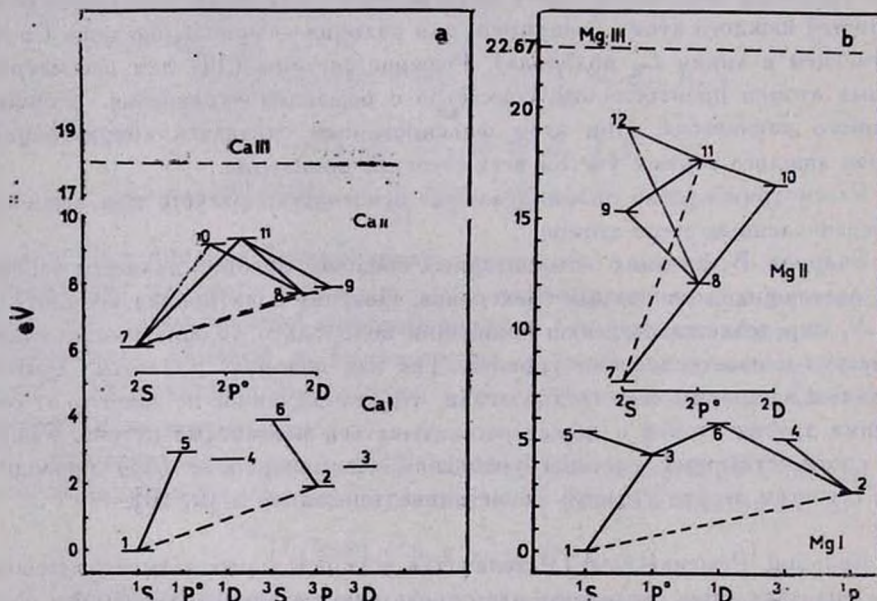


Рис. 1. Схемы атомных уровней атомов и ионов кальция (а) и магния (б), принятые при решении He-ЛТР задач.

Магний. Полная концентрация атомов магния принималась равной (солнечный химсостав):

$$N_{Mg} = N_{MgI} + N_{MgII} + N_{MgIII} = 3 \cdot 10^{-5} N_H. \quad (19)$$

Учитывались шесть уровней Mg I, шесть уровней Mg II и основное состояние Mg III (рис. 1б).

4. *Атомные данные.* Наряду с выбором модели атома при решении не-ЛТР задач важное значение играет точность принятых вероятностей ударных и радиативных переходов. Ниже обсуждаются использованные нами атомные данные, которые мы по возможности старались выбрать из самых последних источников.

Водород. Так как водород представляет собой простейший атом, сечения фотоионизации для всех уровней и силы осцилляторов для всех переходов известны из квантовой механики. Вероятности возбуждения и ионизации атома электронными ударами брались из работы [9], при этом производилась их интерполяция на произвольную температуру.

Атомные данные для отрицательного иона водорода заимствованы из работы [11].

Кальций. Для нейтрального кальция энергии возбуждения и силы осцилляторов для всех учитываемых связанно-связанных переходов заимствованы из сводки данных [12]. Сечения фотоионизации для всех уровней — из работы [13]. Коэффициент ударного возбуждения $4s^2\ ^1S - 4s\ 4p\ ^1P^0$ вычислялся по заданным [14]. Для остальных переводов коэффициенты ударных возбуждений вычислялись по формуле Ван Регемортера. Для запрещенных переходов сила ударов принималась равной $\Omega = 1$. Коэффициенты ионизации электронным ударом для всех уровней рассчитывались по формуле Лотца [15].

Для Ca II коэффициенты ударных и радиативных переходов определялись с учетом следующих данных: силы осцилляторов для пяти рассматриваемых переходов (ИК-триплет и резонансный дублет H и K) и сечения фотоионизации заимствованы из работы [16]. Коэффициенты ударного возбуждения и ионизации и их зависимости от электронной температуры принимались по данным [17]. При рассмотрении переходов между подуровнями уровней 2D и 2P учитывались только столкновения с электронами по данным [17], поскольку вклад столкновений с протонами и атомами водорода пренебрежимо мал [16].

Магний. Энергии уровней нейтрального магния взяты из работы [18]. Там же приведена сводка сил осцилляторов, которые были приняты с учетом данных [19]. Сечения фотоионизации с уровней $3s^2\ ^1S$, $3s\ 3p\ ^3P^0$ и $3s\ 3p\ ^1P^0$ заимствованы из [20]. Для остальных уровней Mg I использовались сечения фотоионизации из работы [13]. Вычисление коэффициента возбуждения электронным ударом с основного уровня Mg I на уровень $3s\ 3p\ ^1P^0$ производилось с использованием экспериментальных данных [21]. Для ряда переходов коэффициенты электронных ударов находились с использованием сечений, рассчитанных теоретически: с уровня $3s^2\ ^1S$ на уровни $3s\ 3p^3\ P$, $3s\ 3d^1D$, $3s\ 4s\ ^1S$, $3s\ 3d^3D$, $3s\ 4p\ ^3P$ и $3s\ 4p\ ^1P$ — сог-

ласно [22, 23]; с уровня $3s\ 3p\ ^3P$ на уровень $3s\ 3p\ ^1P$ — по данным работы [24]. Коэффициенты ударных переходов для остальных уровней MgI оценивались по формуле Ван Регемортера [15]. Для запрещенных переходов сила удара принималась $\Omega = 1$. При расчете коэффициента ударной ионизации MgI с основного состояния использовано экспериментальное сечение ионизации [25, 26], для возбужденных состояний использована формула Лотца [15].

Для $Mg\ II$ энергии уровней, силы осцилляторов и сечения фотоионизации заимствованы из работы [27]. Вероятности ударных переходов вычислялись на основе сечений, рассчитанных в [28]; для перехода между уровнями $3s^2S - 3p^2P^0$ использовались данные [29]. Коэффициенты ионизации электронным ударом оценивались согласно [27].

Диэлектронные рекомбинации. Учет диэлектронных рекомбинаций, играющих важную роль в ионизационном равновесии $Ca\ I \rightleftharpoons Ca\ II + e$, $Mg\ I \rightleftharpoons Mg\ II + e$, выполнен нами приближенно на основе эффективных коэффициентов диэлектронной рекомбинации (см., например, [30]). Забегая вперед отметим, что связанная с этим погрешность (она обусловлена в основном недоучетом диэлектронно-столкновительных рекомбинаций) мало сказывается на точности вычисленных функций радиационного охлаждения, поскольку даже при самых низких температурах газа подавляющая часть атомов Mg и Ca ионизована излучением звезды (см. ниже). Поэтому основной вклад в радиационные потери вносят ионы $Ca\ II$ и $Mg\ II$.

5. Функции радиационных потерь. На основе описанной выше методики рассчитаны радиационные потери газа для следующих значений электронной температуры и концентрации атомов водорода: $T_e = 5000 - 20\ 000\ K$, $N_H = 10^8 - 10^{13}\ cm^{-3}$. Скорость расширения газа и его характерные размеры приняты равными: $V = 300\ km/s$ и $R = 10^{11}\ cm$ (за исключением одного варианта (см. ниже)). Предполагалось, что излучение звезды описывается функцией Планка при температуре $T_* = 5000\ K$. Вычисления проводились для двух значений коэффициента дилуции: $W = 0.5$ и 10^{-2} .

На рис. 2—4 показан вклад различных типов радиационных переходов атомов водорода, кальция и магния в полные потери на излучение для двух наборов параметров газа, характерных для основания звездного ветра и его периферийной части: $N_H = 10^{13}\ cm^{-3}$, $W = 0.5$ и $N_H = 10^{10}\ cm^{-3}$, $W = 0.01$. Для удобства радиационные потери нормированы стандартным образом:

$$\Lambda = \frac{q^-}{N_e N_H} = \Lambda(H) + \Lambda(Ca) + \Lambda(Mg). \quad (20)$$

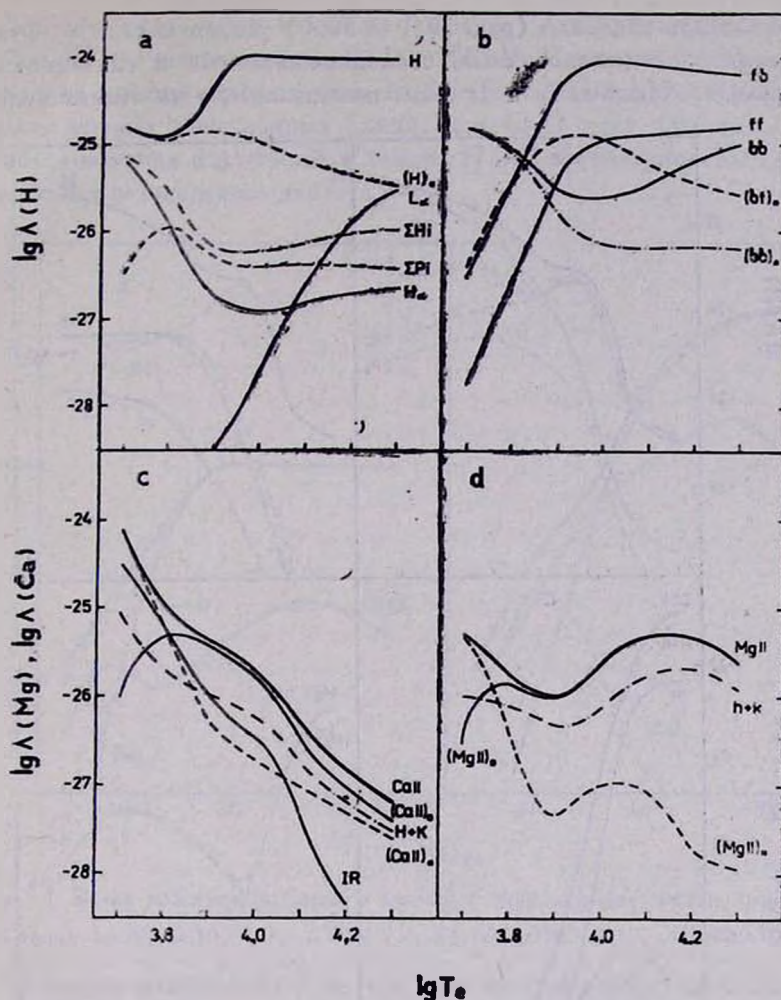


Рис. 2. Функции радиационных потерь для атомов водорода (а, б), кальция (с) и магния (д) для случая $N_H = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $W = 0.5$. Указан вклад различных составляющих излучения: а) линии L_α , H_α , пашеновской (ΣP_i) и балмеровской (ΣH_i) серий; $(H)_0$ — член, описывающий поглощение излучения звезды атомами водорода (см. текст). б) значками fb , ff и bb указаны вклад в функцию радиационного охлаждения связанны-связанного, связанно-свободного и свободно-свободного излучения атомов водорода; $(fb)_0$ и $(bb)_0$ — члены описывающие поглощение излучения звезды в ионизационных континуумах и линиях атомов водорода. в) $(Ca II)$ и $(Ca II)_0$ — полные и чистые радиационные потери ионов кальция (см. текст); $H+K$ и IR — вклад в полные потери линий H и K и ИК-триплет соответственно; $(Ca II)_0$ — член, описывающий излучение звезды, поглощаемое ионами $Ca II$. д) $(Mg II)$ и $(Mg II)_0$ — полные и чистые радиационные потери ионов $Mg II$; $h+k$ — радиационные потери в резонансном дублете $Mg II$; $(Mg II)_0$ — член, описывающий излучение звезды, поглощаемое ионами $Mg II$.

Для атомов водорода (рис. 2а, б и 3а, б) указан вклад в функцию охлаждения свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходов. На рис. 2а и 3а даны полные потери на атомах водорода:

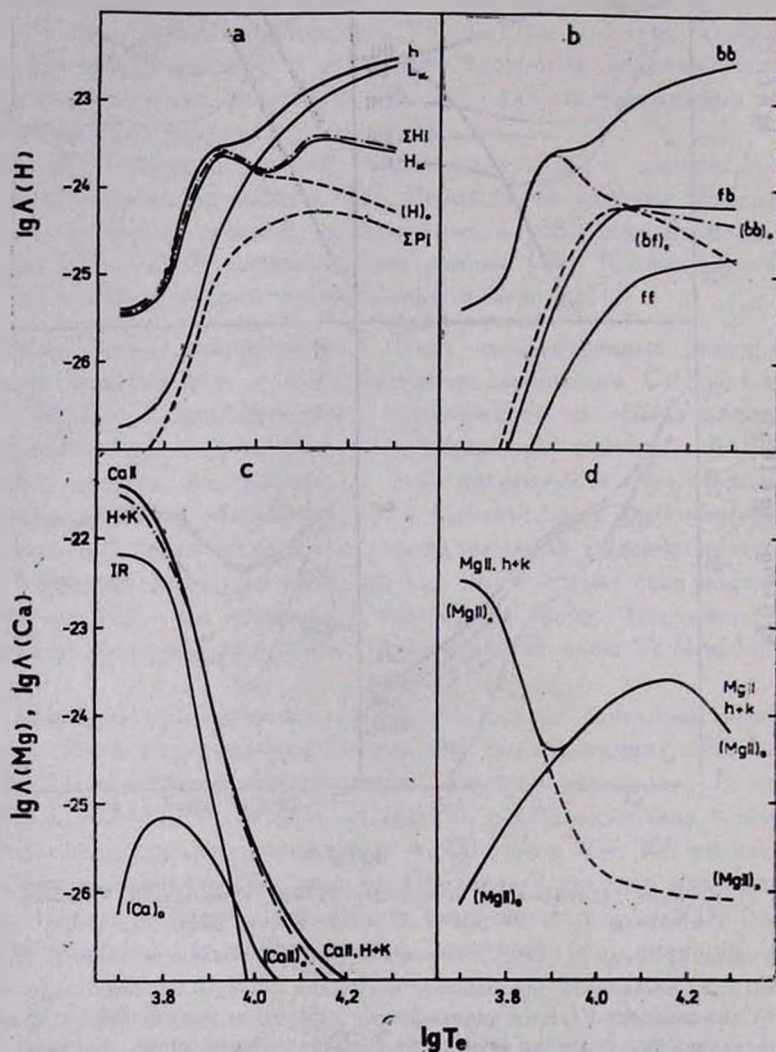


Рис. 3. Функции радиационных потерь для атомов водорода (а, б), кальция (с) и магния (д) для случая $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-2}$. Обозначения те же, что и на рис. 2.

$H \equiv \Lambda(H)$ и указан вклад излучения в линиях бальмеровской и пашеновской серии ($\sum H_i \equiv \Lambda(\sum H_i)$; $\sum P_i \equiv \Lambda(\sum P_i)$). Отдельно показан вклад в излучение линий L_α и H_α .

Для атомов кальция и магния основная часть радиационных потерь обусловлена излучением ионов Ca II и Mg II . Соответствующие функции охлаждения представлены на рис. 2с, d и 3с, d, где указан также вклад наиболее важных эмиссионных линий: для Ca II дана функция охлаждения, обусловленная излучением в линиях H и K и ИК-триплета, для Mg II указан вклад резонансного дублета h и k .

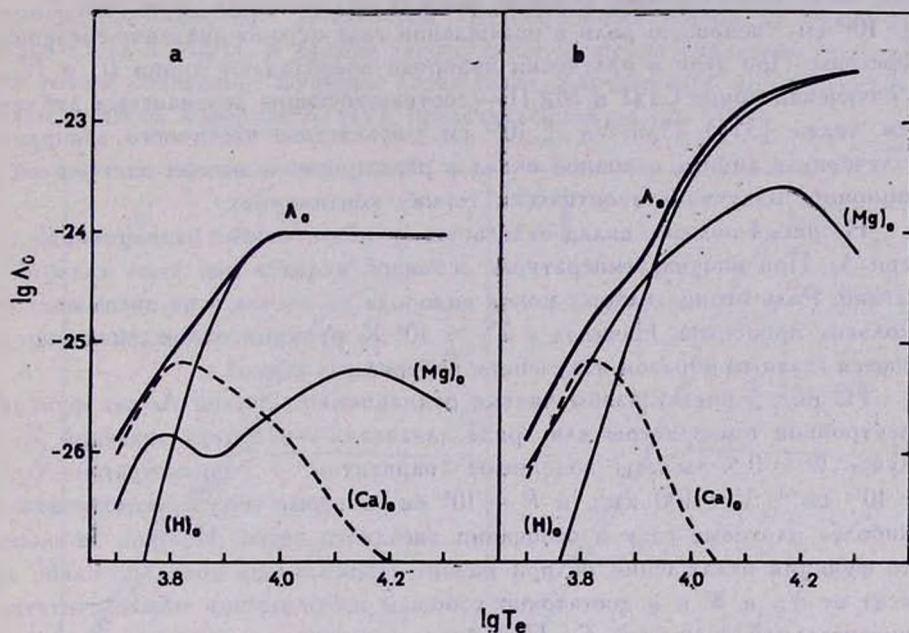


Рис. 4. Вклад водорода, кальция и магния в формирование чистых радиационных потерь газа: а) $N_H = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $W = 0.5$, б) $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-2}$.

Поскольку радиационные потери газа частично обусловлены поглощением и последующим переизлучением звездного излучения, на рис. 2 и 3 указан вклад этого фактора в функции охлаждения. Соответствующие величины отмечены звездочкой, например:

$$\begin{aligned} (H)_* &\equiv \Lambda^*(H) \equiv (bb)_* + (bf)_* + (ff)_* = \\ &= [q_{bb}^*(H) + q_{bf}^*(H) + q_{ff}^*(H)]/N_e N_H. \end{aligned} \quad (21)$$

С учетом этого чистые радиационные потери (обусловленные электронными ударами) равны:

$$\Lambda_0 = \Lambda - \Lambda^*. \quad (22)$$

Для Ca II и Mg II значения Λ_0 приведены на рис. 2с, d и 3с, d. Например, $(\text{Ca})_0 \equiv \Lambda_0(\text{Ca})$.

Из рис. 2 и 3 следует, что при низких температурах полные радиационные потери для всех рассматриваемых атомов определяются в основном переизлучением звездного излучения: $\Lambda \simeq \Lambda_*$, в результате чего чистые потери $\Lambda_0 \ll \Lambda$. С повышением температуры увеличивается вклад электронных ударов и при $T_e \gtrsim 10^4$ К $\Lambda_0 \simeq \Lambda$.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что вклад различных составляющих излучения существенным образом зависит от плотности газа: при $N_H \lesssim 10^{10}$ см⁻³ основную роль в охлаждении газа играют связанно-связанные переходы. При этом в излучении водорода преобладают линии L и H , а в излучении ионов Ca II и Mg II — соответствующие резонансные дублеты (см. также [31]). При $N_H \gtrsim 10^{12}$ см⁻³ вследствие частичного запираания излучения в линиях основной вклад в радиационные потери дает рекомбинационное излучение в оптически тонких континуумах.

На рис. 4 показан вклад отдельных атомов в чистые радиационные потери Λ_0 . При низких температурах основной вклад в них дают кальций и магний. Роль отрицательных ионов водорода не велика и не превышает нескольких процентов. Начиная с $T_e \simeq 10^4$ К функции охлаждения определяются главным образом излучением водородных атомов.

На рис. 5 представлены чистые радиационные потери Λ_0 как функции электронной температуры для ряда значений N_H и двух значений W . В случае $W = 0.5$ расчеты дополнены вариантом с параметрами: $N_H = 10^{13}$ см⁻³, $V = 100$ км/с и $R = 10^8$ см, которые могут соответствовать наиболее плотному газу в основании звездного ветра. Из рис. 5а видно, что функция охлаждения Λ_0 при низких температурах довольно слабо зависит от N_H и W и в достаточно хорошем приближении может считаться универсальной функцией T_e . При более высоких температурах Λ_0 становится чувствительной также к N_H и W . Исключением являются два предельных случая — плотного ($N_H \gtrsim 10^{13}$ см⁻³) и разреженного ($N_H \lesssim 10^8$ см⁻³) газа. В первом из них, как видно из рис. 5а, функции охлаждения Λ_0 при $N_H = 10^{12}$ и 10^{13} см⁻³ мало отличаются друг от друга во всем рассматриваемом интервале температур. Это связано с тем, что при больших плотностях и оптических толщинах излучение оказывается запертым не только в резонансных линиях, но и в линиях субординантных серий. В результате охлаждение газа происходит в основном за счет рекомбинационного излучения в оптически тонких континуумах водорода (отсюда слабая зависимость Λ_0 от T_e при $T_e \gtrsim 10^4$ К). В другом предельном случае реализуется ситуация, которая соответствует отмеченному во Введении приближению оптически тонкого газа, в котором вследствие малой оптической толщины и плотности радиационные каскады вниз не прерываются. Из рис. 5б видно, что этот предельный случай реализуется при $N_H \lesssim 10^8$ см⁻³.

На рис. 5 пунктирными линиями показаны функции охлаждения по данным Раймонда (заимствованы из работы [3]) и Хартманна и др. [4]. Обе функции рассчитаны в чисто ударном приближении ($W = 0$). Функция Раймонда вычислена при $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и хорошо согласуется с нашими результатами (при тех же параметрах газа). Функция Хартманна и др. в области температур $T_e \approx 10^4 \text{ К}$ близка к нашим расчетам при $N_H = 10^8 \text{ см}^{-3}$, а при более низких температурах лежит заметно ниже. Это вызвано, по-видимому, недоучетом радиационных потерь на излучение ионов Ca II и Mg II . В пользу такого предположения свидетельствует почти точное совпадение функции охлаждения Хартманна и др. с функцией охлаждения на водороде $\Lambda_0(\text{H})$, представленной на рис. 4b.

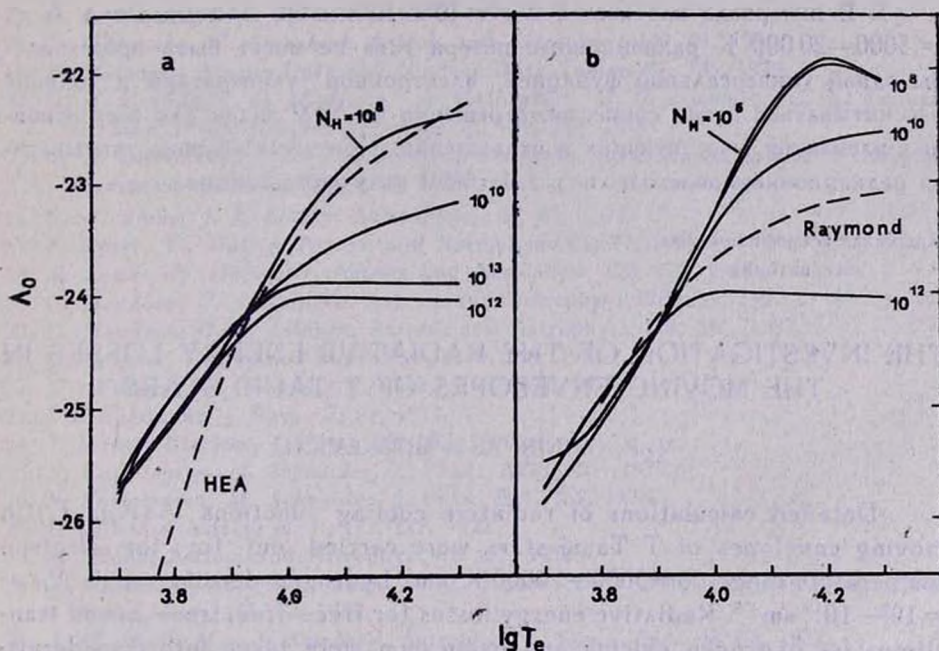


Рис. 5. Функции чистых радиационных потерь на водороде, кальции и магнии для ряда значений N_H : а) $W = 0.5$, б) $W = 10^{-2}$. На рис. 5а вариант $N_H = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ рассчитан для значений $k = 11^4 \text{ см}$, $V = 100 \text{ км/с}$. Для сравнения на рис. 5а приведены функции радиационных потерь из работы Хартманна и др. [4] (HEA). Функции радиационных потерь Раймонда на рис. 5б заимствована из работы [3] и соответствует варианту $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

6. **Заключение.** Проведенный анализ функций охлаждения позволяет сделать следующие выводы:

1. Используемое обычно при вычислении функции охлаждения приближение, в котором учитывают только переходы с основного уровня атомов

и ионов, далеко не всегда обеспечивает необходимую точность. Например, при $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ резонансный дублет $\text{Mg II } h$ и k дает основной вклад в $\Lambda(\text{Mg})$ во всем рассматриваемом интервале температур, тогда как в случае водорода основной вклад в потери при $T_e \lesssim 10^4 \text{ K}$ дает линия H_α (см. рис. 3). При более высоких плотностях роль охлаждения за счет субординатных переходов увеличивается, что отражает эффект запирания излучения в резонансных линиях вследствие термализации газа.

2. С изменением температуры газа меняется роль основных источников охлаждения: при низких температурах ($T_e \lesssim 6000 \text{ K}$) основной вклад дает излучение в линиях Ca II и частично Mg II . При более высоких температурах главным источником охлаждения является водород и частично Mg II .

3. В интервале плотностей $N_H = 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температур $T_e = 5000 - 20000 \text{ K}$ радиационные потери газа не могут быть представлены одной универсальной функцией электронной температуры и должны рассчитываться путем совместного решения не-ЛТР задач для всех основных элементов, участвующих в охлаждении. При этом должны учитываться радиационные переходы под действием излучения звезды.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE INVESTIGATION OF THE RADIATIVE ENERGY LOSSES IN THE MOVING ENVELOPES OF T TAURI STARS

V. P. GRININ, A. S. MITSKEVICH

Detailed calculations of radiative cooling functions $\Lambda(N_H, T_e)$ in moving envelopes of T Tauri stars were carried out for the electron temperature range $T_e = 5000 - 20000 \text{ K}$ and hydrogen density range $N_H = 10^8 - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Radiative energy losses for free-free, free-bound transitions for hydrogen, calcium and magnesium were taken into consideration, well as hydrogen negative ion radiation. The analysis of functions $\Lambda(N_H, T_e)$ shows the lack of universal energy loss function for the whole conditions range in moving stellar envelopes of T Tauri stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Rosner, W. H. Tucker, G. S. Valana, *Astrophys. J.*, 220, 643, 1978.
2. T. J. Gaetz, E. E. Salpeter, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 155, 1983.
3. E. Avrett, R. Loesser, Center for Astrophysics, Prepr. N2625, 1988.
4. L. Hartmann, S. Edwards, E. Avrett, *Astrophys. J.*, 261, 279, 1982.
5. N. Calvet, J. Albarran, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, 9, 9, 1984.
6. J. Bonvier, Circumstellar Matter, Symp. IAU № 122, I. Appenzeller, C. Jordan, Heidelberg, 1986. p. 369.
7. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, Ленинград, 1947.
8. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1986.
9. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 50, 122, 1974.
10. В. П. Гринин, Н. А. Катыхова, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 62, 66, 1980.
11. R. L. Kurucz, *SAO Spec. Rep.* N309, 1970.
12. T. Watanabe, W. Steenbock, *Astron. and Astrophys.*, 149, 21, 1985.
13. D. Hofsaess, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 24, 285, 1979.
14. D. H. Crandall, G. H. Dunn, A. Gallagher, D. G. Hammer, C. V. Kanasz, D. Lemp, P. O. Taylor, *Astrophys. J.*, 191, 789, 1974.
15. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собоelman, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, Наука, М., 1979.
16. R. A. Shine, J. L. Linsky, *Solar Phys.*, 39, 49, 1974.
17. F. Kneer, W. Mattig, *Astron. and Astrophys.*, 65, 17, 1978.
18. M. Lemke, H. Holweger, *Astron. and Astrophys.*, 173, 375, 1987.
19. C. Mendoza, C. J. Zeippen, *Astron. and Astrophys.*, 179, 339, 1987.
20. C. Mendoza, C. J. Zeippen, *Astron. and Astrophys.*, 179, 346, 1987.
21. D. Lemp, A. Gallagher, *Phys. Rev.*, A13, 148, 1975.
22. W. Williams, S. Trajmar, *J. Phys.*, B11, 2021, 1978.
23. I. I. Fabrikant, *J. Phys.*, 7, 91, 1974.
24. J. K. van Blerkom, *J. Phys.*, B3, 932, 1970.
25. F. Karlstensen, M. Schneider, *Z. Phys.*, A273, 321, 1975.
26. F. Karlstensen, M. Schneider, *J. Phys.*, B11, 167, 1978.
27. D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 177, 115, 1972.
28. M. Blaha, *Astron. and Astrophys.* 16, 437, 1972.
29. J. P. Harrington, J. H. Lutz, M. J. Seaton, D. J. Stickland, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 191, 13, 1980.
30. J. M. Shall, M. van Stenberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 95, 1982.
31. А. С. Мухомов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 75, 142, 1986.

УДК: 524.358—4—355

ЗОНЫ ТОРМОЖЕНИЯ В ВЕТРЕ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ И P CYGNI

Т. НУГИС

Поступила 21 апреля 1989

Принята к печати 5 ноября 1989

Наблюдательные особенности линейчатого и непрерывного спектров звезд типа WR и P Cug могут быть объяснены, видимо, только при помощи модели звездного ветра, в которой истекающее вещество после начального ускорения вблизи звезды претерпевает существенное торможение и только после этого ускоряется до асимптотической скорости (УЗУ-модель: ускорение—замедление—ускорение). Такая структура в ветре может возникать за счет многократного рассеяния фотонов в оболочке, имеющей две разные оптически плотные в резонансных линиях зоны (эти зоны, вероятно, образуются из-за ионизационной стратификации в оболочке).

1. *Введение.* Существование у P Cug зоны торможения предлагалось уже на основании анализа профилей линий H I в работе Куана и Кухи [1]. Но анализ профилей линий He I [2], как и проведенный другими авторами анализ линий H I [3], показал, что и в случае монотонного возрастания скорости в оболочке можно получить согласие с наблюдаемыми профилями линий. Проведенный же в статьях Нугиса и др. [4, 5] анализ распределения энергии в длинноволновой области спектра (ИК- и радиообласти) и профилей линий H I определенно указал на существование зоны торможения в ветре. В статье [6] также рассматривалось распределение энергии P Cug в длинноволновой области спектра. Авторами этой статьи был сделан вывод, что согласие с наблюдениями можно получить при монотонно возрастающем $v(r)$ только в случае, если допустить, что поток на длине волны 60 мкм отчасти обусловлен излучением пыли. В качестве другой возможности предполагалось, что на удалении $15 R_* \leq r \leq 50 R_*$ (R_* — радиус звезды) существует стационарная обособленная оболочка (shell) с плотностью, превышающей примерно в пять раз плотность ветра. Оба эти объяснения очень маловероятны.

Вывод о существовании зоны торможения в ветре звезд типа Вольфа-Райе сделан в работах Нугиса [7—9]. Здесь так же, как и у звезды PCyg,

после зоны торможения (следующей за зоной начального ускорения), должна следовать зона конечного ускорения потока вещества до асимптотической скорости v_∞ . В настоящем исследовании мы покажем на основе новых наблюдательных данных, что без зоны торможения в ветре невозможно объяснить основные особенности спектров звезд WR и P Cyg. Затем попытаемся найти причину возникновения зоны торможения в ветре.

2. *Схема моделирования непрерывного и линейчатого спектров.* Мы используем в настоящем исследовании такую же схему моделирования излучения горячих звезд с мощными звездными ветрами, как и в нашей недавней статье [9].

Мы рассматриваем эмпирическую модель, в которой наблюдаемый объект состоит из звезды, окруженной сферически-симметричной непрерывно обновляющейся оболочкой, образуемой истечением вещества. Над поверхностью звезды может существовать геометрически тонкая корональная зона. Примем, что система звезда+корона имеет радиус R_* и что он практически совпадает со звездным радиусом. В доступной для наблюдений спектральной области ($\lambda \gtrsim 912 \text{ \AA}$) вклад корональной зоны в суммарный поток в непрерывном спектре считаем пренебрежимо малым. Ход скорости, а также и плотность в ветре определяются сравнением наблюдаемых и предсказуемых моделью профилей линий и распределения энергии в непрерывном спектре. Для определения параметров оболочки надо решить уравнения статистического равновесия заселенностей энергетических уровней основных ионов совместно с уравнением баланса энергии для свободных электронов и с уравнениями переноса излучения в непрерывном спектре и в линиях. Уравнение переноса излучения в оболочке имеет для непрерывного спектра вид

$$\frac{dI_r}{dz} = -(\alpha_r + N_e \sigma_r) I_r(r, p) + N_e \sigma_r J_r + \alpha_r^0 B_r(T_e), \quad (1)$$

где $I_r = I_r^*$ при $r = R_*$, $p \leq R_*$ ($z > 0$) и $I_r(z = -\infty) = 0$.

Здесь p — ударный параметр, r — расстояние от данной точки до центра звезды, $z = \pm \sqrt{r^2 - p^2}$ ($z = 0$ в плоскости, проходящей через центр звезды и перпендикулярной лучу зрения), α_r — коэффициент непрерывного поглощения (α_r^0 — значение α_r при ЛТР) и $N_e \sigma_r$ — коэффициент томсоновского рассеяния (N_e — плотность свободных электронов).

Средняя интенсивность излучения выражается формулой

$$J_r(r) = \frac{1}{2r} \int_{-r}^r I_r(r, \sqrt{r^2 - z^2}) dz. \quad (2)$$

Систему уравнений статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней можно записать в виде

$$\frac{dN_k}{dt} = R_k + C_k = 0, \quad k = 1, \dots, k_0 - 1; \quad N_k = N_k^0, \quad k \geq k_0. \quad (3)$$

Здесь N_k есть заселенность уровня « k », а N_k^0 соответствует заселенности при локальном термодинамическом равновесии, R_k и C_k есть суммарные скорости заселения уровня « k » через радиативные и ударные процессы. Уравнения статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней основных ионов (z) обильных элементов (A) должны быть решены одновременно с уравнениями сохранения массы и суммарной зарядовой нейтральности среды:

$$\sum_z \sum_A N_k(A^{+z}) = N^A(r) = N^A(R_*) R_*^2 v_*/(r^3 v), \quad (4)$$

$$N_*(r) = \sum_{A, z} z N(A^{+z}), \quad (5)$$

где z есть заряд иона и N_* — число свободных электронов в 1 см^3 .

Уравнение баланса энергии для свободных электронов в оболочке можем выразить в виде

$$\frac{dE_*}{dt} = E_*^+ - E_*^- = 0, \quad (6)$$

где E_*^+ и E_*^- — прирост и потеря энергии свободными электронами. Из этого уравнения получаем электронную температуру T_e в зависимости от r . Мы учитываем потерю энергии свободными электронами в процессе рекомбинации, свободно-свободного излучения, избыточного линейчатого излучения за счет некомпенсированности ударных возбуждений с деактивациями у нижних уровней и диэлектронной рекомбинации. Прирост энергии свободных электронов происходит в основном за счет фотоионизации с нижних уровней, малый вклад дают и некомпенсированные с ударными ионизациями тройные (ударные) рекомбинации (при рекомбинации высвобождается энергия связи). Плотность непрерывного излучения в оболочке $\rho_*(r)$, нужная для определения числа фотоионизаций и вынужденных рекомбинаций, найдена нами по следующей схеме. Для частот, на которых связанно-свободные переходы доминируют над свободно-свободными переходами в формировании непрерывного спектра, мы примем, что

$$\rho_*(r) \approx W \rho_*^0 e^{-t_*/\tau_*} + (1 - W) \frac{4\pi B_*(T_e)}{c b_f} (1 - e^{-(\tau_* - t_*)}). \quad (7)$$

Здесь W — коэффициент геометрической диллюции и

$$\bar{b}_s = \frac{\sum_i (\alpha_{s,i}^{bf,s} N_s) + \alpha_s^{ff} N_s N^+}{\sum_i (\alpha_{s,i}^{bf,s} N_s^0) + \alpha_s^{ff} N_s N^+}, \quad (8)$$

$$t_s(r) = \sum_i \int_{R_s}^r \alpha_{s,i}^{bf,s} N_s dr + \int_{R_s}^r \alpha_s^{ff} N_s N^+ dr, \quad \tau_s = t_s(r), \quad (9)$$

где α_s^{ff} есть коэффициент свободно-свободного поглощения и N_s — заселенность уровня, дающего вклад в связанно-свободное поглощение ($\alpha_{s,i}^{bf,s}$). Оптическая толщина $t_s(r)$ определяется совместно с решением уравнений статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней с малым шагом по r , начиная от поверхности звезды, где $t_s = 0$. Для частот, где доминируют свободно-свободные переходы в формировании непрерывного спектра (на больших ν) имеем $\bar{b}_s = 1$. На длинах волн в промежутке $912 \text{ \AA} \lesssim \lambda \lesssim 1-2 \text{ мкм}$ оболочки звезд типа WR и P Cyg оптически тонкие (т. е. $\tau_s < 1$) и здесь достаточно хорошим приближением является

$$\rho_s(r) \approx W \rho_s^* f_\nu / f_\nu^*, \quad (10)$$

где f_ν / f_ν^* есть отношение полного выходящего потока на частоте ν к потоку, излученному одной только звездой.

Для расчета интегрированной по профилю линии и усредненной по разным направлениям плотности излучения $\langle \rho_{ki} \rangle$ (нужной для решения системы (3)), мы использовали метод Соболева (метод вероятности выхода квантов из движущейся среды) [10]. Для расширяющихся с возрастающей скоростью оболочек имеем (см., например, [11]), пренебрегая непрерывным излучением оболочки, что

$$\langle \rho_{ki} \rangle = (1 - \beta_{ik}) S_{ki} + \beta_{ik,c} \rho_c, \quad (11)$$

где β_{ik} есть вероятность выхода кванта из среды и функция источника S_{ki} выражается формулой

$$S_{ki} = N_k A_{ki} / (N_i B_{ik} - N_k B_{ki}). \quad (12)$$

В работе Кастора [11] оптическая толщина оболочки в непрерывном спектре принята малой на частотах линий, и в таком случае $\rho_c \approx \rho_c^*$ и $\beta_{ik,c} = \beta_{ik,c}^*$, где $\beta_{ik,c}^*$ есть вероятность выхода кванта из локальной области и столкновения со звездой. В наших расчетах мы учитывали и влияние непрерывного излучения оболочки.

Предполагая, что оптическая толщина «резонансной» области мала в непрерывном спектре, мы вычислили $\langle \rho_{ki} \rangle$ по следующей схеме:

$$\langle \rho_{ki} \rangle = (1 - \beta_{ik}) S_{ki} + \beta_{ik,c} \rho_c^* f_v / f_v^* \text{ для } t_v(r) < 1 \quad (13)$$

и

$$\langle \rho_{ki} \rangle = (1 - \beta_{ik}) S_{ki} + \beta_{ik} \frac{B_c(T_c) 4\pi}{\bar{b}_c c} \text{ для } t_v(r) > 1. \quad (14)$$

Для расширяющихся с замедлением оболочек формула (11) неприменима. Теперь перенос излучения на частотах линии становится нелокальным [12]. Различия в N_k , найденные при помощи приближения (11) и точного расчета переноса излучения, обычно небольшие [13]. Мы пользуемся при решении уравнений статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней в замедляющейся зоне ветра приближением Сурдея [14]. По этому приближению

$$\langle \rho_{ki} \rangle \approx S_{ki} (1 - \beta_{ik}) + \beta_{ik,c} \rho_c^* + S_{ki} (1 - e^{-\bar{\tau}_{ik}}) (0.5 - W) \beta_{ik}, \quad (15)$$

где

$$\bar{\tau}_{ik} = \int_0^1 \frac{\tau_{ik}^0 d\mu}{[1 + \mu^2 (d \ln v / d \ln r - 1)]}, \quad (16)$$

$$\tau_{ik}^0 = \frac{\pi e^2}{m c} g_i f_{ik} \rho_{ik} \frac{r}{v} \left(\frac{N_i}{g_i} - \frac{N_k}{g_k} \right). \quad (17)$$

Если пренебрегать томсоновским рассеянием в оболочке, то профиль линии можно получить из следующего соотношения:

$$L_i / L_c = \left(4\pi \int_0^\infty 2\pi p I(v, p, \infty) dp \right) / L_c, \quad (18)$$

где L_c есть монохроматическая светимость непрерывного спектра вблизи линии и L_i — суммарная монохроматическая светимость излучения в линии и в непрерывном спектре на частотах внутри профиля линии. Интенсивность излучения $I(v, p, z = \infty)$ выражается в случае расширяющихся с большой скоростью оболочек следующим образом:

$$I(v, p, \infty) = I_c^* e^{-\left(\tau_c + \sum_{i=1}^{i_0} \tau_L^{(i)}\right)} + \sum_{i=1}^{i_0} \left\{ \left[\int_0^{\tau_c^{(i)}} S_c e^{-t_c} dt_c + \right. \right. \\ \left. \left. + S_L^{(i)} (1 - e^{-\tau_L^{(i)}}) \right] e^{-\left[\sum_{j=i+1}^{i_0} (\tau_L^{(j)} + \tau_c^{(j)}) + \tau_c^{(i_0+1)} \right]} \right\} \text{ для } p \leq R_{*}, v \geq v_0; \quad (19)$$

$$I(\nu, p, \infty) = I_e^* e^{-\tau_e} + \int_0^{\tau_e} S_e e^{-t_e} dt_e \text{ для } p \leq R_*, \nu < \nu_0;$$

$$I(\nu, p, \infty) = \sum_{i=1}^{i_0} \left\{ \left[\int_0^{\tau_e^{(i)}} S_e e^{-t_e} dt_e + S_L^{(i)} (1 - e^{-\tau_L^{(i)}}) \right] \times \right. \\ \left. \times e^{-\left[\sum_{j=i+1}^{i_0} (\tau_L^{(j)} + \tau_e^{(j)}) + \tau_e^{(i_0+1)} \right]} \right\} \text{ для } p > R_*;$$

$$\tau_e = \sum_{i=1}^{i_0+1} \tau_e^{(i)}.$$

Здесь S_e и S_L есть функции источника для непрерывного и линейчатого излучений в оболочке, $\tau_L^{(i)}$ — оптическая толщина для поглощения в линии ($\tau_L^{(i)} = \tau_{ik}^0 / [1 + \mu^2 (d \ln r / d \ln \nu - 1)]$), i_0 — число резонансных точек (точек с равными ν_*) на луче зрения с $p = \text{const}$, $\tau_e^{(i)}$ — оптическая толщина в непрерывном спектре между двумя резонансными точками или же между резонансной точкой и границей интегрирования. Если на луче $p = \text{const}$ нет ни одной резонансной точки, то $i_0 = 0$. В случае расширяющихся с возрастающей скоростью оболочек $i_0(\text{max}) = 1$, а для оболочек, имеющих зоны замедления, $i_0(\text{max})$ может быть больше единицы.

Если $\tau_e(p) \ll 1$ (наблюдаемые УФ и видимые спектральные области в случае звезд типа WR и P Cyg), то для оценки влияния томсоновского рассеяния на относительную интенсивность линии можно ввести факторы коррекции f_1 , f_2 и f_3 , которые определяют, сколько квантов, излученных, соответственно, звездой и оболочкой в непрерывном спектре и оболочкой в линии, попадают после рассеяния в оболочке на звезду. Эти факторы можем найти решением уравнения переноса излучения в непрерывном спектре (формула (1)) для конкретных моделей. Для линий, берущих свое начало в оболочке начиная от поверхности звезды, мы примем, что фактор ослабления f_3 есть такой же, как и в случае непрерывного излучения оболочки ($f_3 = f_2$), а в случае, когда зона формирования линии каких-то ионов начинается вдали от звезды ($r \gg R_*$), принимаем, что $f_3 = 1$. Мы не учитывали изменения частоты линейчатых квантов в процессе рассеяния на свободных электронах. Согласно, например, работе [15], электронное рассеяние изменяет профили линии HeII у звезд WN5 таким образом, что у них появляются сильные крылья в длинноволновой стороне

профиля, но коротковолновая сторона линии остается практически такой же, как и в отсутствие электронного рассеяния. Это надо иметь в виду при сравнении наблюдаемых профилей с рассчитанными.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Для звезд WR и P Cyg скорость принята изменяющейся по закону $v = ar + b$ в зонах $R_* \leq r < R_1$ и $R_1 \leq r < R_2$ и по закону $v = (a + b/r)^{1/2}$ в зонах $R_2 \leq r < R_3$ и $r \geq R_3$. Химический состав для звезд WR принят из статьи [8] и для P Cyg предположен таким, как у нормальных звезд класса В.

Найденные из модельных расчетов распределение энергии в непрерывном спектре и профили линий He II λ 5411 и He I λ 5876 сравниваются с наблюдениями звезды HD 192163 (WN6) на рис. 1–3.

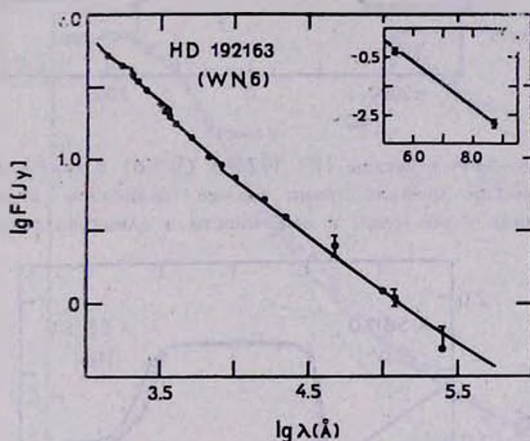


Рис. 1. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре звезды HD 192163 (WN6) в сравнении с теоретическим предсказанием. Модельные параметры: $I_c^*(\lambda > 228 \text{ \AA}) = I_c$ (Куруч [26]: $T = 45000 \text{ K}$, $\lg g = 4.5$), $I_c^*(\lambda < 228 \text{ \AA}) = B_v$ ($T = 90000 \text{ K}$), $\dot{M} = 9.6 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{г}$, $v(R_*) = 550 \text{ км/с}$, $v(R_1 = 2R_*) = 1200 \text{ км/с}$, $v(R_2 = 7.5 R_*) = 1700 \text{ км/с}$, $v(R_3 = 50 R_*) = 1100 \text{ км/с}$, $v_\infty = 2500 \text{ км/с}$.

Наблюдаемое распределение энергии в континууме нами принято таким же, как и в статье Нугиса [9]. Радиопоток на длине волны 6 см принят из статьи [16]. Наблюдаемые профили линии приняты из атласа [17]. Отметим, что согласно с наблюдениями можно было получить только в случае присутствия в ветре обширной зоны торможения. Основным наблюдательным фактором, указывающим на присутствие зоны торможения, является относительно большая ширина ($\Delta v \approx 500 \text{ км/с}$) абсорбционного компонента у линий He I. Линии He I не могут образоваться вблизи звезды (там гелий двукратно ионизован). Вдали от поверхности звезды (в зоне формирования линий He I) большая ширина Δv абсорбционных компонентов не может быть объяснена изменением скорости, если допустить, что

имеем дело с монотонно возрастающим $v(r)$. Это следует из того, что скорость длинноволнового конца абсорбционного компонента меньше скорости, соответствующей ширине субординатных линий высокоионизованных атомов, которые могут образоваться только относительно близко к звезде. Ширина абсорбционных компонентов He I не может быть объяснена локальными механизмами уширения. Вопрос о возможности присутствия

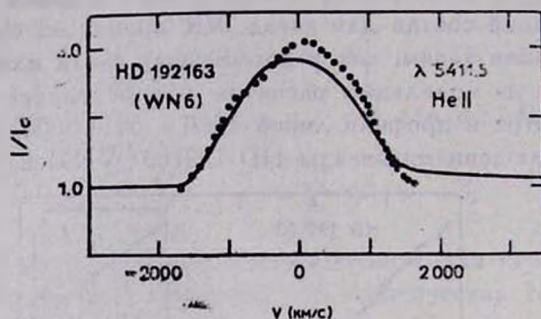


Рис. 2. Линия λ 5411.5 звезды HD 192163 (WN6) в сравнении с теоретическим профилем. Теоретический профиль линии должен несколько видоизменяться из-за электронного рассеяния в оболочке, в особенности в длинноволновом крыле линии.

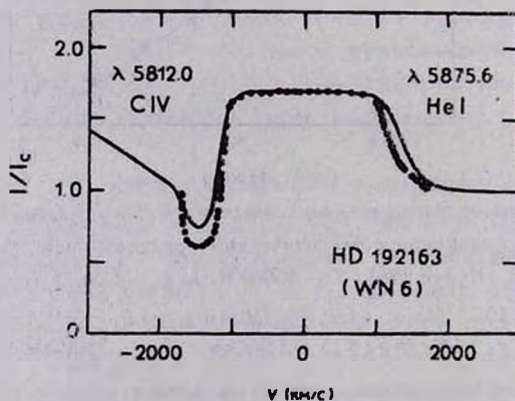


Рис. 3. Линия λ 5875.6 звезды HD 192163 (WN6) в сравнении с теоретическим профилем. Наблюдаемый профиль линии поглощения должен быть несколько ослаблен из-за блендирования с длинноволновым крылом эмиссионной линии CIV λ 5812.0. Красное крыло линии He I λ 5875.6. должно быть обусловлено электронным рассеянием в оболочке.

макротурбуленции в оболочках звезд WR не ясен, но ни макротурбуленция, ни микротурбуленция не могут объяснить особенностей распределения энергии звезд WR и P Cyg в ИК- и радиообластях. Отношение ИК- и радиопотоков в случае звезд WR указывает на то, что довольно далеко от поверхности звезды происходит еще существенное ускорение потока удаляющегося вещества.

Сравнение теоретического модельного распределения энергии в непрерывном спектре с наблюдаемым распределением энергии Р Суг приведено на рис. 4. Наблюдаемое распределение энергии в континууме найдено с использованием данных из статей [18—21]. Теоретические профили He I и H I с качественной точки зрения близки к наблюдаемым у Р Суг. Мы не произвели детального сравнения этих профилей, так как в данном случае трудно правильно определить вклад фотосферного абсорбционного компонента. Как видно из рис. 4, согласие с наблюдаемым распределением энергии можно было получить только в случае УЗУ-модели. Отметим, что у Р Суг наблюдаются довольно большие изменения радиопотока. Эти изменения, на наш взгляд, вызваны перестройкой кинематической структуры оболочки.

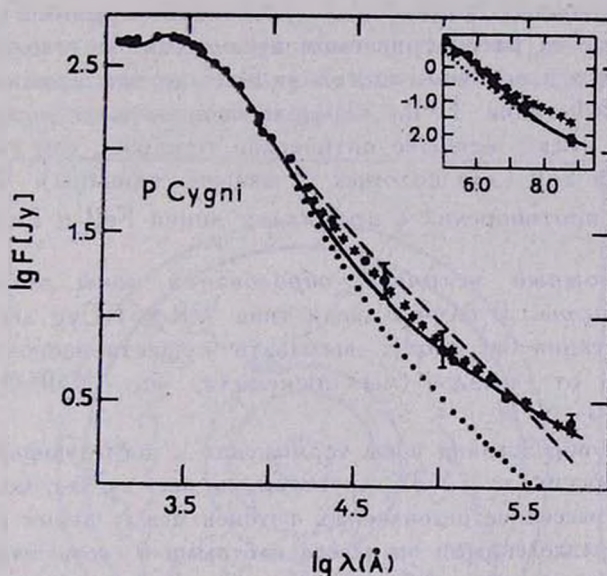


Рис. 4. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре Р Суг ($B1\text{ Ia}^+$) в сравнении с теоретическими предсказаниями $I_e^* = I_e$ (Куруч [26]: $T = 20000\text{ K}$, $\lg g = 2.5$). $v(R_*) = 15\text{ км/с}$. — — — УЗУ-модель ($\dot{M} = 2.45 \cdot 10^{-5}\text{ } M_{\odot}/\text{г}$, $v(R_1 = 1.5 R_*) = 150\text{ км/с}$, $v(R_2 = 10 R_*) = 100\text{ км/с}$, $v(R_3 = 30 R_*) = 250\text{ км/с}$, $v_{\infty} = 500\text{ км/с}$); — — — модельно ускоряющийся ветер ($\dot{M} = 1.47 \cdot 10^{-5}\text{ } M_{\odot}/\text{г}$, $v(R_1 = R_2 = 15 R_*) = 250\text{ км/с}$, $v_{\infty} = 300\text{ км/с}$); ... — быстро ускоряющийся ветер ($\dot{M} = 1.47 \cdot 10^{-5}\text{ } M_{\odot}/\text{г}$, $v(R_1 = 1.5 R_*) = 150\text{ км/с}$, $v(R_2 = 15 R_*) = 250$, $v_{\infty} = 300\text{ км/с}$); *** — быстро ускоряющийся ветер ($\dot{M} = 3.68 \cdot 10^{-5}\text{ } M_{\odot}/\text{г}$).

Нугис и др. [4, 5] пытались объяснить с помощью УЗУ-моделей и широкие крылья у линий H_{α} и H_{β} в спектре Р Суг ($v_{\infty} \geq 1000\text{ км/с}$). Но, как было показано Колка [22], отчасти широкие крылья у H_{α} и H_{β}

объясняются перераспределением фотонов в линиях по частоте из-за томсоновского рассеяния в оболочке. К тому же, как показали УФ-наблюдения, у резонансных линий ионов обильных элементов с низкими потенциалами ионизации наблюдаются краевые скорости абсорбционных компонентов, не превышающие 500—600 км/с [23], так что, видимо, $v_{\infty} \approx 500\text{—}600$ км/с.

Отметим, что в работе Ламерса и др. [24] был сделан вывод, что малые скорости абсорбционных компонентов резонансных линий Fe II исключают модели, в которых скорость вдали от звезды превышала бы 200—300 км/с. Мы провели соответствующие оценки и убедились в том, что в случае, если железо находилось бы преимущественно в однократно ионизованном состоянии в промежутке $25 R_* \leq r \leq 75 R_*$, то, по нашим моделям, должны были бы наблюдаться довольно большие краевые скорости абсорбционных компонентов резонансных линий Fe II. В действительности же на рассматриваемом промежутке железо преимущественно находится в основном состоянии Fe II, причем из-за относительно низкой T_e УФ-линии Fe II, берущие свое начало с метастабильных уровней, имеют меньшие оптические толщины, чем сильные резонансные линии Fe I (для которых τ_L меньше единицы). Таким образом, никаких противоречий с профилями линий Fe I и Fe II нет.

4. *Возможный механизм образования зоны торможения и УЗУ-структуры.* В случае звезд типа WR и P Cyg легко убедиться, что гравитация не может вызывать существенного торможения ветра вдали от звезды (мы принимали, что $M(WR) \leq 20 M_{\odot}$ и $M(PCyg) \approx 30\text{—}50 M_{\odot}$).

Причиной образования зоны торможения и последующей за ней второй зоны ускорения, т. е. УЗУ-структуры, на наш взгляд, может являться многократное рассеяние резонансных фотонов между двумя пространственно разделенными оптически плотными в соответствующих переходах зонами в оболочке. Многократное рассеяние резонансных фотонов между двумя пространственно разделенными зонами вызывает торможение внутренней зоны и ускоряющее движение внешней зоны. Рассеяние же фотонов между движущимися в противоположных направлениях участками внешней зоны приводит к дополнительному ускорению этой зоны (механизм Пападжиа и Мачетто [25]).

На рис. 5 изображена общая схема действия предложенного механизма. Мы не будем излагать полную теорию рассматриваемого механизма. Сделаем только некоторые порядковые оценки в духе вероятностных оценок, проведенных в статье [25]. Предположим, что поглощающие в резонансных линиях слои в ветре могут быть аппроксимированы оптически

плотными, расширяющимися обособленными оболочками (shell). В нашей модели мы предполагаем, что во всей расширяющейся оболочке имеются две разные оптические толстые в резонансных линиях shell, между которыми находится оптически тонкая в исследуемом участке длин волн зона в оболочке. Такая структура может, видимо, образоваться в случае присутствия ионизационной стратификации в оболочке. В каком-то участке длин волн в ультрафиолете близко к звезде могут располагаться слои, поглощающие в резонансных линиях ионов с высокими потенциалами ионизации, и вдали от звезды слои, поглощающие в резонансных линиях ионов с низкими потенциалами ионизации. Оптически тонкий промежуток между разными shell (поглощающими слоями) образуется в случае, если в рассматриваемом участке длин волн нет резонансных линий ионов с промежуточными потенциалами ионизации. Для получения приближенных оценок примем, что внешние и внутренние зоны (shell) геометрически тонкие и располагаются на расстояниях R_1 (внешняя граница внутренней зоны) и R_2 (внутренняя граница внешней зоны).

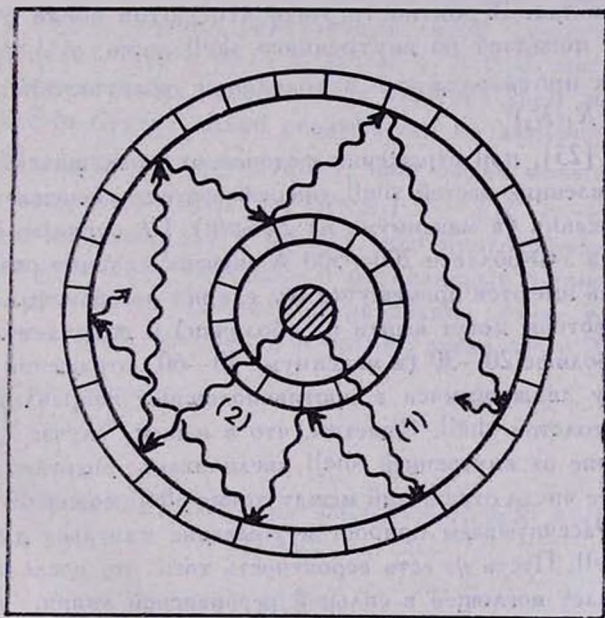


Рис. 5. Схема действия механизма многократного рассеяния фотонов между двумя оптически плотными в резонансных линиях зонами в оболочке ((1) и (2) — два противоположных фотона, участвующие в процессе многократного рассеяния).

Движущийся со скоростью U атом (или ион), имеющий резонансный переход λ_i , может поглощать налетающий на него сзади (со стороны звезды) в радиальном направлении фотон на длине волны $\lambda = \lambda_i (1 -$

— v/c) и налетающий спереди фотон — на длине волны $\lambda = \lambda_1(1 + v/c)$. Вероятность того, что налетающий фотон будет поглощен в shell (или, точнее, вероятность вступления во взаимодействие с веществом shell), есть $q_0 \approx 1 - e^{-\tau_L}$ ($q_0 \approx 1$, если $\tau_L \gg 1$). Раз фотон поглощен в резонансной линии, то он будет переизлучен почти с равной вероятностью во всех направлениях. Так как фотон скорее всего будет поглощен, проникнув в shell только до глубины $\Delta\tau_L \approx 1$, то в случае когда τ_L большая, фотон после некоторого числа актов поглощения и переизлучения выйдет из shell в обратном направлении (т. е. эффективно происходит отражение фотона от shell), или же он погибает (термализуется). Вероятность выживания фотона после поглощения его в резонансной линии есть $q = A_{21} \beta_{12} / (A_{21} \beta_{12} + N_1 a_{21})$ для случая, когда другие энергетические уровни далеки от тех, реализующих резонансный переход. Вероятность отражения фотона от shell будет при $q = 1$ равна $q_1 \approx \tau_L / (2 + \tau_L)$ ($q_1 \approx 1$ при $\tau_L \gg 1$).

В дальнейшем предположим, что отражение фотона от shell происходит изотропно. Вероятность того, что фотон после отражения от внешней shell попадает во внутреннюю shell есть $q_2^{(+)} \approx (R_1/R_2)^2$ и в движущийся в противоположном направлении участок внешней shell — $q_2^{(-)} \approx 1 - (R_1/R_2)^2$.

В модели [25], при отражении фотонов от движущихся в противоположных направлениях частей shell, энергия фотона уменьшается при каждом акте отражения (в максимуме на $2h\nu_0 v/c$). По оценкам, выполненным в статье [25], в УФ-области 200—500 Å скучены сильные резонансные линии. Но и здесь имеются промежутки $\Delta\lambda$, где нет резонансных линий (соответствующие фотоны могут выйти из оболочки) и подряд может произойти обычно не больше 20—30 (в максимуме 50—60) отражений резонансных фотонов между движущимися в противоположных направлениях участками оптически толстой shell. Отметим, что в нашем случае (случай двух shell) отражение от внутренней shell увеличивает энергию фотона, так что здесь общее число отражений между двумя shell может быть в 2—3 раза большим. Рассчитываем прирост и убывание импульса для внешней и внутренней shell. Пусть q_2 есть вероятность того, что после отражения от shell фотон будет поглощен в сильной резонансной линии, для которой $q_0 \approx 1$ и $q \approx 1$. Верхние индексы (1) и (2) пусть обозначают принадлежность соответствующей вероятности к внешней и внутренней shell соответственно. В одном акте отражения прирост импульса (или соответственно убывание импульса в случае внутренней shell) составляет $\approx 1.5 h\nu_0/c$, где ν_0 — частота падающего фотона. В случае внешней shell получаем полный прирост импульса за счет процесса многократного рассеяния

$$\begin{aligned} \dot{p}^{(1)} \approx & \frac{1.5 \hbar \nu_0}{c} q_1^{(1)} (1 + q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} + q_2^{(-)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} + \\ & + q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} q_2^{(-)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} + \dots) = \frac{1.5 \hbar \nu_0 q_1^{(1)} / c}{[1 - q_3^{(1)} q_1^{(1)} (q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} + q_2^{(-)})]} \end{aligned} \quad (20)$$

Для внутренней shell получаем уменьшение импульса

$$\dot{p}^{(2)} \approx - q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} \dot{p}^{(1)}. \quad (21)$$

Эффективное число рассеяний (отражений) от внешней зоны есть

$$N^{(1)} \approx q_1^{(1)} [1 - q_3^{(1)} q_1^{(1)} (q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} + q_2^{(-)})]. \quad (22)$$

Это $N^{(1)}$ будет приближаться к бесконечности, если $q_1^{(1)} \approx 1$, $q_3^{(1)} \approx 1$, $q_1^{(2)} \approx 1$ и $q_3^{(2)} \approx 1$. В реальности же во всем УФ-участке спектра $q_3^{(1)}$ и $q_3^{(2)}$ не являются единицами при последующих актах рассеяния. Мы можем ожидать, что в УФ-области спектра имеются участки, содержащие в ряду много сильных резонансных линий (участки $\Delta\lambda \approx 20 - 50 \text{ \AA}$). В пределах такого ряда $q_3 \approx 1$ и $q_1 \approx 1$ и вне ряда $q_3 = 0$. Общее число эффективных рассеяний от внешней shell может достигать 100—150. Это будет сильно сказываться на динамике ветра.

Число рассеяний от внутренней shell будет меньше, чем $N^{(1)}$. Приближенно получаем, что $N^{(2)} \approx (R_1/R_2)^2 N^{(1)}$ ($\dot{p}^{(2)} \approx - (R_1/R_2)^2 \dot{p}^{(1)}$). Таким образом, мы приходим к выводу, что многократное рассеяние фотонов между оптически толстыми в резонансных линиях двумя разными shell может быть причиной образования зоны торможения и следующей за ней зоны ускорения в ветрах звезд типа WR и P Cyg.

Институт астрофизики и физики
атмосферы АН Эст.ССР

DECELERATION ZONES IN THE WINDS OF WR AND P CYGNI STARS

T. NUGIS

Observational data both on continua and on line spectra of WR and P Cygni type stars probably can only be explained if extensive deceleration zone is allowed to exist in the wind. The outflowing matter is first accelerated near the stellar surface, then follows deceleration of the flow and after that a final acceleration of the matter flow takes place (wind has an ADA-structure: acceleration-deceleration-acce-

leration). Such a structure of the wind probably arises due to multi-scattering of quanta between two different shells in the envelope (these detached optically thick in resonance line shells probably arise due to ionization stratification in the envelope).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Kuan, L. V. Kuht, *Astrophys. J.*, 199, 148, 1975.
2. W. R. Oegerle, D. van Blerkom, *Astrophys. J.*, 224, 193, 1978.
3. P. Kunasz, D. van Blerkom, *Astrophys. J.*, 224, 193, 1978.
4. T. Nugis, I. Kolka, L. Luud, in "Mass Loss and Evolution of O-Type Stars", IAU Symp. No. 87, eds. P. S. Conti, C. W. H. de Loore, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1979, p. 39.
5. Т. А. Нугис, И. Р. Колка, Л. С. Лууд, Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв., 47, 191, 1979.
6. L. B. F. H. Waters, P. R. Wessellius, *Astron. and Astrophys.*, 155, 104, 1986.
7. T. Nugis, *Tartu Astrofuus. Observ. Publ.*, 50, 101, 1984.
8. Т. Нугис, в сб. «Звезды типа Вольфа-Райе и родственные им объекты», ред. Т. Нугис, И. Пустыльник, АН Эст.ССР (Таллинн, 1988, стр. 10).
9. T. Nugis, *Tartu Astrofuus. Observ. Publ.*, 53, 1990 (в печати).
10. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Ленинград, 1947.
11. J. I. Castor, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 149, 111, 1970.
12. C. B. Rybicki, D. G. Hammer, *Astrophys. J.*, 219, 654, 1978.
13. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.
14. J. Surdej, *Astron. and Astrophys.*, 60, 303, 1977.
15. D. J. Hillier, *Astrophys. J.*, 280, 744, 1984.
16. H. R. Dickel, J. H. Habing, R. Isaacman, *Astrophys. J. Lett.*, 238, L39, 1980.
17. L. F. Smith, L. V. Kuht, *An Atlas of Wolf-Rayet Line Profiles*, Jila Report No. 117, Univ. Colorado, 1981.
18. H. J. G. L. M. Lamers, M. de Groot, A. Cassatella, *Astron. and Astrophys.*, 128, 299, 1983.
19. D. C. Abbott, C. M. Telesco, S. C. Wolff, *Astrophys. J.*, 279, 225, 1984.
20. P. R. Schwartz, J. H. Spencer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 180, 297, 1977.
21. G. H. J. van den Oord, L. B. F. M. Waters, D. C. Abbott, J. H. Bieging, E. Churchwell, in "Radio Stars", eds. R. M. Hjellming, D. M. Gibson, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1985, p. 111.
22. И. Р. Колка, Модели оболочки звезды Р Лебедя. Анализ на основе спектральных линий водорода, ENSV TA Prepr. A-4, 1980.
23. L. Luud, A. Sapar, *Tartu Astrofuus. Observ. Teated*, No. 60, 3, 1980.
24. H. J. G. L. M. Lamers, P. Korevaar, A. Cassatella, *Astron. and Astrophys.*, 149, 28, 1985.
25. N. Panagia, F. Macchetto, *Astron. and Astrophys.*, 106, 266, 1982.
26. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.

УДК: 524.37—355.7

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ
И ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, В. И. ПРОНИК

Поступила 6 июня 1989

Принята к печати 20 ноября 1989

Получено распределение энергии в спектре излучения ядер планетарных туманностей в области длин волн $\lambda\lambda$ 912—30 Å. Изложена методика расчета L_c -спектра и рассмотрены два варианта решения этой задачи. Первый вариант соответствует предположению об одинаковом наклоне спектра за водородным и гелиевым скачками (определялись потоки излучения у λ 912, λ 504, λ 228 Å и спектральный индекс α). Второй вариант соответствует предположению отсутствия гелиевых скачков (определялись $F_{912\text{Å}}$ и спектральный индекс в каждом из трех диапазонов длин волн λ 912—504 Å, λ 504—228 Å и $\lambda < 228$ Å). Обсуждается правдоподобность каждого из вариантов. Найденные спектры сравниваются с соответствующими данными из работы [9], а также с наблюдаемым УФ и оптическим спектром. Показано, что излучение ядер нельзя представить планковской кривой с одной температурой. Определены эффективные температуры ядер, которые сравниваются с данными других авторов.

1. Введение. Вопрос о распределении энергии в спектре излучения ядер планетарных туманностей за лаймановским пределом обсуждается в литературе уже на протяжении нескольких десятков лет. Обычно предполагается, что излучение ядер соответствует чернотельному и их континуум за $\lambda \leq 912$ Å описывается температурой конкретной звезды T_* . Однако имеется по крайней мере два аргумента, указывающих на то, что излучение ядер в этой области длин волн не является чернотельным. Во-первых, при построении фотоионизационных моделей свечения туманностей возникают трудности в объяснении с помощью одной температуры интенсивностей наблюдаемых в их спектре линий высокого и низкого возбуждения (ионизации). Во-вторых, значения T_* индивидуальных ядер, найденные разными методами, часто заметно различаются между собой. В частности, занстровские температуры, найденные по линиям He II, для большинства ядер примерно в 2—3 раза выше температур, найденных по линиям H[4, 2].

Различие $T_*(\text{H I})$ и $T_*(\text{He II})$ обычно объясняется тем, что соответствующие туманности являются прозрачными для звездного излучения λ 912—228 Å и непрозрачными для излучения $\lambda \leq 228$ Å. Тогда реальными считаются более высокие температуры $T_*(\text{He II})$. Но они не согласуются с соответствующими величинами $T_{\text{эф}}$, найденными по непрерывному спектру ядер в оптической и УФ-областях (значения $T_{\text{эф}}$ близки к $T_*(\text{H I})$ [3]). Адамс и Барлоу [4] отмечают, что ни $T_*(\text{H I})$, ни $T_*(\text{He II})$ не соответствуют цветным температурам ядер, найденным из сравнения наклона их непрерывного спектра в оптической и УФ-областях с наклоном чернотельного распределения энергии. Имеются также указания на то, что излучение ядер даже в интервале λ 1200—2000 Å не всегда можно представить чернотельной кривой с одной температурой [5].

Прямые наблюдения ядер в этой области спектра отсутствуют; они невозможны из-за поглощения L_c -излучения небулярным газом и межзвездным водородом. Такие наблюдения имеются лишь для Солнца [6] и для нескольких близких белых карликов, например, HZ 43 [7] и то чаще всего они относятся к области мягкого рентгена. Важным источником информации об L_c -спектре являются теоретические модели атмосфер ядер (например, [8]), однако они ненадежны и неизвестны для конкретных туманностей.

Оригинальный способ решения такой задачи предложен в работе [9]. Потоки излучения от ядра на разных λ в интервале $\lambda\lambda$ 912—100 Å определяются по небулярным линиям ионов, находящихся в смежных стадиях ионизации C, N, O, Ne, Ar и S. Этот метод требует наблюдений детального спектра туманности, в том числе очень слабых линий ряда высокоионизованных атомов. К сожалению, такие наблюдения имеются только для небольшого числа туманностей.

Представляет интерес получить и исследовать непрерывный спектр ядер за $\lambda \leq 912$ Å для многих планетарных туманностей. Ниже излагается методика расчета L_c -спектра, основанная на наблюдаемых интегральных потоках в линиях водорода и гелия. Ее применение позволило найти распределение энергии в области $\lambda\lambda$ 912—100 Å для ядер 42 планетарных туманностей.

2. Методика расчетов. Используемая нами методика основана на предположении об ионизационно-рекомбинационном и термическом равновесии газа в туманностях. Наблюдательной основой расчетов являются интегральные потоки от туманности в линиях H_γ , λ 4471 He I и λ 4686 He II, исправленные за межзвездное поглощение. Предполагалось, что оптические толщины исследуемых туманностей в частотах лаймановского континуума велики $\tau(X^i) \gg 1$, где X^i относится к H° , He° или He^+ . В дальней-

шем это предположение подтверждается в результате сравнения вычисленных потоков для λ 912 А с наблюдаемыми потоками от ядер вблизи λ 1500 А.

В соответствии с потенциалами ионизации H^0 , He^0 и He^+ область за λ 912 А мы разбили на три интервала длин волн: $\lambda\lambda$ 912—504 А, $\lambda\lambda$ 504—228 А и $\lambda < 228$ А. Кванты первого интервала поглощаются только атомами H^0 , второго — атомами He^0 , H^0 и третьего — атомами He^+ , He^0 , H^0 (тяжелыми элементами можно пренебречь). Верхнюю границу третьего интервала λ для удобства интегрирования мы приняли равной 22.8 А; ее реальное значение находится вблизи 30—20 А [10]. Распределение энергии в каждом интервале λ определяется величиной потока в начале интервала (F_{912} , F_{504} и F_{228}) и параметром, характеризующим изменение потока с частотой. В планковском представлении таким параметром является температура звезды, в степенной аппроксимации — спектральный индекс α :

$$F_\nu = F_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-3} \frac{e^{\frac{h\nu_0}{kT_*}} - 1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}; \quad F_\nu = F_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\alpha. \quad (1)$$

С физической точки зрения оба варианта записи F_ν необоснованны. С точки зрения математической, степенное представление спектра более удобное и намного проще планковского. Таким образом, непрерывный спектр ядра в области длин волн короче λ 912 А мы представили шестью параметрами:

$$F_0, \alpha', F_0, \alpha'' \text{ и } F_0, \alpha''',$$

где количество штрихов указывает на порядковый номер интервала λ . Попытка получить из наблюдений L_α -спектр в такой форме записи впервые была предпринята в [11].

При выводе исходных уравнений нами учитывалось диффузное ионизирующее излучение, возникающее при рекомбинациях электронов на основные уровни H^+ , He^+ и He^{++} , на второй уровень иона He^{++} , а также излучение в L_α -линиях атомов HeI и $HeII$ [12]. Число каждого сорта диффузных фотонов равно числу соответствующих рекомбинаций в туманности, приводящих к их образованию, т. е. $N_{рек}(x_i^i) = N(x^i) \cdot N_e \cdot C_n(X^i) \cdot V(X^i)$, где C_n — коэффициент рекомбинации на уровень n ; $V(X^i)$ — объем газа, занимаемый ионами H^+ , He^+ или He^{++} .

Величину V мы определяли с помощью соотношения:

$$V(X^i) = 4\pi R^2 \cdot F_\lambda(X^i) \cdot \epsilon_\lambda(X^i) \equiv 4\pi R^2 \cdot F_\lambda(X^i) / N(X^i) \cdot N_e \cdot \alpha_{eff}(X^i) \cdot h\nu_\lambda(X^i),$$

где F_λ — поток излучения в спектральной линии H_β , HeI или $HeII$ на расстоянии Земли; ε_λ — излучательная способность элементарного объема газа туманности в линии $\lambda(X^i)$; $\alpha_{\lambda\lambda'}$ — эффективный коэффициент рекомбинации в линии $\lambda(X^i)$; R — расстояние до туманности. Все вычисления проводились для линий H_β , $\lambda 4471 \text{ HeI}$ и $\lambda 4686 \text{ HeII}$. Значения необходимых атомных данных приведены в [13].

В результате исходные уравнения для поглощающих атомов H^0 , He^0 и He^+ с учетом описанных выше процессов запишутся так [12, 14]:

$$\begin{aligned} F_{912} \int_1^{1/81} x^{\alpha'-1} dx + a \cdot F_{504} \int_1^{2/21} x^{\alpha''-1} dx + b \cdot F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx &= A; \\ (1-a) \cdot F_{504} \int_1^{2/21} x^{\alpha''-1} dx + c \cdot F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx &= B; \\ (1-b-c) \cdot F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx &= C, \end{aligned} \quad (2)$$

где $x = \nu/\nu_0(X^i)$; A , B и C — функции наблюдаемых потоков в линиях H_β , $\lambda 4471 \text{ HeI}$, $\lambda 4686 \text{ HeII}$ и электронной температуры T_e . Для $T_e = 10000 \text{ K}$ эти функции запишутся [14]:

$$\begin{aligned} A &= [1.39 \cdot F(H_\beta) - [1.73 \cdot a + 0.15] \cdot F(HeI) - 0.19 \cdot F(HeII)] \cdot 10^{-14}; \\ B &= [4.69 - (1-a) \cdot 1.73 \cdot F(HeI) - [0.30 \cdot C + 0.039] \cdot F(HeII)] \cdot 10^{-14}; \quad (3) \\ C &= [0.98 - (1-C) \cdot 0.30 \cdot F(HeII)] \cdot 10^{-14}. \end{aligned}$$

Здесь a и b — доля фотонов соответственно второго и третьего интервалов ($\lambda\lambda 504-228 \text{ \AA}$ и $\lambda\lambda 228-22.8 \text{ \AA}$), поглощенных H^0 , а C — доля фотонов $\lambda\lambda 228-22.8 \text{ \AA}$, поглощенных He^0 . Интегрирование ведется в пределах каждого из интервалов λ . Число штрихов указывает на принадлежность к интервалу: $\lambda\lambda 912-504 \text{ \AA}$ (один штрих), $\lambda\lambda 504-228 \text{ \AA}$ (два штриха) и $\lambda\lambda 228-22.8 \text{ \AA}$ (три штриха).

Уравнение энергетического баланса небулярного газа представляется в общем виде [14]:

$$E_{\text{нагр}} = E_{\text{охл}}. \quad (4)$$

При определении $E_{\text{нагр}}$ средние значения энергий электронов, образовавшихся при фотоионизационных H^0 , He^0 и He^+ , взвешивались по количеству ионизаций (равному числу рекомбинаций) в единице объема туманности за единицу времени. Учитывались потери энергии на возбуждение запрещенных линий $\varepsilon_{\text{запр}}$, при рекомбинациях ε_{f-b} и свободно-свободных переходах ε_{f-f} на ионизацию и возбуждение H^c электронным ударом ε_{H^c} . При обычном содержании пыли к газу по числу частиц

$N_d/N_e \approx 10^{-12}$, охлаждение на пылинках пренебрежимо мало. Вклад $^3\text{H}^+$ эффективен в переходной зоне туманности, где уже имеются атомы H^0 и еще сравнительно много свободных электронов. Считалось, что в этой зоне $T_e = 10000$ К. Для определения числа атомов H^0 использовалось известное соотношение $\text{H}^+/\text{H}^0 \approx \text{O}^+/\text{O}^0$ [13], устанавливающееся в результате эффективного действия реакций перезарядок $\text{O}^+ + \text{H}^0 \approx \text{O}^0 + \text{H}^+$. Величина O^+/O^0 определялась из отношения интенсивностей небулярных линий $[\text{O II}]/[\text{O I}]$ по известным N_e и T_e обычным способом. В тех случаях, когда линия $[\text{OI}]$ в туманности не наблюдалась, величина H^+/H^0 принималась равной 2,5 (среднее из найденных значений для отдельных туманностей).

Выражения для коэффициентов a , b и c приведены в работе [14]. Их численные значения зависят от интенсивностей линий H_β , $\lambda 4471$ He I, $\lambda 4686$ He II и показателя спектра α . Расчеты показали: для разных туманностей величина a находится в пределах 0.10 — 0.75, $b \approx 10^{-5} - 10^{-2}$, $c \approx 0.01 - 0.4$; для большинства туманностей $a \approx 0.5$, $b \approx 10^{-3}$, $c \approx 0.1$.

Величины $\varepsilon(\text{H}^0)$, $\varepsilon(\text{He}^0)$ и $\varepsilon(\text{He}^+)$ определяются только средней энергией кванта в каждом из интервалов λ и, следовательно, не зависят от потоков F_{912} , F_{504} и F_{228} . Это обстоятельство существенно упрощает решение поставленной задачи. Неизвестными параметрами в системе уравнений (2) — (4) являются: F_{912} , F_{504} , F_{228} , а также α' , α'' и α''' (потоки в линиях H_β , He I, He II и параметры a , b , c должны быть известны). Таким образом, для решения системы из четырех уравнений (2) — (4) необходимы еще два дополнительных уравнения. Мы рассмотрели следующие условия, из которых вытекают дополнительные уравнения: 1) условие равного наклона спектра в каждом интервале λ , т. е.

$$\alpha'' = \alpha', \quad \alpha''' = \alpha', \quad (5)$$

2) условие отсутствия скачков при $\lambda 504 \text{ \AA}$ и $\lambda 228 \text{ \AA}$, означающее что

$$F_{504} = F_{912} \left(\frac{912}{504} \right)^{\alpha'}, \quad F_{228} = F_{504} \left(\frac{504}{228} \right)^{\alpha''}. \quad (6)$$

В первом случае (вариант I) неизвестными являются F_{912} , F_{504} , F_{228} и α ; во втором (вариант II) — неизвестные F_{912} , α' , α'' и α''' .

Порядок определения этих параметров следующий. В первом варианте из уравнения баланса энергии (4) находится показатель спектра α , после чего из равенств (2), (3) определяются потоки F_{912} , F_{504} и F_{228} . Во втором варианте сначала задается величина F_{912} и из первого уравнения системы (2) находится α' . Затем по формуле (6) вычис-

ляется F_{504} и из второго уравнения системы (2) находится α'' . Аналогично определяются F_{228} и α''' . Проверяется, удовлетворяют ли значения α' , α'' и α''' уравнению баланса (4). Если $E_{\text{нагр}} > E_{\text{охл}}$, то F_{912} следует увеличить и повторить процедуру сначала.

Необходимые для расчета L_c -спектров ядер планетарных туманностей потоки в линиях H_β , He I и He II , а также другие наблюдаемые характеристики туманностей брались из работы [3, 9, 15—18]. Суммарная интенсивность запрещенных линий в единицах $I(\text{H}_\beta)$ для большинства туманностей приведена в [2]. Для некоторых из них величина $\Sigma I(\lambda)/I(\text{H}_\beta)$ оценивалась по зависимости между $\Sigma I(\lambda)/I(\text{H}_\beta)$ и суммарной интенсивностью небулярных линий $[\text{OII}] + [\text{OIII}]$, построенной по данным из [2, 19—25].

3. *Результаты вычислений.* Найденные из уравнений (2)—(6) значения параметров F и α , характеризующих распределение энергии в спектре излучения ядер за λ 912 Å, для 42 планетарных туманностей приведены в табл. 1 для обоих вариантов. Анализ данных варианта 1 указал на существование скачков у λ 504 Å и λ 228 Å. Абсорбционный скачок у λ 504 Å характерен для ядер всех изученных нами туманностей, а у λ 228 Å — лишь для некоторых из них; у многих ядер скачок на длине волны 228 Å отсутствует и даже становится эмиссионным, например, в случае NGC 40. Существование больших эмиссионных скачков у некоторых ядер на λ 228 Å сомнительно, поскольку теоретические модели атмосфер допускают наличие только небольших положительных скачков. Не исключено, что положительный скачок у λ 228 Å является результатом слишком грубого предположения равенства $\alpha''' = \alpha'$. Наблюдаемый избыток квантов в третьем интервале длин волн может создаваться не за счет положительного скачка на λ 228 Å, а может быть обусловлен либо весьма пологим непрерывным спектром ядер за λ 228 Å, простирающимся вплоть до λ 40—50 Å, либо же избытком L_c -излучения в этой области длин волн. Реальное распределение энергии в спектре ядер за λ 912 Å, возможно, занимает среднее положение, т. е. находится в области, ограниченной двумя вариантами его определения (заштрихованная область на рис. 2).

В качестве аргументов, свидетельствующих о наличии эмиссионных скачков у некоторых ядер на λ 228 Å, в работе [14] рассматривались корреляции между величиной скачка $D_{228} = F_{228}/2.21^{10} \cdot F_{504}$, с одной стороны, и отношением интенсивностей λ 4686 $\text{HeII}/\text{H}_\beta$ или температурой звезды T_* , с другой. Однако такая корреляция может быть обусловлена также избытком квантов с длиной волны $\lambda \ll 228$ Å.

Эффективная длина волны таких квантов может быть существенно короче 228 Å, что следует из корреляции между величиной D_{228} и

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ
ТУМАННОСТЕЙ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ

Туман- ность NGC	I вариант				II вариант			
	F_{912}	F_{714}	F_{2284}	α	F_{912}	α'	α''	α'''
1	2	3	4	5	6	7	8	9
40	4.8-24	5.6-25	8.8-25	-2.3	9.9-24	-6.1	-1.0	-1.0
1535	1.1-24	2.6-25	4.8-26	-0.48	1.1-24	-0.30	-4.5	+0.10
2392	1.4-24	2.0-25	2.5-25	-0.84	7.7-25	-1.1	-10:	+0.10
2452	3.2-25	8.9-25	3.5-26	-0.34	3.8-25	-0.90	-3.0	+0.10
272	7.0-25	3.0-26	1.6-25	-0.78	1.5-24	-5.7:	-3.6:	0:
287	1.4-24	3.4-25	9.9-26	-0.27	1.5-24	-0.50	-3.7	+0.20
3132	1.8-24	4.9-25	1.4-25	-0.75	1.8-24	-0.65	-3.5	0
3211	4.3-25	5.8-26	9.9-26	-0.76	1.2-24	-5.5	0	0
3242	4.6-24	6.0-25	5.3-25	-0.84	7.1-24	-2.4	-2.1	-0.20
3587	9.9-25	2.3-25	5.1-26	-0.46	1.0-24	-0.60	-4.1	+0.10
3918	3.9-24	1.1-24	4.0-25	-0.32	4.3-24	-0.60	-3.3	+0.20
4361	2.2-24	2.0-25	1.9-25	-1.5	4.2-24	-4.4	-2.4	+0.20
5315	3.4-24	8.9-25	1.4-25	-0.91	3.1-24	-0.50	-3.8	-0.50
6210	2.2-24	7.3-25	3.3-26	-0.34	1.9-24	+0.25	-3.6	-2.1
6543	8.7-24	1.6-24	1.3-25	-1.8	6.2-24	-0.40	-6.0	-0.15
6565	3.3-25	7.0-26	1.2-26	-0.68	3.2-25	-0.55	-4.8	+0.20
6572	8.0-24	2.3-24	1.7-25	-0.29	7.4-24	-0.10	-3.4	-1.4
6629	1.7-24	5.7-25	0	-0.61	1.6-24	-0.45	-2.8	-10:
6644	3.7-25	1.3-25	2.4-26	+0.01	4.1-25	-0.32	-2.8	-0.32
6741	1.9-25	5.2-26	1.7-26	+0.04	1.8-25	+0.05	-3.8	+0.65
6751	5.1-25	2.9-25	8.5-26	-1.8	3.9-25	-0.85	-0.95	-2.2
6778	6.2-25	1.7-25	2.3-26	-0.60	5.8-25	-0.40	-3.6	-0.65
6818	1.1-24	1.6-25	2.5-25	-0.89	2.4-24	-4.5	-0.80	+0.20
6826	2.5-24	8.0-25	1.8-27	-0.50	2.5-24	-0.50	-2.8	-10:
6853	1.4-23	3.0-24	2.0-24	-1.2	1.7-23	-2.0	-2.6	+0.10
6886	1.1-24	3.2-25	1.0-25	-0.01	1.2-24	-0.30	-3.8	+0.60
6891	1.3-24	3.0-25	1.2-25	-1.3	1.8-24	-2.6	-1.6	-0.90
7009	5.2-24	1.5-24	2.3-25	-0.43	5.2-24	-0.40	-3.5	-0.40
7026	2.6-24	5.6-25	1.8-25	-0.93	2.2-24	-0.55	-5.5	+0.60
7027	2.2-23	5.9-24	1.4-24	+0.55	2.6-23	0	-4.1	+0.77
7662	4.0-24	7.1-25	6.5-25	-0.95	6.8-24	-3.2	-2.1	+0.30
IC 351	3.4-25	6.6-26	4.0-26	-0.92	5.0-25	-2.4	-2.7	+0.15
418	1.4-23	3.1-24	1.7-25	-0.91	1.4-23	-0.65	-6.2	+0.15

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
2003	2.0—25	3.0—26	4.4—26	—1.6	2.3—25	—2.2	—4.2	+0.65
2165	1.6—24	3.2—25	2.4—25	—0.75	2.3—24	—2.3	—2.5	+0.32
2448	4.2—25	8.4—26	5.3—26	—0.89	5.6—25	—1.9	—4.1	+0.60
3568	6.3—52	5.4—26	1.6—26	—1.1	5.9—25	—0.80	—10:	+1.0:
4593	9.2—25	2.2—25	4.3—26	—1.1	9.2—25	—1.0	—3.6	—0.45
5217	2.5—25	6.2—26	8.4—27	—0.41	3.0—25	—0.75	—5.8	+0.80
320	8.6—26	2.8—26	9.3—28	—0.36	7.5—26	+0.10	—3.8	—2.8
900	2.2—25	4.9—26	2.9—26	—0.18	2.7—25	—0.95	—3.8	+0.65
+30°	6.5—24	1.1—24	4.2—25	—1.4	8.1—24	—2.3	—3.5	0

Примечание. $4.8-24 = 4.8 \cdot 10^{-24}$; : — соответствующие значения определены неуверенно.

отношением ионов O^{++}/H^+ (рис. 1). Как видно из рисунка, с увеличением D_{228} отношение O^{++}/H^+ резко падает. Такую обратную корреляцию можно объяснить только переходом атомов O^{++} и O^{3+} в более высокие стадии ионизации по мере увеличения числа ионизирующих фотонов. Отсюда следует, что избыток коротковолнового излучения может образовываться за счет очень жестких квантов с энергией $\sim 77-113$ эВ или с $\lambda 160-110$ А. В этом случае нет оснований считать, что избыток излучения с λ короче 228 А локализован сразу же за $\lambda 228$ А.

Неопределенность, к сожалению, остается: какой из двух вариантов распределения энергии в спектре излучения ядер за $\lambda 912$ А имеет место в действительности? Сейчас трудно отдать предпочтение какому-нибудь из них. Выбор может быть сделан только после сравнения теоретического спектра, вычисленного для конкретной туманности и содержащего интенсивности линий для как можно большего числа химических элементов, с наблюдаемым спектром этой туманности. Расчет интенсивностей линий должен быть выполнен для двух вариантов распределения энергии ядра в L_c -области, представленных в табл. 1. Предпочтительнее будет тот вариант, который покажет лучшее согласие с наблюдениями.

4. *Эффективные температуры ядер.* Ядра планетарных туманностей являются горячими звездами, максимум излучения которых приходится на L_c -диапазон. Естественно, доля этого излучения доминирует в общем излучении звезды и, следовательно, определяет ее эффективную температуру по потоку энергии. Для определения $T_{\text{эф}}$ мы использовали данные о наблюдаемом оптическом и УФ-излучении ядер из работ [17] и [18]. Потоки излучения конкретных звезд в диапазоне $\lambda > 912$ А приведены в [17].

Значения F_* для $\lambda < 912 \text{ \AA}$ вычислены нами по данным табл. 1. В результате найден общий поток излучения ядер, который, наряду с его составляющими $F_{\lambda > 912}$ и $F_{\lambda < 912}$, приведен в табл. 2. Там же приведены значения $T_{\text{эфф}}$ полученные нами, также $T_{\text{эфф}}$ из работы [17]. При вычислении $T_{\text{эфф}}$ мы использовали те же значения радиусов ядер и расстояний до туманностей, что и авторы работы [17].

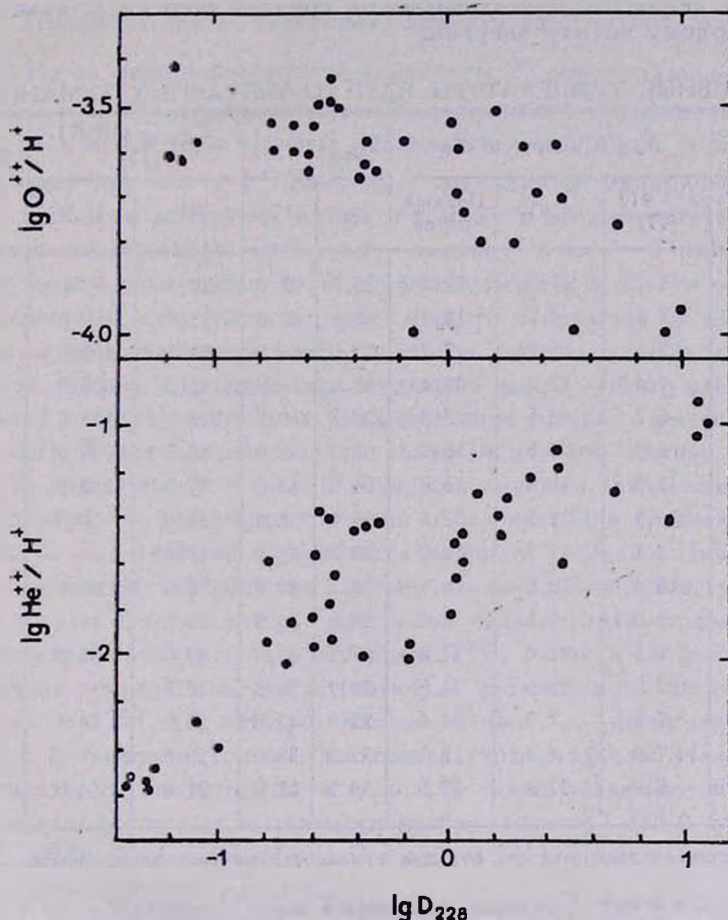


Рис. 1. Связь между величиной скачка у $\lambda 228 \text{ \AA}$ в излучении ядра (горизонтальная ось) и наблюдаемым относительным (по отношению к H^+) количеством ионов O^{++} и He^{++} в туманности.

Как видно из табл. 2, согласие вычисленных нами и приведенных в [17] значений $T_{\text{эфф}}$ (эффективных по потоку) хорошее почти для всех ядер. Это говорит о том, что чернотельное представление потока излучения ядер за $\lambda 912 \text{ \AA}$ с помощью занстровских температур $T_*(\text{H})$ и $T_*(\text{He})$, принятое в [17] для определения $T_{\text{эфф}}$, является приемлемым, несмотря на существенное отличие распределения энергии в этом диапазоне спектра от чернотельного.

Сравнение $T_{эф}$ с соответствующими значениями занстровских температур, взятых из [17], показало, что при $T_* < 60000 \text{ K}^\circ$ $T_{эф}$ согласуется с $T_*(\text{HI})$, а при более высоких температурах $T_{эф}$ равно среднеарифметическому значению от $T_*(\text{HI})$ и $T_*(\text{HeII})$. Полностью отсутствует корреляция $T_{эф}$ с температурами, найденными методом энергетического баланса. В этом нет ничего неожиданного, так как последние являются эффективными по средней энергии L_c -кванта, а не по суммарному потоку энергии.

Таблица 2

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Туман- ность NGC	F_* (10^{-9} эрг/см ² с [*])			$T_{эф}$ (10^3 K)		$T_{занстр.}$ (10^3 K) [17]		$T_{ин.}$ бал. 10^3 K [16]
	$\lambda > 912$ [17]	$\lambda < 912$	Полный поток		[17]	HI	HeII	
40	5.7	17.0	22.7	25.7	27.0	27.5	—	32.9
1535	7.5	7.2	14.7	40.1	40.0	35.0	69.0	67.0
2371	2.1	5.1	7.2	77.0	86.0	48.0	102.0	67.8
3242	7.4	32.0	39.4	53.6	50.0	45.5	86.0	59.0
3587	0.2	7.1	7.3	129.3	118.0	116.0	118.0	—
4361	6.9	9.8	16.7	67.7	65.0	42.5	98.0	—
6210	3.3	11.3	15.0	51.0	48.0	47.5	62.0	—
6543	10.3	22.3	32.6	38.9	38.0	39.0	59.0	—
6621	3.1	7.1	10.2	30.2	37.5	37.0	—	—
6826	16.4	10.5	26.9	34.1	34.0	32.0	59.0	37.3
6891	3.0	6.6	9.6	36.8	36.5	32.5	—	39.5
7662	6.6	41.0	47.6	47.1	48.0	42.0	86.5	96.0
IC 418	22.0	49.5	71.5	29.2	29.5	35.0	—	29.7
3568	2.9	1.7	4.6	33.9	47.0	50.0	64.5	51.2
4593	7.9	4.2	12.1	33.2	33.5	29.5	—	—
BD+30°	9.9	27.1	37.0	30.2	31.0	31.0	64.0	30.6

* Величина потока отнесена от ядра туманности на расстояние Земли.

5. *Обсуждение.* Сравним найденный нами L_c -спектр ядер с соответствующими данными других авторов, а также с имеющимися УФ- и оптическими наблюдениями и обсудим вопрос об эффективных температурах этих звезд.

Из известных нам исследований L_c -спектра ядер планетарных туманностей наибольший интерес представляет работа [9]. В ней приводятся вычисленные для 10 ядер потоки F_* на пороговых частотах непрерывного поглощения ионов C, N, O, Ne, Ar и S. Для каждого из этих ядер имеется 5—8 значений F_* на соответствующих частотах ν_0 , что дает хорошее представление об их непрерывном спектре за $\lambda < 912 \text{ A}$. Потоки, относя-

щиеся к поверхности звезды, находились в результате расчета ионизационной структуры туманностей и дальнейшего сравнения вычисленной ионизации разных элементов с наблюдаемой. При этом согласовывались и другие вычисленные параметры туманностей с наблюдаемыми. Поток на самой короткой длине волны λ 128 Å находился из отношения ионов $\text{Ne}^{3+}/\text{Ne}^{4+}$. Все расчеты и наблюдения относятся к внутренним частям туманности, где $\tau_{L_c} \ll 1$. Предполагалась степенная зависимость потока от частоты $F_\nu \sim \nu^\alpha$. Из-за неопределенности α расчеты F_ν проводились для $\alpha = -1$ и $\alpha = -3$ (α предполагалось одинаковым в области спектра от λ 912 Å до λ 50 Å). При $\alpha = -3$ значения F_ν примерно в 2—3 раза больше, чем при $\alpha = -1$. Заметим, что наклон эмпирического L_c -спектра при этом оставался одним и тем же и не соответствовал принятому при вычислениях исходному наклону с $\alpha = -1$ или $\alpha = -3$.

Результаты, полученные в [9], интересны еще и в другом отношении: для большинства ядер вычисленный L_c -спектр отличается от планковского сильным несоответствием между наклоном спектра и величиной потока на λ 912 Å. На рис. 2 сравнивается найденный нами L_c -спектр ядер (сплошная линия) с соответствующим распределением энергии, вычисленным в [9] (точки). Точками представлены значения потоков, снятые из рис. 2 статьи [9] для случая $\alpha = -3$. Сплошными линиями изображены два варианта спектра — с гелиевыми скачками и без них. При сравнении совмещался поток F_{912} , который определяется наиболее уверенно. Пунктирными кривыми показаны планковские кривые, наилучшим образом удовлетворяющие точкам. Около каждой пунктирной кривой справа указана цветовая температура черного тела в единицах 10^3 K, рядом в скобках приведена яркостная температура, соответствующая наблюдаемому потоку в УФ-области ($\lambda \simeq 1550$ Å), который весьма близок к вычисленному для λ 912 Å. В большинстве случаев эти температуры различны. Наконец, следует отметить, что расчеты Нетте и др. [9] также указывают на присутствие в спектре некоторых ядер эмиссионного скачка на λ 228 Å (см. туманности IC 2003 и NGC 6543 на рис. 2 в работе [9]). Причина, приводящая к такому скачку, уже обсуждалась.

Из всех рассмотренных нами туманностей для 21 имеются УФ-наблюдения ядер в диапазоне $\lambda\lambda$ 3000—1550 Å [3]. Кроме того, для 7 ядер имеются еще и наблюдения их непрерывного спектра в видимом диапазоне длин волн [18]. И оптические, и УФ-наблюдения исправлены за межзвездное поглощение. УФ-наблюдения исправлялись нами согласно избыткам цветов $E(B-V)$, приведенным в [17], и кривой зависимости поглощения от λ , приведенной в работе Ситона [27].

Сопоставление наблюдаемой области спектра с вычисленной в L_c -диапазоне не представляет труда, поскольку все потоки выражены в абсолют-

ных единицах и приведены к расстоянию от туманности до Земли. Таким образом, для 21 ядра изученная область спектра охватывает диапазон λ от 3000 Å до 100 Å, из них для 7 ядер этот диапазон включает и видимую область.

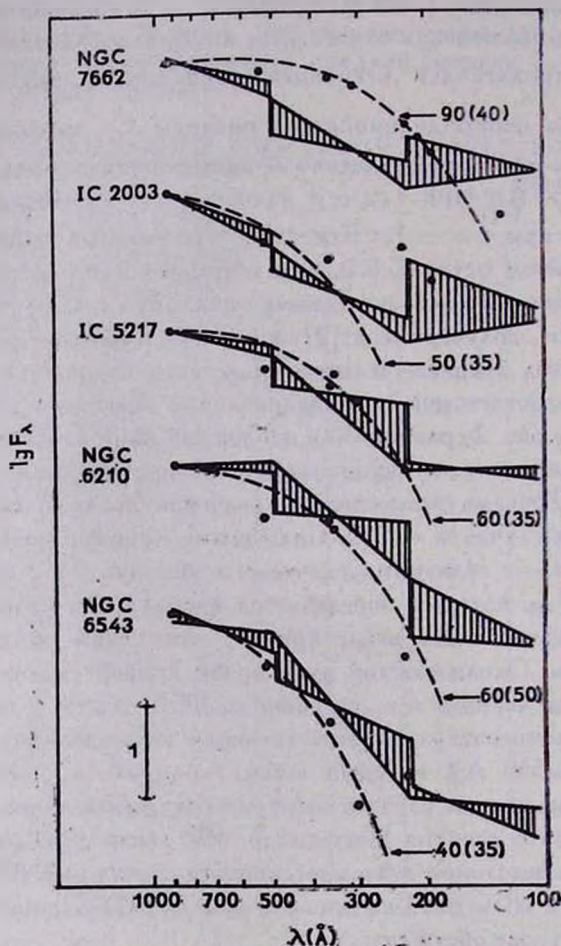


Рис. 2. Сравнение распределения энергии в спектре излучения ядер за лаймановским пределом. Сплошная линия — распределение, полученное нами для двух вариантов (I и II). Точки и пунктирные кривые — распределение энергии, полученное в работе [9].

Анализ кривых распределений энергии для всех этих ядер показывает, что для 17 звезд поток F_{912} сразу за лаймановским пределом такой же или меньше, чем наблюдаемый поток на λ 1550 Å. В 10 случаях не наблюдается заметного скачка на λ 912, в 4 случаях он не превышает 0.3 в

логарифме и только в IC 4593, IC 3568 и NGC 2392 он составляет 0.6 в логарифме. В туманностях NGC 3132, 3587, 6543 и 6853 вычисленный по нашей методике поток F_{912} больше наблюдаемого F_{1550} . Реальность такого положительного лаймановского скачка, так же, как и положительного скачка на λ 228 А, сомнительна и поэтому требует доказательства. Здесь мы только отметим, что положительный скачок у λ 912 А может быть результатом недоисправления УФ-потокa за межзвездное поглощение. Для того, чтобы поднять наблюдаемую УФ-область спектра до уровня величины F_{912} требуется увеличить $E(B-V)$ на 0.1—0.15. Что касается нормального (абсорбционного) лаймановского скачка, то, как уже отмечалось, из 21 ядра перепад яркости больше чем в два раза наблюдается только в 3 ядрах. Сравнительно малый процент спектров с таким скачком ($\sim 1/7$ часть) говорит о том, что большинство туманностей действительно являются оптически толстыми в L_c -диапазоне.

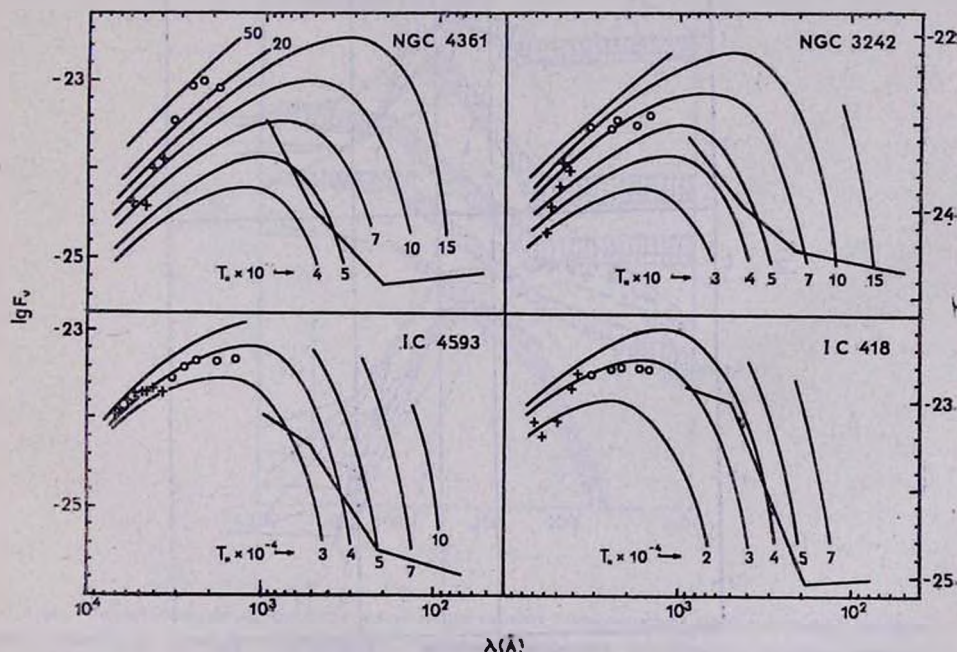


Рис. 3. Сопоставление полученного нами распределения энергии в диапазоне с наблюдаемым потоком в видимом [18] и ультрафиолетовом [3] диапазонах спектра. Кривые линии — излучение абсолютно черного тела при разных температурах с радиусом, равным радиусу звезды.

На рис. 3 показано сопоставление найденного нами спектра ядер четырех планетарных туманностей с их наблюдаемым спектром в УФ и оптической областях, охватывающих диапазон от 1550 А до 6800 А, [3, 18]. Согласно спектров в области их стыковки вблизи λ 1000 А, как видно, хорошее. Между тем, на двух верхних рисунках ни один из отдельных участ-

ков спектра ядра, ни тем более весь его спектр, нельзя описать излучением абсолютно черного тела с одной температурой (кривые линии). На нижних рисунках (IC 4593 и IC 418) оптическое УФ- и L_c -излучение (912—504 Å) ядра, по-видимому, можно представить планковской функцией с температурой $T_* \approx 30$ —40 тысяч градусов. Любопытно, что характер поведения L_c -спектра (наклон) сразу за лаймановским скачком на верхних и нижних рисунках существенно различается. Это особенно хорошо видно на рис. 4, на котором спектры сгруппированы по характеру наклона в видимой и L_c -областях.

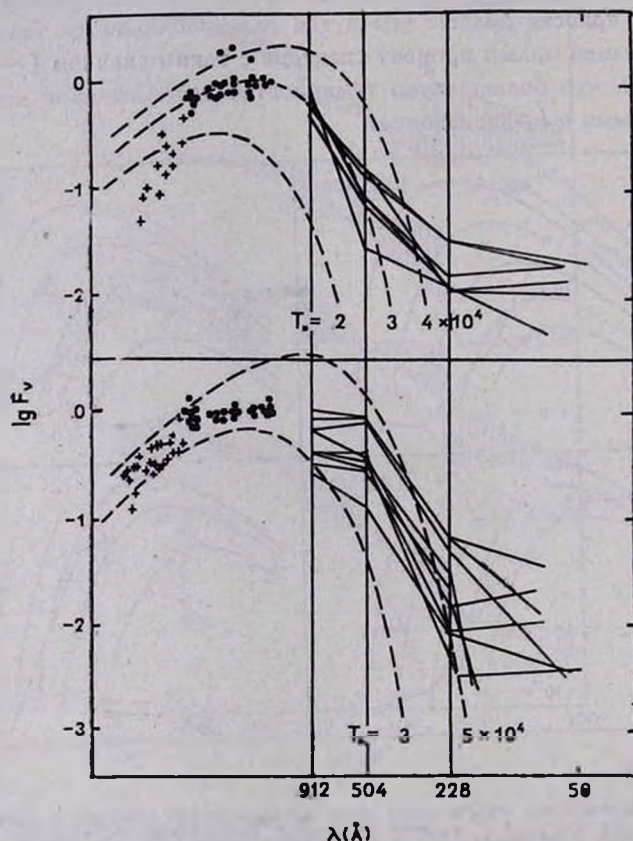


Рис. 4. То же, что на рис. 4, только для всех туманностей, имеющих оптические и ультрафиолетовые наблюдения потоков. Ультрафиолетовые области спектра совмещены. Спектры сгруппированы по характеру наклона у видимой и L_c -областях. Пунктирные кривые — излучение абсолютно черного тела при разных температурах.

В спектрах ядер, показанных на верхней части рис. 4, наблюдается крутой подъем континуума от видимой области в сторону ультрафиолета и крутой спад его за λ 912 Å. В то же время умеренный подъем спектра

в видимой и УФ-областях сочетается с медленным спадом потока в области 912—504 А.

Таким образом, отклонение в излучении ядер планетарных туманностей от чернотельного является реальным, а в ряде случаев существенным не только в L_c -диапазоне, но и в видимой области. Возможно, этим объясняется имеющееся различие температур ядер, полученных разными способами: в каждом из методов используется отдельная область спектра, а не весь спектр.

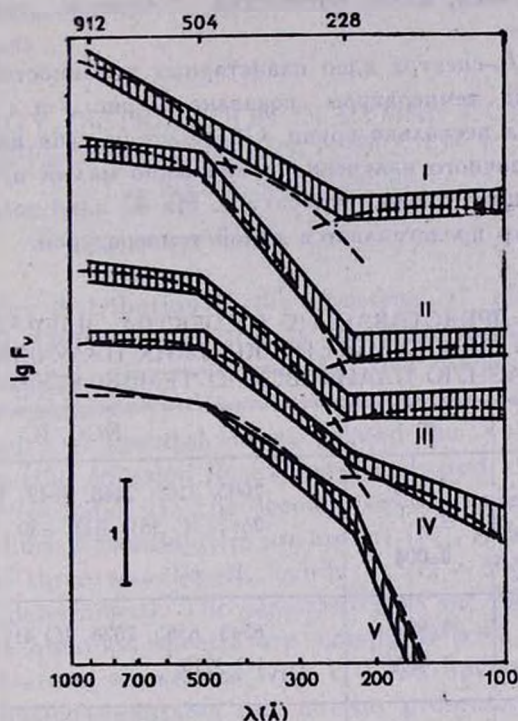


Рис. 5. Композиция L_c -спектра ядер планетарных туманностей из нескольких источников, имеющих разную температуру. Римскими цифрами обозначены группы туманностей, приведенные в табл. 3.

Легко заметить, что во всех случаях, в которых наряду с вычисленным L_c -спектром имеются УФ-наблюдения ядер, распределение энергии в общем спектре таково, что максимум излучения находится вблизи $\lambda\lambda$ 2000—1500 А. Такое постоянство хорошо согласуется с яркостной занстровской температурой (или температурой, определяемой по потоку $F_{\text{из}}$), которая для всех ядер приблизительно одинакова и равна 30—40 тыс. град. Несмотря на это, аппроксимация ширины максимума, или общего вида спек-

тра от 7000 Å до 228 Å одной планковской кривой невозможна (см. рис. 3).

Еще большие трудности мы встречаем при интерпретации излучения в области λ короче 228 Å, которое, по всей вероятности, очень медленно падает с частотой и тянется вплоть до мягкого рентгена. Судя по показателю спектра α'' цветовая температура излучения в этом диапазоне длин волн превышает 100 тыс. град. Несоответствие между слабым потоком и столь высокой температурой можно объяснить большой дилуцией излучения, наличием мелких горячих пятен на поверхности звезды, сильно нагретым верхним слоем, малой оптической толщиной, звездным ветром и т. д.

Комбинация L_c -спектра ядер планетарных туманностей из нескольких источников разной температуры показана на рис. 5 и в табл. 3, где все ядра разделены на несколько групп. Обращает на себя внимание высокая температура добавочного излучения и ничтожно малый процент поверхности звезды, имеющий такую температуру. Из 42 ядер только в двух случаях весь L_c -спектр представляется одной температурой.

Таблица 3

ПРИБЛИЖЕННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ L_c -СПЕКТРА ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ В ВИДЕ СУММЫ НЕСКОЛЬКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ, ИМЕЮЩИХ РАЗНУЮ ПЛАНКОВСКУЮ ТЕМПЕРАТУРУ

Группа	T_* (K)	%	NGC, IC
I	40000 70000 350000	96.996 3 0.004	2003, 2165, 2448, 3242, 4361, 6853, 7662, IC 351, BD +30
II	50000 350000	99.997 0.003	6543, 6565, 7026, IC 418, IC 3568, IC 5217
III	60000 350000	99.97 0.03	1535, 2452, 2867, 3132, 3587, 3918, 5315, 6644, 6741, 6881, 7009, 7027 IC 4593, J 900
IV	70000 200000	99.8 0.2	6210, 6572, 6778, J 320
V	70000	100%	6629, 6826

Примечание. В третьей колонке указана доля поверхности звезды с данной температурой (в процентах от общей поверхности).

В заключение отметим, что найденное нами распределение энергии в спектре излучения ядер за лаймановским скачком может быть использовано в качестве первого приближения при построении фотоионизационных моделей свечения планетарных туманностей.

Авторы благодарят Б. И. Гнатыка и Б. С. Новосядлого за полезные замечания, сделанные ими при обсуждении этой работы.

Львовский государственный
университет
Крымская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY DISTRIBUTION IN LYMAN CONTINUUM AND THE EFFECTIVE TEMPERATURES OF PLANETARY NEBULAE NUCLEI

V. V. GOLOVATY, V. I. PRONIK

The energy distribution in the spectrum of planetary nebulae in the wavelength region λ 912—30 Å is obtained. The methods of L_c spectrum computation is discussed and the two versions of solving this problem are considered. The first version corresponds to a supposition on the similiarity of spectral slopes beyond the hydrogen and helium discontinuities (the emission fluxes were evaluated at λ 912, λ 504, λ 228 Å and a spectral index α). The second version corresponds to a supposition that helium discontinuities are absent (F_{912} Å and a spectral index in each of the three wavelength bands λ 912—504 Å, λ 504—228 Å, $\lambda < 228$ were determined). The plausibility of the two versions is being discussed. The obtained spectra are compared with the corresponding data from literature, as well as with UV and optical spectra. It is noted that the nucleus emission can not be presented by a Plank curve with a homogeneous temperature. The effective temperatures of nuclei have been found and compared with the data obtained by other authors.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Хромов. Планетарные туманности, Наука, М., 1986.
2. С. Р. Потташ, Планетарные туманности, (пер. с англ. под ред. Е. Б. Костяковой), М., 1987.
3. S. R. Pottasch, P. Wesselius, C. —C. Wu, H. Flsten, R. van Duijnen, *Astron. and Astrophys.*, 62, 95, 1978.
4. S. Adams, M. Y. Barloy, IAU Symp. № 103, Planetary Nebulae, 1983, p. 343.

5. *M. Cerruty-Sola*, IAU Symp. № 103, Planetary Nebulae, 1983, p. 343.
6. *J. Vernazza, E. Reeves*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 37, 485, 1978.
7. *R. Mallin, S. Bowyer, G. Basr*, Astrophys. J., 262, 717, 1982.
8. *R. H. Mendez, R. P. Kudritzki, K. P. Simon*, IAU Symp. № 103, Planetary Nebulae, 1983, p. 343.
9. *A. Natta, S. Pottasch, A. Preile-Martinez*, Astron. and Astrophys., 84, 284, 1980.
10. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, Межзвездная среда, Наука, М., 1963.
11. *В. И. Проник*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 32, 155, 1964.
12. *В. В. Головатый*, Астрофизика, 27, 65, 1987.
13. *D. E. Osterbrock*, Astrophysics of Gaseous Nebulae. San Francisco, 1974.
14. *В. В. Головатый*, Письма в Астрон. ж., 13, № 7, 589, 1987.
15. *J. Kaler*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 517, 1976.
16. *A. Preile-Martinez, J. Pottasch*, Astron. and Astrophys., 126, 31, 1983.
17. *S. Pottasch, P. Wessellus, C. -C. Wu, H. Fieten, R. van Dulmen*, Astron. and Astrophys., 62, 95, 1978.
18. *J. de Freitas Pacheco, S. Codina, L. Viadana*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 220, 107, 1986.
19. *J. Kaler, L. Aller, S. Czyzak*, Astrophys. J., 203, 636, 1976.
20. *J. Kaler, L. Aller, S. Czyzak, H. Epps*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 163, 1976.
21. *L. Aller, S. Czyzak*, Proc. Nat. Sci. USA, 75, 1, 1978.
22. *T. Barker*, Astrophys. J. 219, 514, 1978.
23. *G. Shields, L. Aller, S. Key s, S. Czyzak*, Astrophys. J., 248, 569, 1981.
24. *L. Aller*, Astrophys. Sci., 83, 225, 1982.
25. *L. Aller*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 51, 211, 1983.
26. *D. Husfeld, R. Kudritzki, K. Simon, R. Glegg*, Astron. and Astrophys., 134, 139, 1984.
27. *M. Seaton*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 187, 73, 1979.

УДК: 524.33—43—655

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ АККРЕЦИОННОЙ КОЛОННЫ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ И СПЕКТР ЕЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

И. Л. АНДРОНОВ

Поступила 18 сентября 1989

Принята к печати 20 ноября 1989

Получены аналитические соотношения, описывающие характеристики излучения аккреционных колонн как функции оптической толщины τ вдоль луча зрения, проходящего через ось колонны. Показано, что, в отличие от моделей колонны с резкой границей, при монотонном уменьшении плотности с расстоянием от оси, «эффективный радиус» колонны зависит от τ даже при $\tau \gg 1$. Этот эффект приводит к существенным изменениям в поляризации и спектре выходящего излучения. Рассчитан ряд моделей с характерными для звезд типа AM Геркулеса значениями параметров.

1. Введение. Звезды типа AM Геркулеса выделяются среди других катаклизмических переменных наличием сильного магнитного поля белого карлика, управляющего движением истекающей из оболочки невырожденного спутника плазмы. Вблизи магнитного полюса белого карлика образуется аккреционная колонна, являющаяся доминирующим источником излучения в широком диапазоне длин волн от ближней ИК-области до жесткого рентгеновского диапазона [1—6]. Одной из характерных особенностей этих объектов является поляризация их излучения [7]. В последнее время был проведен ряд исследований спектров и поляризации излучения аккрецирующей плазмы в магнитном поле (см., например, [8—10]). Так, при низких температурах плазма излучает, в основном, на циклотронной частоте. С повышением температуры возрастает вклад более высоких гармоник. Павлов, Митрофанов и Шибанов [11] показали, что для реальных условий излучающая область может не быть оптически тонкой не только на частотах, кратных циклотронной, но и на промежуточных. Они получили соотношения для коэффициента поглощения обыкновенной и необыкновенной волн, обобщающие приближения для холодной [12] и бесстолкновительной [13] плазмы.

Рассматриваемые обычно в литературе приближения получены для однородной плазмы, имеющей конфигурацию цилиндра [14] и однород-

ного плоского слоя [11, 15]. Однако в реальной аккреционной колонне концентрация электронов уменьшается при удалении от оси, следовательно интенсивность выходящего излучения зависит от расстояния между лучом зрения и осью колонны, и поэтому необходимо интегрирование по площади проекции колонны на небесную сферу.

В данной работе рассматривается излучение изотермической аккреционной колонны в магнитном поле с учетом неоднородности концентрации электронов в перпендикулярном ее оси направлении. Данный эффект приводит к существенному изменению теоретических расчетов поляризации [16] и спектров [17], и его необходимо учитывать.

2. *Расчет оптической толщины и эффективного радиуса аккреционной колонны.* Введем систему координат таким образом, чтобы ось OZ была направлена вдоль оси колонны, а координатная плоскость XOZ проходила через наблюдателя. Предположим, что концентрация электронов $n(x, y, z)$ изменяется согласно закону нормального распределения в двумерном случае:

$$n(x, y, z) = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 l^2(z)}\right), \quad (1)$$

где $n_0 = n(0, 0, z)$ — концентрация электронов на оси колонны, $l(z)$ — характерная ширина колонны на высоте z . Выбор этого приближения удовлетворяет требованиям непрерывности функции и ее производных, а также интегрируемости по всей числовой оси. С физической точки зрения это отражает распределение потока массы через единицу поверхности вблизи внутренней точки Лагранжа в случае, если магнитная ось и линия центров коллинеарны [18]. Здесь мы также предположили, что колонна аксиально симметрична. Если коэффициент поглощения степенным образом зависит от плотности: $\mu = \mu_0 (n/n_0)^m$, то оптическая толщина вдоль луча зрения

$$\tau(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu dx = \frac{(2\pi)^{1/2}}{m^{1/2} \sin \alpha} \mu_0 l \cdot \exp\left(-\frac{my^2}{2 l^2}\right). \quad (2)$$

Эта величина является также функцией частоты излучения ω , угла между осью колонны и направлением на наблюдателя α и расстояния до центра замагниченной звезды, связанного с координатой z . Интенсивность излучения в каждой из нормальных мод определится из соотношений:

$$J_j(y) = \frac{B_\omega(T)}{2} (1 - \exp(-\tau_j)), \quad (3)$$

где

$$B_{\omega}(T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^3 c^3} \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

— функция Планка, которая является функцией источников при $v_e \gg v_r$.
Здесь

$$v_e = 3.1 \cdot 10^{-8} n_{16} T^{-3/2} B_8^{-1} [5.1 + \ln(T_6/B_8) - \ln(\omega/\omega_B)] \quad (4)$$

— эффективная частота электронно-ионных столкновений, n_{16} — электронная концентрация в единицах 10^{16} см^{-3} , T_6 — температура в 10^6 К , B_8 — напряженность магнитного поля в 10^8 Гс , $v_r(\omega) = 2\omega^2 e^2/3 m c^3$ — частота радиационного затухания, e и m — соответственно заряд и масса электрона, c — скорость света [11].

Для вычисления коэффициента поглощения для обыкновенной и необыкновенной волн использовалось соотношение [11]:

$$\begin{aligned} \mu_j(\omega, \alpha) = & \frac{\omega_p^2}{4c\omega} \left[\frac{(v_e + v_r)\omega}{(\omega + \omega_B)^2} \left(1 + \cos^2 \alpha \pm \frac{q \sin^2 \alpha - 2 \cos \alpha}{(1 + q^2)^{1/2}} \right) + \right. \\ & \left. + 2 \frac{v_e + v_r}{\omega} \left(1 \mp \frac{q}{(1 + q^2)^{1/2}} \right) \sin^2 \alpha + \right. \\ & \left. + \frac{\pi^{1/2}}{\beta(\cos \alpha)} \left(1 + \cos^2 \alpha \pm \frac{q \sin^2 \alpha + 2 \cos \alpha}{(1 + q^2)^{1/2}} \right) \sum_{s=1}^{\infty} \left(\frac{\beta \omega \sin \alpha}{2\omega_B} \right)^{2s-2} \times \right. \\ & \left. \times \frac{s^2}{s!} \operatorname{Re}(W(z_s)) \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где $\omega_B = eB/mc$ — циклотронная круговая частота, $\omega_p = (4\pi n e^2/m)^{1/2}$ — частота плазменных колебаний,

$$\beta = (2kT/mc^2)^{1/2}, \quad q = (\sin^2 \alpha / 2 \cos \alpha) \cdot (\omega_B/\omega), \quad v_1 = \omega_B \beta |\cos \alpha|,$$

$$v_D = s \cdot v_1, \quad z_s = x_s + iy_s = \frac{\omega - s\omega_B}{v_D} + i \frac{v_e + v_r}{v_D},$$

$$W(z_s) = e^{-z_s^2} \cdot \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{z_s} e^{z^2} dz \right).$$

При $|\omega - \omega_B| < v_D$ и $v_D \gg v_e + v_r$ для обыкновенной волны использовалось соотношение [11]:

$$\mu_2 = \frac{2\omega_p^2}{c\omega} \frac{1}{1 + \cos^2 \alpha} \left[\frac{(\nu_c + \nu_r) \omega}{(\omega + \omega_B)^2} \cos^2 \alpha + \frac{\nu_c + \nu_r}{2\omega} \sin^2 \alpha + \right. \\ \left. + \frac{\beta \cdot \sin^4 \alpha \cdot (1 + 2 \cos^2 \alpha)^2}{4\pi^{1/2} |\cos \alpha| \cdot (1 + \cos^2 \alpha)^3} \cdot \operatorname{Re} \left(\frac{1}{W(z_1)} \right) \right]. \quad (6)$$

При $|y_j| \ll 1$ и $|x_j| \leq 1$ с точностью до 1.5% справедливо соотношение

$$\operatorname{Re} (W^{-1}(z_j)) = 1 - \frac{x_j^2}{4}. \quad (7)$$

Как отмечалось выше, соотношение (3) справедливо при $\nu_c \gg \nu_r$, т. е. основной вклад в коэффициент поглощения пропорционален первой степени электронной концентрации ($m = 1$). Таким образом, поток излучения элемента аккреционной колонны высотой Δz в заданном направлении составляет на данной частоте ω

$$L_j = \frac{B_\omega(T)}{2} \sin \alpha \cdot \Delta z \cdot l(z) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} (1 - \exp(-\tau_j(y))) dy, \quad (8)$$

где $\tau_j(y)$ вычисляется по формуле (2). Здесь мы предполагаем, что физические характеристики колонны существенно не меняются с высотой на расстояниях порядка $\Delta z \approx l$, т. е.

$$\left| \frac{dn_0}{dz} \right| \cdot l \ll n_0, \quad (9)$$

$$\left| \frac{dT}{dz} \right| \cdot l \ll T.$$

Введем функции

$$F(y, \tau) = 1 - \exp(-\tau \cdot \exp(-y^2/2)), \quad (10a)$$

$$Z_0(\tau) = \int_0^{\infty} F(y, \tau) dy. \quad (10b)$$

Тогда

$$L_j = B_{\omega B}(T) \cdot l(z) \cdot \Delta z \cdot \Delta \omega \cdot I_{\omega j}, \quad (11)$$

$$I_{\omega j} = \frac{B_\omega(T)}{B_{\omega B}(T)} \cdot \sin^2 \alpha \cdot z_0(\tau_{0j}), \quad (12)$$

где $\tau_{0j} = \tau_j(0)$ — оптическая толщина вдоль луча зрения, пересекающего ось колонны, индекс j ($= 1, 2$) соответствует необыкновенной и обыкновенной волнам.

венной модом. График функции $F(y, \tau)$ показан на рис. 1. Фактически он показывает изменение видимой яркости колонны с увеличением расстояния от луча зрения до оси симметрии.

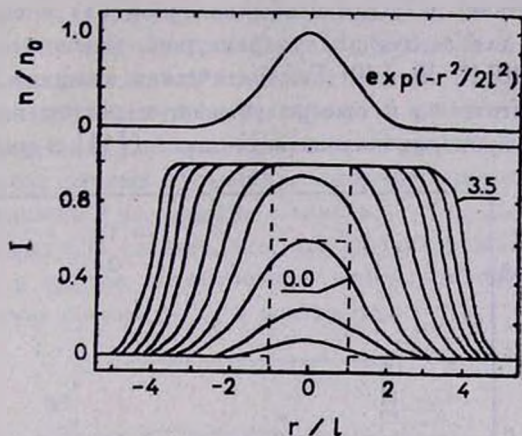


Рис. 1. Зависимость наблюдаемой яркости колонны от расстояния между лучом зрения и ее осью в случае, если концентрация электронов изменяется с расстоянием r от оси, как показано на верхней части рисунка. Кривые показаны для значений $\lg \tau_0$, меняющихся от -1.0 до 3.5 с шагом 0.5 . Пунктиром показано распределение яркости для однородного плоского слоя и $\varepsilon = 1$ и $\varepsilon \gg 1$.

Для вычисления $Z_0(\tau)$ разложим подынтегральную функцию в ряд и почленно проинтегрируем:

$$Z_0(\tau) = \int_0^{\infty} dy \sum_{s=1}^{\infty} \frac{(-1)^{s+1}}{s!} \tau^s e^{-y^2/2} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{(-1)^{s+1} \tau^s}{s! \sqrt{s}}. \quad (13)$$

Ряд, записанный в правой части соотношения (13), формально сходится при любом значении τ . Однако даже для $\tau = 10$ для получения точности 1% необходимо просуммировать 28 членов этого ряда. С ростом τ количество членов ряда, необходимых для получения заданной точности, резко возрастает, что делает нецелесообразным практическое применение разложения (13). При $\tau \geq 3$ можно использовать формулу

$$Z_0(\tau) = r_0 + 0.591 r_0^{-1} - 0.169 r_0^{-2} - 0.409 r_0^{-3}, \quad (14)$$

где $r_0 = (2 \ln \tau)^{1/2}$. Максимальная ошибка составляет 0.002 при $7 \leq \tau \leq 10$. Таким образом, домножив $Z_0(\tau_0)$ на величину характерного размера колонны l , получим значение «эффективного радиуса» т. е. такого значения радиуса, при котором светимость излучающей в данном направлении колонны с резко очерченной границей была бы равна

светимости реальной колонны с плавно меняющейся плотностью. В общем случае «эффективный радиус» зависит не только от частоты, но и от направления на наблюдателя.

3. Спектральные и поляризационные свойства модели. На рис. 2 показана зависимость τ_j и I_j для необыкновенной (1) и обыкновенной (2) волн от частоты для следующих параметров колонны: $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^6 \text{ см}$, $T = 10^7 \text{ К}$, $B = 10^8 \text{ Гс}$. Оптическая толщина максимальна на циклотронной частоте ω_B и быстро убывает с ростом номера гармоники S , а ширина пика пропорциональна величине S ([11] и цит. там лит.).

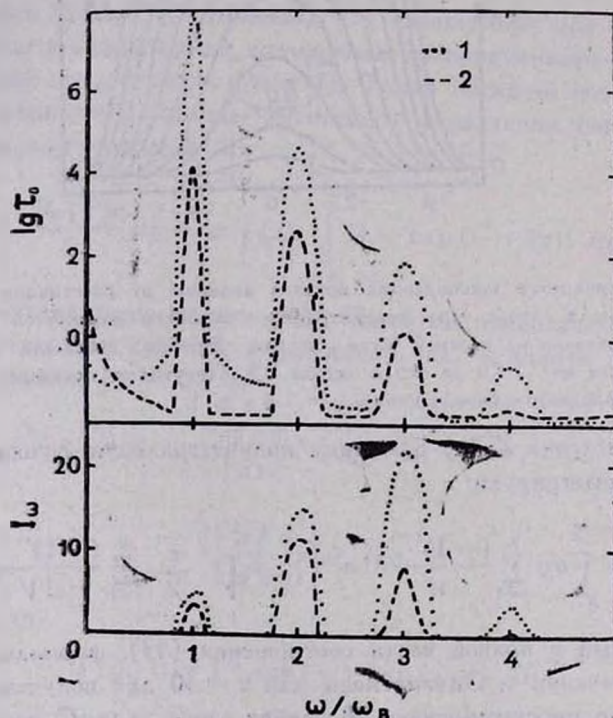


Рис. 2. Зависимость оптической толщины и потока излучения (в отн. ед.) циркулярной колонны от частоты при $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^6 \text{ см}$, $T = 10^7 \text{ К}$, $B = 10^8 \text{ Гс}$, $\alpha = 45^\circ$.

Напряженности магнитного поля 10^8 Гс соответствует излучение первой гармоники на длине волны 10710 А , максимум планковской кривой для $T = 10^{8-7} \text{ К}$ расположен в диапазоне $50\text{—}5 \text{ А}$, поэтому в рассматриваемом диапазоне частот можно пользоваться приближением Релея—Джинса:

$$B_\omega(T) = \frac{\omega^2 kT}{4\pi^3 c^2}, \quad (15a)$$

$$\frac{B_{\omega}(T)}{B_{\omega_B}(T)} = \left(\frac{\omega}{\omega_B} \right)^2 \quad (156)$$

Отсюда следует, что при одинаковом «эффективном радиусе» спектральная плотность потока пропорциональна квадрату частоты. Этим объясняется, в частности, то обстоятельство, что $I_j(2\omega_B) > I_j(\omega_B)$ (см. рис. 2).

Вследствие различного вида зависимости $Z_0(\tau)$ при больших и малых значениях аргумента, равномерное увеличение τ может привести к существенному изменению вида спектра. Например, увеличив величину l на два порядка при прочих равных условиях, получим, что излучение в континууме стало сравнимым с излучением в линиях.

Из соотношения (5) следует, что, при прочих равных условиях, оптическая толщина в центре циклотронной линии пропорциональна количеству атомов на луче зрения $n_0 l$, а в континууме $\propto n_0^2 l$.

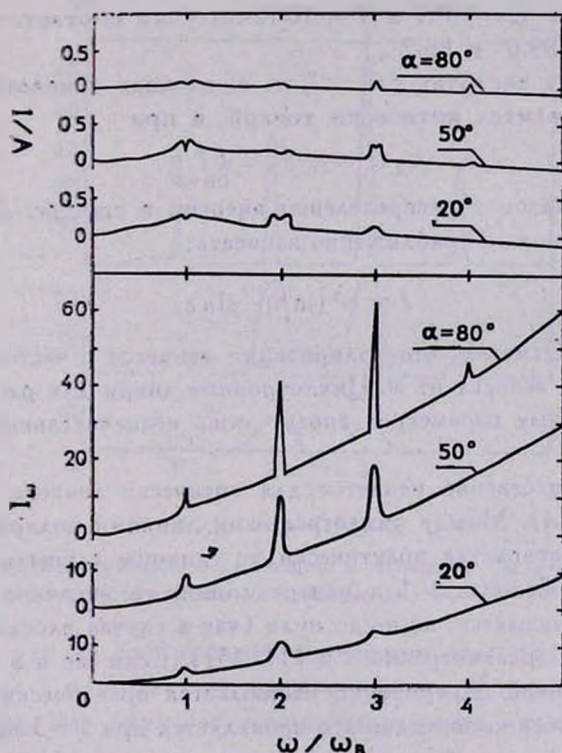


Рис. 3. Зависимость круговой поляризации и потока излучения от частоты в случае большой оптической толщины в континууме ($n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^4 \text{ см}$, $T = 10^5 \text{ К}$, $B = 10^9 \text{ Гс}$).

На рис. 3 показана зависимость круговой поляризации от частоты и спектральная плотность энергии для случая оптически толстого конти-

нумма ($n^0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^8 \text{ см}$) и различных значений угла α между осью колонны и лучом зрения. Круговая поляризация рассчитывалась по формуле [11]:

$$V/I = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} (1 + q^2)^{-1/2}, \quad (16)$$

где $q = (\sin^2 \alpha / 2 \cos \alpha) (\omega_p / \omega)$.

Граничные значения 0° и 90° не рассматривались по следующим причинам: в первом случае луч зрения параллелен оси колонны и излучение через боковую поверхность ненаблюдаемо, а во втором, в рассматриваемом приближении, циклотронные линии становятся бесконечно высокими и бесконечно узкими. Это связано с тем, что мы пренебрегли квадратичным эффектом Доплера, что допустимо лишь при $|\cos \alpha| \gg \beta$ (т. е. $0 < \alpha < \alpha_0 = \arccos \beta$). Для $T = 10^6 \text{ К}$ и $T = 10^7 \text{ К}$ получим соответственно значения α_0 , равные 89.0° и 86.7° .

На высоких частотах $\tau \propto \omega^{-2}$, т. е. начиная с некоторой частоты ω_2 , плазма становится оптически тонкой, и при

$$\omega_2 \ll \omega \ll \omega_3 = kT/\hbar \quad (17)$$

наблюдается «плато» в распределении энергии в спектре. Для оптически толстого случая можно приближенно записать:

$$I \propto \omega^2 (\ln \tau)^{1/2} \sin \alpha, \quad (18)$$

где $I = I_1 + I_2$. Отметим, что поляризация меняется с частотой даже если величина I_2/I_1 не зависит от ω . Циклотронные линии для рассматриваемых значений модельных параметров вносят лишь незначительный вклад в общую светимость.

Картина существенно меняется для оптически тонкого в континууме излучения (рис. 4). Между циклотронными линиями поляризация плавно меняется, резко возрастая практически до единицы в крыльях линии, где $\tau_1 \gg 1$, а $\tau_2 \leq 1$. Если $\tau_2 \gg 1$ в центре линии, то величина поляризации существенно уменьшается, но не до нуля (как в случае плоского слоя однородной плазмы, рассмотренного в [11, 15]). Если же и в центре линии $\tau_2 \ll 1$, то на кривой поляризации наблюдается практически горизонтальный участок. Особенно наглядно это проявляется при $\omega = 3\omega_B$ на рис. 4а, б.

Зависимость круговой поляризации и потока от угла α для частот $\omega = s\omega_B$ ($s = 1, 2, 3, 4, 5$) показана на рис. 5. При $s = 1$ поляризация монотонно уменьшается до нуля (при $\alpha = 90^\circ$); при $s = 2$ она сначала увеличивается, достигая максимума при $\alpha_{\max} = 6^\circ - 10^\circ$, а затем снова уменьшается. Положение максимума поляризации при $s = 3$ носит

явно выраженную температурную зависимость. Так, $\alpha_{\max} = 35^\circ - 40^\circ$ при $T = 10^6 \text{ K}$ и $\alpha_{\max} = 25^\circ - 30^\circ$ при $T = 10^7 \text{ K}$, независимо от n_0 (в интервале от 10^{14} до 10^{16} см^{-3}). В отличие от первых трех гармоник, при $s = 4$ при малых α поляризация отрицательна, при $T = 10^7 \text{ K}$ меняет знак при $\alpha = 27^\circ - 30^\circ$ (при $T = 10^6 \text{ K}$, $\alpha \approx 80^\circ - 85^\circ$). Поляризация меняет знак также при $s = 5$.

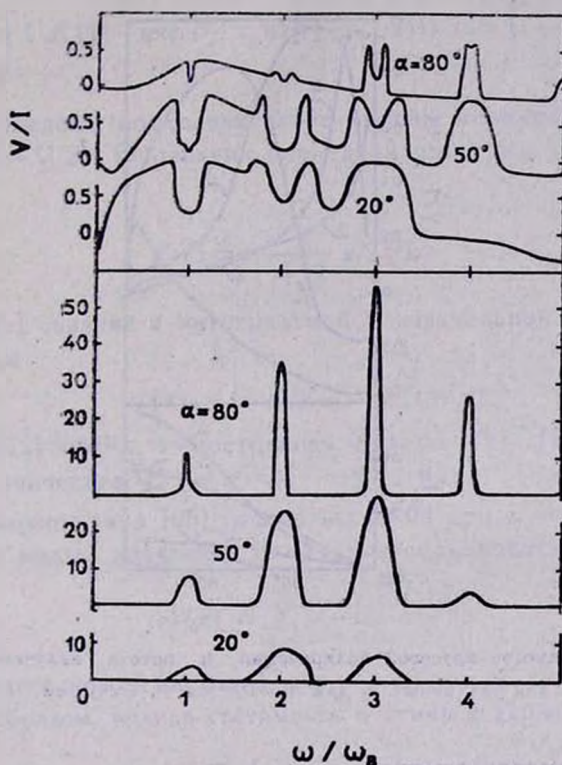


Рис. 4. Зависимость круговой поляризации и потока от частоты в случае малой оптической толщины между циклотронными линиями, для $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^8 \text{ см}$, $T = 10^7 \text{ K}$, $B = 10^8 \text{ Гс}$.

Отметим, что из соображений симметрии знак поляризации меняется при замене α на $(180^\circ - \alpha)$, но сохраняется при замене α на $(-\alpha)$. Отсюда следует, что круговая поляризация равна нулю при $\alpha = 90^\circ$.

4. Интегральное излучение в линиях. Рассмотрим интегральный поток в циклотронной линии. Определим величину

$$I = \int_{\alpha}^{\beta} I_{\omega} \frac{d\omega}{\nu_1}, \quad (19)$$

где интегрирование ведется по всему контуру линии. При $v_D' \ll \omega_B$ или, эквивалентно, $\beta s |\cos \alpha| \ll 1$) получим

$$I = \sin \alpha \cdot s^2 \int_{-\infty}^{\infty} Z_0(\tau(\omega)) \frac{d\omega}{v_1}. \quad (20)$$

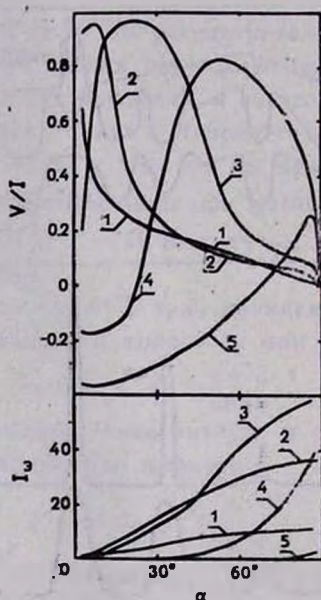


Рис. 5. Зависимость круговой поляризации и потока излучения на частотах $\omega = s\omega_B$ от угла α для различных s , для $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^8 \text{ см}$, $T = 10^4 \text{ К}$, $B = 10^8 \text{ Гс}$

При принятых предположениях

$$\tau_m = \tau_s \cdot \exp\left(-(\omega - s\omega_B)^2/v_D'^2\right), \quad (21)$$

где $\tau_s = \tau(s\omega_B)$. Вводя переменную $\lambda = 2^{1/2} (\omega - s\omega_B)/s v_1$, соотношение (19) можно привести к виду

$$I = \sin \alpha \cdot s^3 \cdot Z_1(\tau_s), \quad (22)$$

где введена функция

$$Z_1(\tau_s) = 2^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} Z_0(\tau_s \cdot e^{-\lambda^2/2}) d\lambda. \quad (23)$$

Проведем преобразования интеграла из соотношения (23):

$$\int_{-\infty}^{\infty} Z_0(\tau_s \cdot e^{-\lambda^2/2}) d\lambda = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} (1 - \exp(-\tau_s \cdot \exp(-(y^2 + \lambda^2)/2))) dy =$$

$$= \pi \int_0^{\tau_s} \zeta d\zeta (1 - \exp(-\tau_s \exp(-\zeta^2/2))) = \pi \int_0^{\tau_s} \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} d\tau, \quad (24)$$

где были проведены последовательно замены переменных: $\zeta^2 = \lambda^2 + y^2$ и $\tau = \tau_s \exp(-\zeta^2/2)$. Обозначив последний интеграл через $ei(\tau_s)$, получим

$$Z_1(\tau_s) = \frac{\pi}{\sqrt{2}} ei(\tau_s). \quad (25)$$

Функция $ei(x)$ связана с интегральной показательной функцией $Ei(x)$ соотношением

$$ei(x) = C + \ln x - Ei(-x), \quad (26)$$

где $C = 0.5772156649...$ — постоянная Эйлера [19]. При $x \gg 1$ можно пренебречь значением $Ei(-x) = -\exp(-x)(x^{-1} - x^{-2} + \dots)$ в правой части соотношения (26) точностью 0.004 при $x = 4$ и $4 \cdot 10^{-6}$ при $x = 10$. При малых значениях следует воспользоваться разложением

$$ei(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} x^n}{n! n}, \quad (27)$$

которое сходится на всей числовой оси.

Таким образом, полная светимость в линии в данной моде составляет

$$L_j = \frac{\omega_B^3 k T}{4\pi^2 c^2} \beta |\cos \alpha| \cdot l \cdot \Delta z \cdot I_j, \quad (28)$$

где

$$I_j = \sin \alpha \cdot s^3 \cdot Z_1(\tau_{sj}). \quad (29)$$

Как и следовало ожидать, $I_j \sim \tau_{sj}$ при $\tau_{sj} \ll 1$. В случае $\tau_{sj} \gg 1$ зависимость I_j от τ_{sj} , при прочих равных условиях, более сильная, чем у монохроматического излучения, что связано с уширением циклотронных линий и нелинейностью зависимости $Z_0(\tau)$.

Отметим, однако, что для обыкновенной волны при $s = 1$ необходимо воспользоваться соотношением (6). Пренебрегая излучением в континууме, получим

$$\tau_1(\omega) \approx \tau_1(\omega_B) \cdot \operatorname{Re} \left(\frac{1}{W(x_1)} \right). \quad (30)$$

Рассмотрим функцию

$$\eta(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt. \quad (31)$$

Очевидно, она будет решением дифференциального уравнения

$$\frac{d\eta}{dx} = 1 - 2x\eta \quad (32)$$

при начальном условии $\eta(0) = 0$. Решением уравнения (32) является ряд

$$\eta(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n 2^n x^{2n+1}}{(2n+1)!!}. \quad (33)$$

Несмотря на то, что он сходится на всей числовой оси, использовать его при $x \gg 1$ нецелесообразно. В этом случае можно воспользоваться разложением

$$\eta_N(x) = \sum_{n=0}^N \frac{(2n-1)!!}{2^{n+1} x^{2n+1}}. \quad (34)$$

При $N \rightarrow \infty$ эта сумма расходится для всех x , однако сумма первых четырех членов

$$\eta_{12}(x) = \frac{1}{2x} + \frac{1}{4x^3} + \frac{3}{8x^5} + \frac{15}{16x^7} \quad (35)$$

отличается от точного значения $\eta(x)$ не более, чем на 0.35% для $x \geq 2$; $\eta_2(x)$ — не более, чем на 0.5% для $x > 3$, $\eta_1(x)$ — не более, чем на 0.35% для $x \geq 4$, $\eta_0(x)$ — не более, чем на 2.1% для $x \geq 5$. Эти аппроксимации были использованы для вычисления функции

$$\operatorname{Re} \left(\frac{1}{W(x)} \right) = \frac{e^{-x^2}}{e^{-x^2} + \frac{4}{\pi} \eta^2(x)}. \quad (36)$$

При $x \leq 1$, как было отмечено выше, можно воспользоваться приближенной формулой (7). Из соотношения (36) следует, что при $x \gg 1$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{1}{W(x)} \right) \approx \pi x^2 \cdot e^{-x^2}. \quad (37)$$

Для вычисления полного потока в линии необходимо вычислить интеграл

$$Z_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} Z_0(\tau \cdot \operatorname{Re}(W^{-1}(x))) dx = 2 \int_0^{\infty} Z_0(\tau \cdot \operatorname{Re}(W^{-1}(x))) dx. \quad (38)$$

Здесь $\tau = \tau_2(\psi_{\alpha})$. Тогда $I_2 = \sin \alpha \cdot Z_2(\tau)$. Таким образом, для определения полного потока излучения в линии в данной моде достаточно определить по формулам (6) и (5) значения оптической толщины вдоль луча зрения, проходящего через ось колонны, и подставить в формулы для I_1 , а затем воспользоваться соотношением (28). Функцию $Z_2(\tau)$ можно аппроксимировать соотношениями:

$$Z_2(\tau) = 5.34 - \exp(0.07 \tau) \cdot (1 - \exp(-0.65 \tau)), \quad (39)$$

$$Z_2(\tau) = 7.64 + 5.25 \lg \tau - \frac{11}{1.97 + \lg \tau}. \quad (40)$$

Первое из этих соотношений имеет точность до 0.5% при $\tau \leq 3$ и 3% при $\tau \leq 6$; второе — 0.1% при $3 \leq \tau \leq 10^{10}$ и 2% при $\tau \geq 2$.

На рис. 6 показаны зависимости круговой поляризации и потока в циклотронных линиях от угла α , полученные численным интегрированием функции I_{ω} по частоте. При $\alpha \rightarrow 90^\circ$ поток падает вследствие уменьшения доплеровской ширины линии. Сравнение с рис. 5, соответствующим «монокроматическому» излучению в центре линии, показывает существенные изменения в величине поляризации, что свидетельствует о необходимости интегрирования по контуру линий.

5. Заключение. Полученные аналитические соотношения позволяют исследовать влияние неоднородности аккреционной колонны на характеристики ее излучения. Как и другие авторы, мы использовали ряд модельных предположений, основными из которых являются: цилиндричность колонны, ее большая высота по сравнению с толщиной, малый градиент изменения характеристик с высотой (что, по-видимому, не позволяет принимать полученные результаты и для промежуточных полярных).

В отличие от широко распространенной модели «однородного плоского слоя», при учете неоднородности колонны было получено, что «эффективный радиус» зависит от оптической толщины даже при $\tau \gg 1$. В связи с этим, поляризация не обращается в нуль, даже если оптическая толщина велика сразу в обеих нормальных модах.

Воспользовавшись полученными соотношениями, можно рассчитать потери элементарного участка колонны на охлаждение за счет циклотронного излучения и, соответственно, получить более реалистичные модели для структуры колонны. Методом итераций можно получить самосогласо-

ванную модель и исследовать ее на согласие с наблюдениями. Эти задачи являются предметом отдельного исследования, которое планируется продолжить в будущем.

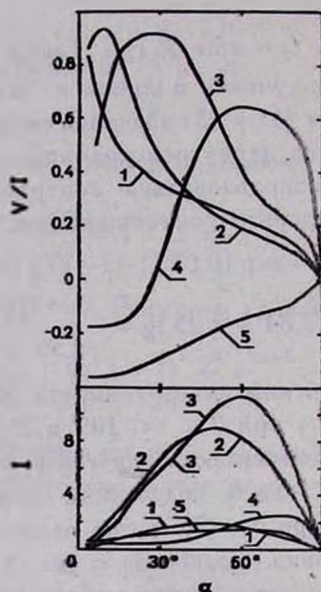


Рис. 6. Зависимость круговой поляризации и интегрального потока излучения в циклотронной линии № 8 при $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $l = 10^8 \text{ см}$, $T = 10^7 \text{ К}$, $B = 10^8 \text{ Гс}$.

Автор благодарит Ю. Н. Гнедина, Г. Г. Павлова, Н. А. Силантьева и Н. И. Шакуро за полезные советы.

Одесский государственный
университет

ON THE INFLUENCE OF THE HETEROGENEITY OF THE ACCRETION COLUMN ONTO POLARIZATION AND SPECTRUM OF ITS EMISSION

I. L. ANDRONOV

The analytical expressions for the emission characteristics of the accretion columns are derived as functions of the optical depth τ along the line of sight, which crosses the column's axis. It was shown that, contrary to the models with abrupt limits, if the density monotonically decreases with increasing distance from the column's axis, the 'effective radius' of the column remains dependent on τ even while $\tau \gg 1$. This

phenomenon causes significant changes in the polarization and spectrum of the outgoing emission. Some models with the values appropriate for AM Her-type stars were computed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Kruszewski*, in „Nonstationary Evolution of Close Binaries“, ed. *A. Zytkow*, PWN, Warszawa, 1978, p. 55.
2. *L. Chlapetti, E. G. Tanzi, A. Treves*, *Space Sci. Rev.*, 27, 3, 1980.
3. *J. Liebert, H. S. Stockman*, in „Cataclysmic Variables and Low-Mass X-Ray Binaries“, eds. *D. Q. Lamb, J. Patterson, D. Reidel*, Dordrecht, 1985, p. 151.
4. *D. Q. Lamb*, in „Cataclysmic Variables and Low-Mass X-Ray Binaries“, eds. *D. Q. Lamb, J. Patterson, D. Reidel*, Dordrecht, 1985, p. 179.
5. *F. A. Cordova, I. D. Howarth*, in „Scientific Accomplishments of the IUE“, eds. *Y. Kondo et al., D. Reidel*, Dordrecht, 1986, p. 395.
6. *I. L. Andronov*, *Astrophys. Space Sci.*, 131, 557, 1987.
7. *S. Tapia*, *Astrophys. J.*, 212, L125, 1977.
8. *А. Э. Долинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев*, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.
9. *I. G. Mitrofanov, G. G. Pavlov*, *Adv. Space Res.*, 1, 103, 1981.
10. *G. Chanmugam, R. L. Wagner*, *Astrophys. J.*, 232, 895, 1979.
11. *G. G. Pavlov, I. G. Mitrofanov, Yu. A. Shibano*, *Astrophys. Space Sci.*, 73, 63, 1980.
12. *Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов*, *Астрон. ж.*, 55, 373, 1978.
13. *В. В. Железняков*, Радиоизлучение Солнца и планет, Наука, М., 1964.
14. *G. Chanmugam, R. L. Wagner*, *Astrophys. J.*, 213, L13, 1977.
15. *G. Chanmugam, G. A. Dulk*, *Astrophys. J.*, 244, 569, 1981.
16. *И. А. Андронов*, Автореферат канд. диссертации, ЛГУ, Л., 1984, стр. 22.
17. *H. S. Stockman, A. F. Lubenow*, *Astrophys. Space Sci.*, 131, 607, 1987.
18. *И. А. Андронов*, *Астрофизика*, 20, 165, 1984.
19. *Э. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш*, Специальные функции. Формулы, графики, таблицы, Наука, М., 1977.

УДК: 524.5

ОБЗОРЫ

ГАЗ В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 13 ноября 1989

Проведен обзор исследований межзвездной среды в эллиптических галактиках. Основные результаты в наблюдательной области получены в рентгеновском диапазоне спектра. Они свидетельствуют о существовании значительных масс горячего газа в межзвездном пространстве Е-галактик. Обсуждаются также результаты наблюдений газа в оптическом, ИК и радиодиапазонах. Рассмотрены теоретические модели, применяемые для описания динамики и энергетики межзвездной среды в Е-галактиках. Обсуждаются результаты расчета как стационарных, так и эволюционных моделей газовых корон этих галактик.

1. *Введение.* Межзвездный газ в галактиках уже давно стал одним из традиционных объектов астрофизических исследований. До сравнительно недавнего времени это высказывание можно было в полной мере отнести только к межзвездной среде в спиральных галактиках. Считалось, что, в отличие от них, эллиптические галактики бедны газом. В определенной степени приоритеты в астрофизических исследованиях были несомненно связаны с тем фактом, что Солнечная система принадлежит спиральной галактике. Большое морфологическое разнообразие структур, существование нескольких фаз, ряд различных газодинамических процессов, имеющих место в межзвездной среде нашей Галактики,— все это резко контрастировало с кажущейся бедностью форм диффузной среды, более того, с почти полным ее отсутствием в Е-галактиках.

Повышение интереса к изучению диффузной среды в галактиках, в том числе и эллиптических, было связано с осознанием ее значительной роли в процессах формирования и эволюции галактик, происхождения различных звездных подсистем в галактиках, с пониманием взаимосвязи межзвездной среды и звезд, которая осуществляется посредством процессов энерго- и массообмена.

Вначале наблюдения межзвездного газа в Е-галактиках имели фрагментарный характер. Результаты этих наблюдений показывали, что в ряде случаев Е-галактики содержат диффузную среду, но, за отдельными исключениями, доля массы газа составляет десятые доли процента от массы галактики [1]. Точка зрения, согласно которой в нормальных Е-галактиках в среднем существует значительный дефицит газа по сравнению со спиральными галактиками, являлась общепринятой вплоть до середины 80-х годов [2, 3]. Что касается теоретических исследований, то в 70-х и начале 80-х годов они в основном были направлены на объяснение (и безуспешное) этих наблюдательных результатов (см., например, [4]).

В области исследования диффузной среды в Е-галактиках за последние десять лет произошли существенные изменения. Результаты наблюдений, проведенных в рентгеновской области спектра, заставили пересмотреть наши взгляды относительно содержания газа в галактиках ранних типов.

Первыми источниками внегалактического рентгеновского излучения, отождествленными с оптическими, были: галактика М 87 — центральная галактика в скоплении Virgo и скопление галактик Coma (конец 60-х годов). На протяжении дальнейших нескольких лет интенсивно проводилось исследование рентгеновского излучения от различных скоплений галактик — существенно более ярких, нежели отдельные Е-галактики, источников рентгеновского излучения. Позднее рентгеновское излучение было зафиксировано и от многих отдельных Е-галактик, зачастую расположенных вне скоплений и групп. Полученная к настоящему времени из рентгеновских наблюдений информация позволяет сделать вывод о том, что наличие протяженной короны, состоящей из горячего газа, у нормальных Е-галактик является скорее правилом, нежели исключением из него. Значение массы этих корон на несколько порядков превосходит более ранние оценки возможной верхней границы для массы диффузного вещества в галактиках ранних типов. В ряде случаев эта масса сравнима с массой всех видимых звезд в галактике [5].

В свете этих бесспорно ключевых для понимания структуры межзвездной среды Е-галактик результатов, по-новому выглядят и более ранние данные наблюдений, полученные в радио- и оптической областях спектра. Они учитываются и при интерпретации новых наблюдений в радио- и ИК-диапазонах, а также при построении теоретических моделей.

Как уже отмечалось, наблюдениям Е-галактик в рентгеновском диапазоне спектра предшествовали обширные рентгеновские наблюдения скоплений галактик. Это обстоятельство во многом определило и те подходы, которые были использованы и в последующих работах по газовым коронам в Е-галактиках. Так, при интерпретации наблюдательных данных, при построении профилей плотности и температуры газа в коронах применя-

лись методики, разработанные в работах по интерпретации рентгеновских наблюдений скоплений. В теории при моделировании строения и эволюции корон Е-галактик также использовались идеи, высказанные ранее и положенные в основу моделей межгалактической среды в скоплениях. Поэтому, несмотря на то, что настоящий обзор посвящен межзвездной среде в Е-галактиках, в нем содержится ряд ссылок на работы, относящиеся к диффузной среде в скоплениях. Последнее замечание, естественно, касается, в основном, теоретических работ.

То, что качественно новые подходы и результаты в области исследования газа в Е-галактиках разработаны и получены совсем недавно, объясняет и отсутствие специальных обзоров, полностью посвященных этой тематике. Следует отметить, что близкой теме — состоянию газа в скоплениях галактик посвящен ряд обзоров [6—9]. Однако и в этой области в последнее время появилось несколько интересных работ, не вошедших в упомянутые обзоры. Результаты этих работ могут быть также использованы при описании газа в коронах галактик ранних типов.

2. Результаты наблюдений. 2.1. Горячий газ. Как уже отмечалось, первым, обнаруженным в конце 60-х годов, внегалактическим рентгеновским источником стала галактика (наблюдения области с центром, совпадающим с галактикой М 87 в скоплении Virgo [10, 11]). Однако в последующие годы внегалактические источники рентгеновского излучения ассоциировались в основном со скоплениями и группами галактик. Поэтому относительно близко расположенный к нам объект М 87 оставался практически единственным представителем галактик, для которого были получены обширные наблюдательные материалы в рентгеновском диапазоне спектра. Одновременно галактика М 87 являлась своеобразным «полигоном» для разработки моделей, которые в дальнейшем стали использоваться при описании как межзвездной среды в Е-галактиках, так и межгалактической среды скоплений.

Наиболее интересные наблюдательные результаты по этой галактике были получены после запуска рентгеновского спутника Einstein. Так, например, анализ, проведенный в работе [12], подтвердил высказанное ранее предположение о том, что горячий газ, излучающий в рентгеновском диапазоне и сконцентрированный около М 87, удерживается не гравитационным полем скопления в целом, а полем самой галактики. Был сделан вывод о существовании в М 87 протяженного гало, а оценка общей массы галактики увеличилась более чем на порядок по сравнению с оценкой, полученной из наблюдений в оптике. Совместный анализ фотометрических и спектральных наблюдений позволил уточнить распределение массы гравитирующего вещества в гало М 87, а также выделить возможные варианты распределения температуры газа в короне [13—15]. Наиболее вероят-

ным представляется изотермическое распределение газа (при $T \approx 10^7$ К) с небольшим ростом температуры на периферии галактики. В центре галактики наблюдается несколько более холодный газ [13].

С конца 70-х годов в литературе стали приводиться результаты рентгеновских наблюдений и других эллиптических галактик. Обнаруженное рентгеновское излучение связывалось с присутствием в Е-галактиках горячего газа. Однако подобная интерпретация некоторое время принималась с осторожностью и делались оговорки о возможных других, альтернативных механизмах, ответственных за происхождение фиксируемого излучения (см., например, [8]).

Первые такие наблюдения были проведены для девяти галактик в скоплении Virgo [16]. Рентгеновские светимости в диапазоне 0.5—3 КэВ для трех Е-галактик из этого списка оказались довольно значительными: для $M\ 86\ L_x = 7 \cdot 10^{40}$ эрг/с, для $M\ 84\ L_x = 3 \cdot 10^{40}$ эрг/с, для $NGC\ 4473\ L_x = 5 \cdot 10^{39}$ эрг/с. Для наиболее яркого из этих трех в рентгеновской области объекта ($M\ 86$) масса горячего газа оценивалась в $10^9 - 10^{10}\ M_\odot$. В качестве возможной причины происхождения этого газа предлагался механизм «обдирания» внешних областей этих галактик [8] с последующим переходом оторванного от галактики газа к межгалактической среде скопления.

Для объекта Сеп А удалось выделить тепловой компонент, связанный с излучением горячего газа, на фоне нетеплового рентгеновского излучения от ядра, джета и радиолуэба [17]. Масса горячего межзвездного газа в этой галактике была оценена в $2 \cdot 10^8\ M_\odot$, его температура $T \sim 10^7$ К, а концентрация в центральных областях галактики составляет $n_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}\ \text{см}^{-3}$.

В работах [18, 19] приведены результаты выделения рентгеновского излучения от отдельных Е-галактик в двух группах галактик. В [18] описано излучение от протяженной области вокруг трех галактик: $NGC\ 3607$, $NGC\ 3605$, $NGC\ 3608$. Первая из них является доминирующей галактикой в группе. Масса, температура и концентрация газа в ней: $M \sim 6 \cdot 10^9\ M_\odot$, $T = 5 \cdot 10^6$ К, $n_0 = 4 \cdot 10^{-3}\ \text{см}^{-3}$. Для центральной галактики в другой группе- $NGC\ 5846$, значения этих параметров соответственно равны: $M = 10^{10}\ M_\odot$, $T = 2 \cdot 10^7$ К, $n_0 = 2 \cdot 10^{-2}\ \text{см}^{-3}$ [19]. В работах [18, 19] указывается на отсутствие для наблюдаемых галактик каких-либо фактов, свидетельствующих о действии механизма обдирания, поэтому отдается предпочтение механизму потери газа путем галактического ветра (см. ниже).

Были проведены также рентгеновские наблюдения девяти галактик в скоплении A 1367 [20]. Восемь из них являются галактиками ранних типов. Средний размер области рентгеновского излучения, связанной с этими галактиками, — около 30 кпк (при $H_0 = 50\ \text{км/с Мпк}$). Существование

протяженных корон горячего газа было отмечено и у других Е-галактик, наблюдавшихся в рентгеновском диапазоне [21—25].

Анализ результатов рентгеновских наблюдений большой выборки галактик ранних типов (55 объектов) проведен в [26]. Именно в этой работе было с определенностью указано на то, что наличие диффузной среды, состоящей из горячего газа, — общее свойство Е-галактик. Этот вывод приводит, по крайней мере, к двум важным следствиям. Во-первых, для удержания горячего газа в поле тяготения галактики требуется значительно большая масса гравитирующего вещества, чем то значение массы, которое получается из наблюдений в оптике. Следовательно, как и у гигантской галактики М 87, в нормальных Е-галактиках существует протяженное темное гало. С другой стороны, сам факт присутствия больших масс газа в Е-галактиках вызывает потребность в построении новых теоретических моделей, поскольку надо объяснить уже не дефицит газа, а его присутствие и процесс его накопления в Е-галактиках на космологических временных масштабах.

Статистический анализ выборки, состоящей из 29 Е и S0 галактик [27], привел авторов работы к заключению о том, что наблюдаемое рентгеновское излучение от этих галактик связано с тепловым излучением межзвездной среды только для более массивных галактик выборки, светимость которых в рентгеновском диапазоне $L_X \geq 10^{41}$ эрг/с. Излучение от менее массивных и, следовательно, менее ярких объектов обязано своим происхождением скорее всего дискретным источникам внутри Е-галактик, таким, как двойные звезды и шаровые скопления. Однако это не означает, что в менее массивных галактиках горячая: диффузная среда отсутствует. Дело в том, что рентгеновская светимость совокупности дискретных источников в галактике пропорциональна оптической светимости галактики L_B , а наблюдаемая светимость рентгеновского излучения от Е-галактик излучения горячего газа, связана с L_B нелинейным образом: $L_X \propto L_B^{1.7}$ [27]. Поэтому для маломассивных галактик рентгеновское излучение дискретных источников «забывает» излучение горячего газа, для массивных же галактик имеет место обратная ситуация.

Анализ наиболее полной в настоящее время выборки (81 галактика ранних типов) проведен в работе [28]. В ней сделана попытка разделить всю совокупность галактик, от которых наблюдается рентгеновское излучение, на две отдельные группы. У галактик первой группы, по мнению авторов, определяющий вклад в рентгеновскую светимость вносит излучение газа; ко второй группе относятся галактики, в которых, вероятно, преобладают дискретные источники рентгеновского излучения. Статистический анализ только объектов первой группы приводит к выявлению менее крутой, чем в [27], зависимости между L_X и L_B : $L_X \propto L_B^{1.4}$. Следует отметить, что точки на графике L_X — L_B , соответствующие светимостям на-

блюдаемых галактик, имеют значительный разброс, и приведенные выше зависимости между L_X и L_B могут носить чисто эмпирический характер, не имея при этом какого-либо физического смысла [28]. По-прежнему остается актуальной задача надежного выделения вклада дискретных источников в рентгеновскую светимость. Решение ее связывается с будущими спектральными наблюдениями в этом спектральном диапазоне тех Е-галактик, рентгеновское излучение которых предположительно порождается дискретными источниками (излучение этих источников должно быть более жестким, нежели излучение газа).

Суммируем основные характеристики горячего компонента межзвездной среды Е-галактик, определяемые из рентгеновских наблюдений [28]. Масса горячего газа в галактиках, у которых с уверенностью обнаружены протяженные газовые короны, составляет 10^9 — $10^{10} M_\odot$. Размеры области рентгеновского свечения сравнимы с размерами галактик в оптическом диапазоне, а иногда и превосходят их. Значения температур газа для различных галактик находятся в интервале $5 \cdot 10^6$ — $2 \cdot 10^7$ К. Концентрация газа в центре галактик составляет около 0.1 см^{-3} , и поэтому времена охлаждения газа значительно меньше хаббловских ($\sim 10^6$ — 10^7 лет).

Полученные из наблюдений для некоторых нормальных Е-галактик картины распределения поверхностной яркости позволили рассчитать профили распределения концентрации горячего газа в сферически симметричном приближении [25, 87]. При этом использовался метод перехода от поверхностной яркости к объемной мере эмиссии, разработанный и широко применяемый при интерпретации рентгеновского излучения скоплений галактик [88, 89]. Характерный вид профилей изменения концентрации газа с расстоянием от центра приведен на рис. 1. Обращает на себя внимание подобие профилей для разных галактик. Скорее всего, это говорит о действии единого физического процесса, который формирует структуру межзвездной среды в различных Е-галактиках [87].

Таким образом, и по энергетике и по массе горячий газ — основной компонент межзвездной среды в Е-галактиках. Более холодный газ может составить ему в этом смысле конкуренцию разве что в самых центральных областях галактики.

2.2. «Теплый» компонент межзвездного газа. До начала многочисленных наблюдений нейтрального водорода на волне $\lambda = 21$ см основным источником информации о межзвездной среде в галактиках различных морфологических типов служили наблюдения областей в галактиках, заполненных газом с характерной температурой порядка 10^4 К, — наблюдения в эмиссионных линиях (в основном H_α и 3727 \AA [O II]). С самого начала эти наблюдения отчетливо продемонстрировали зависимость частоты присутствия этих линий в спектрах галактик от их морфологического

типа: они довольно часто встречались в спектрах спиральных и были редкими в спектрах Е-галактик [29]. Позднейшие наблюдения, которые включали в себя гораздо более полные выборки галактик, подтвердили этот вывод [30, 31]. В то время, как для Е-галактик, в спектрах которых встречалась линия [O II], составляла около 12% от общего числа Е-галактик выборки, для типа Sc доля таких галактик составляла 85%. При этом масса газа, ответственного за излучение в линиях, даже в тех Е-галактиках, где он был обнаружен, незначительна: 10^3 — $10^6 M_{\odot}$ [32, 1].

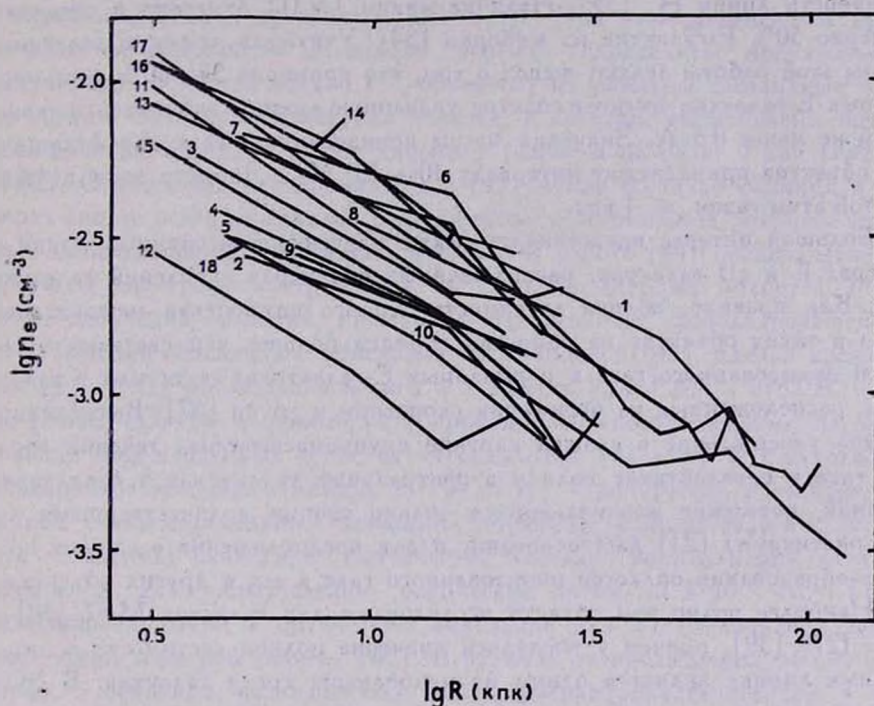


Рис. 1. Профили концентрации горячего газа в различных Е-галактиках (из работы [87]). Цифры у кривых соответствуют номерам галактик из выборки, использованной в [87].

Повышение чувствительности аппаратуры позволило обнаружить присутствие ионизованного газа по излучению в линии [O II] уже примерно у 40% Е-галактик из однородной выборки, состоящей из более чем 100 объектов [33]. Однако приведенные оценки для полной массы теплового компонента межзвездной среды в Е-галактиках не изменились. Типичные размеры области, излучающей в эмиссионных линиях, — около 2 кпк. В [33] отмечалось также отсутствие корреляции между наличием ионизованного газа в галактике и ее цветом.

Исследования ионизованного газа в галактиках ранних типов, проведенные в [33], были существенным образом дополнены спектроскопическими наблюдениями 203 E и S0 галактик южного неба в спектральном интервале 6000—7000 Å с разрешением 3 Å [34]. Наиболее сильными линиями в этом диапазоне являются [N II] 6584 Å, H_γ, а также линии [S II] 6716, 6731 Å. Присутствие в центральной части галактик области ионизованного газа часто сопровождается наличием в спектре этой галактики сильной линии [N II], интенсивность которой часто превышает интенсивность линии H_γ [35]. Наличие линии [N II] отмечено в спектрах примерно 50% E-галактик из выборки [34]. Учитывая эффекты селекции, авторы этой работы делают вывод о том, что примерно 55—60% всех нормальных E-галактик имеют в спектре указанную линию с эквивалентной шириной не менее 0.5 Å. Значения массы ионизованного газа для большинства объектов принадлежат интервалу 10^3 — $10^4 M_{\odot}$. Диаметр зоны в ядре, занятой этим газом, ≤ 1 кпк.

Большой интерес представляет также изучение эмиссионных линий в спектрах E и cD галактик, расположенных в центрах скоплений галактик [96]. Как правило, полная светимость теплого компонента межзвездной среды в таких объектах на один-два порядка больше, чем светимость областей ионизованного газа в нормальных E-галактиках поля или в галактиках, расположенных на периферии скоплений и групп [37]. Высказанное недавно утверждение о схожей картине крупномасштабных течений горячего газа в E-галактиках поля и в центральных галактиках в скоплениях (течений, возможно различающихся только своими количественными характеристиками) [21] дает основание и для предположения о единых причинах образования областей ионизованного газа в тех и других объектах.

Наиболее полно эти области исследованы для галактик M 87 [38] и NGC 1275 [39], причем у последней значение полной светимости в эмиссионных линиях является одним из наибольших среди галактик. В NGC 1275 обнаружены две различные системы эмиссионных областей, имеющих форму вытянутых волокон. Лучевые скорости этих систем равны 5300 и 8200 км/с. Результаты наблюдений [39] подтвердили высказывавшуюся ранее гипотезу, согласно которой «высокоскоростная» система линий связана с галактикой, скорее всего спиральной, движущейся в поле тяготения скопления. Наиболее вероятный механизм происхождения волокон, порождающих «низкоскоростную» систему линий,— конденсации в аккрецирующем на галактику NGC 1275 газе. Результаты наблюдений с высоким пространственным разрешением эмиссионных областей в NGC 1275, а также в центральной галактике скопления A 1795 приведены в работе [40].

Иногда наличие эмиссионных областей в E и cD галактиках в центрах скоплений сопровождается присутствием в этих галактиках медленных

нетепловых источников радиоизлучения. Так, источник 4C 26.42 связан с cD-галактикой в A 1795 [41], а источник PKS 0745—191 — с гигантской галактикой, у которой полная светимость только в линии [O II] оценивается в $4 \cdot 10^{43}$ эрг/с [42].

В ряде работ исследовались различные выборки, состоящие из центральных галактик в скоплениях, на предмет обнаружения в спектрах этих галактик эмиссионных линий, связанных с теплым компонентом межзвездной среды. В 7 таких галактиках из выборки в 13 объектов, наблюдававшихся в линиях H_α и [N II], найдено искомое излучение, светимость которого в названных линиях превышает $10^{40.5}$ эрг/с. При этом достигнутое пространственное разрешение позволило уверенно определить протяженность излучающих областей только у 4 объектов: их размеры составляют от 15 до 90 кпк. Остальные галактики области, в которых расположены оптические волокна, очевидно имеют линейные размеры не более 5 кпк (как и у M 87). Однако, как подчеркивается в [43], столь большая разница в размерах скорее всего не связана с различиями в механизмах, которые привели к возникновению упомянутых волокон. В работе [44] представлены результаты спектрофотометрических наблюдений ядерных областей 11 богатых скоплений галактик. Некоторые объекты из использовавшейся в [44] выборки совпадали с объектами из выборки в [43], однако кроме линий H_α, [N II] наблюдения велись и в линиях [S II] 6716, 6731 Å, а также [Fe X] 6374 Å. В работе [45] проводились спектроскопические исследования газа в ядерных областях 14 скоплений галактик. В 7 случаях зафиксирована эмиссия в линиях H⁺ и [N II]. Присутствие в спектре указанных линий определяется значением плотности горячего газа в центральных галактиках скоплений: критическое значение концентрации газа, необходимое для обнаружения оптических линий $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ см⁻³. Поиск эмиссионных линий в оптическом диапазоне для 21 E-галактики проводили также и авторы работы [46]. В отличие от предыдущих работ, в которых, в основном, исследовалась желто-красная область спектра, в [46] внимание сконцентрировано на голубом участке спектра. Проведен анализ возможной корреляции между наличием или отсутствием в спектре эмиссионных линий и изменением цвета галактики, вызванным процессом звездообразования. В [46] высказано также интересное предположение о том, что основная масса газа, составляющего теплый компонент межзвездной среды в E-галактиках, сконцентрирована в мелкомасштабных облаках, излучение от которых при современных инструментальных средствах не может быть зафиксировано.

Возникновение излучающих в оптических линиях областей теплового газа в E и cD галактиках в центрах скоплений, а также, возможно, в E-галактиках поля интерпретируется как результат общего постепенного охлаж-

дения горячего газа в галактиках и вызванного этим охлаждением аккреционного течения к центру галактики [37]. Основной характеристикой течения является темп аккреции \dot{M} , который описывает скорость поступления газа в центральные области галактики. Из естественного предположения о том, что весь этот газ в центре галактики в процессе охлаждения проходит через стадию тепловой фазы ($T \approx 10^4$ K), следует оценка светимости в оптической линии H_α [44]:

$$L(H_\alpha) = 10^{40} \frac{\dot{M}}{100 M_\odot \text{ год}^{-1}} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (1)$$

Эта оценка справедлива только тогда, когда на каждый атом приходится только один акт рекомбинации. Однако наблюдаемая светимость в различных линиях совокупности газовых волокон в Е-галактиках часто на порядки превосходит значения, получаемые из соотношения (1) или ему подобных. Указанное несоответствие приводит к необходимости рассматривать возможные механизмы многократного повторного разогрева и ионизации охлаждающегося газа. В качестве таковых предлагались [39—46]: многократное сжатие ударными волнами при динамическом воздействии на охлаждающиеся области со стороны горячего компонента межзвездной среды; фотоионизация излучением от центрального активного ядра, от вновь образующихся в охлаждающемся газе молодых горячих звезд; ионизация рентгеновским излучением окружающего горячего газа; нагрев и ионизация при столкновениях с частицами высоких энергий; перезамыкание магнитных силовых линий в межзвездной среде. Последние три, по мнению авторов недавно вышедшей работы [37], являются наиболее перспективными.

2.3. Холодный газ в Е-галактиках. Общее количество нейтрального водорода в галактиках, информацию о котором мы получаем из наблюдений в линии $\lambda = 21$ см, является также функцией морфологического типа галактики [47]. Ранние наблюдения устанавливали лишь верхний предел для значения массы H I в Е-галактиках, который составлял всего 10% от массы H I в больших спиральных галактиках. Во второй половине 70-х годов был проведен поиск нейтрального водорода в Е-галактиках с более низким порогом чувствительности приемной аппаратуры. Первые сводки результатов этих наблюдений приведены в работах [48—51]. Общее число Е-галактик, в которых был уверенно обнаружен H I , составляло около 10. Кроме того, для почти 40 Е-галактик были получены верхние пределы содержания в них H I . Масса водорода составляла от 10^8 до $10^9 M_\odot$ (случаи уверенного обнаружения) и 10^7 — $10^8 M_\odot$ (верхние пределы).

На основе этих наблюдений Сандерс [52] осуществил интересную попытку статистического анализа. Для характеристики относительного содержания водорода в межзвездной среде галактик им было выбрано не зависящее от расстояния до галактики отношение массы наблюдаемого нейтрального водорода (или верхний предел для массы) и светимости галактики в полосе $B\ M\ (H\ I)/L_B$. Было показано, что для использованной в [52] выборки характерно бимодальное распределение Е-галактик по содержанию в них нейтрального водорода. У примерно 70% Е-галактик выборки $H\ I$ не был обнаружен. С учетом чувствительности аппаратуры, использованной при наблюдениях, это соответствовало верхнему пределу $M(H\ I)/L_B < 3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot}$. Для остальных 30% Е-галактик указанное отношение близко к значению $0.03 M_{\odot}/L_{\odot}$. Таким образом, было предложено разделить Е-галактики на две группы: „богатые“, и „бедные“ газом. Высказано было также предположение о том, что наличие или отсутствие $H\ I$ в Е-галактике определяется скорее внутренними причинами, нежели влиянием окружения.

В начале 80-х годов наблюдения Е-галактик в линии $\lambda = 21$ см были продолжены, в частности, расширился в сторону малых значений интервал светимостей Е-галактик, в которых велся поиск $H\ I$ [53, 54]. Это позволило при проведении нового статистического анализа [55] включить в выборку уже 152 галактики, для которых проводились наблюдения в линии $\lambda = 21$ см. Нейтральный водород был обнаружен у 23 из них. В работе [55] так же, как и в [52], использовалось отношение $M(H\ I)/L_B$. При этом распределение числа галактик N в зависимости от указанного отношения в интервале значений от $10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot}$ до $0.3 M_{\odot}/L_{\odot}$ наилучшим образом описывалось степенным законом: $N \sim (M(H\ I)/L_B)^{-1.5}$. Для большинства же Е-галактик указанное отношение не превосходит значения $10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot}$.

Полученное распределение Е-галактик по параметру $M(H\ I)/L_B$ существенно отличается от аналогичного распределения для спиральных галактик [56]. Последнее имеет вид гауссовского распределения, максимум которого находится в интервале значений $0.1 M_{\odot}/L_{\odot} - 1 M_{\odot}/L_{\odot}$.

Вид этого распределения говорит о тесной связи между звездным населением спиральных галактик и межзвездной средой. И, наоборот, распределение для Е-галактик дает основания предполагать, что пути эволюции звезд и газа в этих галактиках слабо влияют друг на друга. В работе [55], в отличие от [52], сделано предположение о том, что холодный газ в Е-галактиках имеет внешнее происхождение: его присутствие в галактике связано либо с аккрецией межгалактической среды, либо является следствием захвата Е-галактикой другой галактики, богатой газом.

Уже сам вид пространственного распределения H I в E-галактиках с большим содержанием нейтрального водорода часто подтверждает гипотезу о внешнем, внегалактическом происхождении этого газа. Размеры области, занятой нейтральным водородом, обычно в таких галактиках превосходят видимые в оптике размеры самой галактики, а кинематические характеристики газа и звезд существенно отличаются друг от друга [57, 58]. Аналогичные выводы о причинах появления водорода в E-галактиках на основе наблюдений H I были сделаны также и в [59, 60].

Однако далеко не во всех случаях появление большого количества H I в E-галактиках связывается с внегалактическими факторами. Так, например, присутствие холодного газа ($M(H I) \approx 1.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$) в E-галактике NGC 4406 вполне согласуется, по мнению авторов работы [61], со стандартной схемой модели «охлаждающегося течения» (см. ниже), в которой нейтральный водород появляется в галактике в результате охлаждения горячего межзвездного газа. Следует подчеркнуть, что в данном случае этот газ имеет внутrigалактическое происхождение, поскольку речь идет не о центральной галактике в скоплении, на которую может аккрецировать межгалактический газ. В этой же работе, наряду с указанной галактикой, исследовались еще две E-галактики, NGC 4472 и NGC 5846, имеющие значительное количество горячего газа. Однако в них нейтральный водород не был обнаружен. В качестве возможного объяснения отсутствия больших масс холодного газа в этих галактиках в [61] предполагается, что этот газ образуют оптически толстые облака, которые имеют меньшую светимость, чем оптически тонкие облака той же массы. Сегодня еще рано делать окончательные выводы, которые однозначно указали бы на источники поступления H I в межзвездное пространство E-галактик. Скорее всего, ближе к истине предположение о том, что газ в галактиках ранних типов в разных случаях имеет различное происхождение [62].

Около десяти лет назад было обнаружено, что во многих близких E-галактиках имеются компактные ядерные источники нетеплового радиоизлучения [63, 64]. Одновременно было высказано предположение о связи ядерной активности в галактике с присутствием в ее центральных областях холодного газа [65, 66]. Эта гипотеза позднее не раз получала наблюдательное подтверждение. Наличие указанной корреляции выявлено и при исследовании большой выборки E-галактик в далекой ИК-области (наблюдения со спутника IRAS) [67].

Существование нетепловых радиоисточников в галактическом ядре и присутствие в центральной области этой же галактики облаков H I представляют нам еще одну интересную возможность для исследования нейтрального водорода при анализе линий поглощения. Изучение таких линий позволяет довольно точно выяснить характер движения облаков нейтраль-

ного водорода в непосредственной близости от ядра галактики. В настоящее время подобные исследования проведены для восьми Е-галактик, содержащих компактный источник радиоизлучения. Характерно, что во всех случаях линии поглощения H I смещены в красную сторону по сравнению с другими галактическими линиями [68]. Это убедительно свидетельствует о падении облаков холодного газа на ядро. Значения скорости падения лежат в интервале от 20 до 400 км/с. Естественно предполагать, что аккреция газа способствует возбуждению активности в галактическом ядре. Таким образом, результаты наблюдений линий поглощения нейтрального водорода подтверждают гипотезу о наличии связи между ядерной активностью и присутствием холодного газа в центрах галактик.

Говоря о наблюдениях холодного газа в Е-галактиках, нельзя не упомянуть ряд работ, в которых исследовался пылевой компонент межзвездной среды в галактиках ранних типов. Список подобных объектов, для которых проводился поиск пылевых полос в оптическом диапазоне, в настоящее время содержит более чем 150 галактик [69]. Доля галактик, у которых обнаружен пылевой компонент, составляет по различным оценкам от примерно 20% до 40% от числа всех наблюдавшихся галактик [69—72].

Наблюдения пыли в оптической области спектра были недавно дополнены новыми результатами в ИК-диапазоне, полученными со спутника IRAS. В случае, когда пыль присутствует в Е-галактиках в сравнительно небольшом количестве, обнаружить ее в таких объектах при помощи наблюдений в оптическом диапазоне трудно [71, 73]. В этой ситуации наблюдения галактик в далекой ИК-области могут дать существенно больше информации, поскольку, как правило, пылевой компонент здесь является наиболее мощным источником излучения [74]. Величина отношения потоков ИК-излучения от Е-галактик на двух длинах волн $F(100 \text{ мкм}) / F(60 \text{ мкм}) = 3$ [74] согласуется с предсказаниями модели для пылевого компонента Е-галактик [75]. Это подтверждает предположение о «пылевом» происхождении фиксируемого ИК-излучения. Совсем недавно в работе [76] на основе анализа результатов наблюдений галактик ранних типов в голубой области спектра был сделан вывод о том, что в тех галактиках, от которых наблюдалось излучение на длине волны λ 100 мкм, есть свидетельства присутствия пыли. Массу пылевого компонента в Е-галактиках оценить довольно сложно, поскольку это оценка очень сильно зависит от принятого значения температуры пыли и меняется почти в 10 раз при изменении температуры всего на 10 градусов [74]. За нижнюю границу для величины массы пыли можно принять $10^4 M_{\odot}$ для тех галактик, где наблюдается ИК-излучение [74, 76, 77]. Наличие такого количества пыли в некоторых Е-галактиках также указывает на присутствие значительных

масс (10^7 — $10^8 M_{\odot}$) холодного газа в центральных (не далее 3 кпк от центра) областях этих галактик [74, 77]. Таким образом, масса холодного газа в центре Е-галактик иногда почти на порядок [26] может превосходить массу горячего газа, находящегося в этой же области. Практически все, появившиеся к настоящему времени теоретические работы, моделирующие структуру газа в Е-галактиках, ограничиваются случаем однофазной среды, в которой значения физических параметров гладко изменяются с расстоянием от центра галактики. Отмеченные выше результаты наблюдений холодного газа в Е-галактиках показывают, что однофазные модели являются лишь первым приближением, поскольку они очень упрощенно описывают близкие к центру, богатые холодным газом области галактик.

3. Модели межзвездной среды в Е-галактиках. Модели, предлагаемые для описания структуры и динамики межзвездного газа в Е-галактиках, в основном опираются на наблюдения рентгеновского излучения горячего компонента межзвездной среды, которые были проведены в последнее десятилетие. Однако следует отметить, что теоретические работы на аналогичную тему появлялись и до этого. И хотя выводы, сделанные в разных работах, подчас различны, почти все их объединяет стандартное предположение об однофазности среды, а также то, что исследование ограничивается случаем сферически-симметричных конфигураций. Привлекаемый при этом аппарат — уравнения газовой динамики, в правые части которых входят объемные источники (стоки) массы, импульса и энергии. Именно путем введения в уравнения этих источников и моделируются различные процессы массо- и энергообмена между горячей фазой межзвездной среды и теми компонентами галактики (звезды, холодные облака), которые не описываются упомянутыми уравнениями. Естественно, что в такой постановке задача не является полностью самосогласованной. Однако реализация более полной модели встречает на своем пути очень большие трудности.

3.1. Стационарные модели газовых корон. **3.1.1. Гидростатические модели.** Целесообразность применения гидростатических моделей для описания структуры газа в Е-галактиках возникла только после обнаружения у этих галактик горячих массивных газовых корон. Именно в рамках предположения о гидростатическом равновесии газа в поле тяготения галактики и интерпретировались рентгеновские наблюдения М 87 [12, 14], а позднее и наблюдения нормальных Е-галактик [26].

Характерное время пересечения галактики звуковой волной для газа с $T = 10^7$ К меньше других характерных времен (за исключением, конечно, времени максвеллизации в газе) и составляет порядка 10^7 — 10^8 лет. Поэтому уже сам факт присутствия в Е-галактиках, расположенных вне скоплений, значительных масс газа (10^9 — $10^{10} M_{\odot}$) свидетельствует о том,

что крупномасштабное течение газа в межзвездной среде таких галактик может быть только существенно дозвуковым (квазигидростатика). В противном случае мы вынуждены предположить, что темп потери массы звездами в обсуждаемых объектах более чем на два порядка превышает общепринятое значение [15, 26].

Одно из условий выполнения гидростатического или квазигидростатического равновесия в межзвездной среде Е-галактик — конвективная устойчивость горячего газа. Возможность выполнения этого условия исследуется в работе [87] в предположении о существовании внешней по отношению к галактике среды, которая удерживает межзвездный газ от расширения. Считается также, что давление является убывающей функцией расстояния от центра галактики. В [87] для заданных на некотором расстоянии от центра температуры и давления в газе найдено значение нижней границы для полной массы гравитирующего вещества в галактике, при котором еще соблюдается условие конвективной устойчивости. Полученные таким образом ограничения снизу на значения массы для галактик, наблюдавшихся в рентгеновском диапазоне [25, 26], лежат в интервале $2 \cdot 10^{12} - 12 \cdot 10^{12} M_{\odot}$.

Баланс источников и стоков энергии или превосходство одного над другим является определяющим для эволюции газовой среды в Е-галактиках, а возможно и самих галактик в целом. Основные источники энергии, поступающей в межзвездную среду, связаны со звездами (вспышки сверхновых, сброс газа со звезд с последующей его термализацией), а основная форма стоков энергии в горячем газе в Е-галактиках — потери на излучение (например, [3, 78]).

Условия гидростатического равновесия требуют и выполнения условия локального энергетического равновесия, поскольку в рамках такой модели отсутствует энергообмен между различными областями галактики, связанный с крупномасштабными течениями газа. Возможность использования решений системы двух уравнений, соответствующих этим условиям, для описания распределения газа в поле тяготения Е-галактики исследовалась в работе [79]. При этом рассматривались только далекие от ядра области галактики, где изменение плотности газа с расстоянием от центра можно с хорошей точностью описать степенным законом. Было проведено исследование как в случае без массообмена между средой и звездами, так и при учете такого обмена массой. Анализ полученного для первого случая решения показал, что согласующееся с наблюдениями распределение температуры и плотности газа в короне возможно только при очень жестких ограничениях, налагаемых на значения параметров, определяющих распределение звезд в галактике. В случае наличия массообмена регулярное решение существует только в ограниченной области значений r вблизи центра. В [79]

вывод о том, что модели, построенные с использованием уравнений гидростатического и энергетического равновесия при локальной компенсации источников и стоков энергии, не согласуются с наблюдаемой структурой газа в коронах Е-галактик.

Становится очевидным, что в рамках гидростатических моделей необходимо учитывать процесс обмена энергией между различными областями галактики. В отсутствие течений единственным таким механизмом является теплопроводность. Вследствие высокой температуры газа в коронах Е-галактик электронная теплопроводность может играть тем большую роль. Классический закон Фурье для теплопроводности применим только в том случае, когда длина свободного пробега частиц в среде λ мала по сравнению с характерным пространственным масштабом изменения температуры газа (см., например, [80]). Для полностью ионизованной плазмы корон Е-галактик λ вычисляется по формуле [81]

$$\lambda = 10^4 T^2 n^{-1} \text{ см}, \quad (2)$$

где n — число частиц в 1 см^3 . В скоплениях галактик длина пробега частиц в межгалактической среде достигает нескольких десятков килопарсек, а на периферии скопления — еще больше [82, 83]. Внутри галактик температура газа в 3—10 раз меньше, а плотность — в 10—100 раз больше, чем в скоплениях. Поэтому длина свободного пробега там гораздо меньше и составляет несколько десятков парсек. Вследствие этого при наличии небольших температурных градиентов для учета потоков тепла в газе Е-галактик в уравнениях газодинамики можно использовать закон Фурье.

В работе [84] результаты рентгеновских наблюдений газа в галактике М 87 интерпретировались на основе гидростатической модели с учетом эффектов теплопроводности, а также охлаждения газа при высвечивании и нагрева среды релятивистскими электронами, поступающими в нее из активного ядра галактики. При этом точное решение исходных уравнений не проводилось, а использовалось простое представление для распределения плотности газа в галактике степенным законом, соответствующее наблюдаемому профилю рентгеновской поверхностной яркости. По мнению авторов [84], полученный ими профиль распределения температуры и использовавшиеся при его расчете профили плотности газа могут быть успешно применены при интерпретации рентгеновских наблюдений данной галактики.

Более точно аналогичная задача решалась в работах [85, 86]. При этом, в [86] наряду с теплопроводностью, в уравнении энергии учитывался также нагрев газа при вспышках сверхновых. Была проведена серия расчетов для различных граничных условий и форм гравитационного потенциала галактики. Анализ результатов для обсуждаемой модели пока-

зал, что в центральных областях галактики имеется крутой градиент температуры, причем величина градиента возрастает с ростом концентрации газа в центре галактики. Вид профиля для периферийных областей галактики определяется законом, по которому гравитирующая масса возрастает с расстоянием.

В целом, учет теплопроводности расширяет возможности применения гидростатических моделей при описании газовых корон Е-галактик. Однако очевидно, что в тех областях, где концентрация газа становится значительной, а температурный градиент — крутым, одна теплопроводность не в состоянии уравновесить быстрое охлаждение газа. Поэтому в моделях необходим учет переноса энергии, связанный с течением газа.

3.1.2. Стационарные гидродинамические модели. Выше уже говорилось о непротиворечивости гидростатического подхода при описании горячих корон Е-галактик, по крайней мере, с динамической точки зрения. И все же, течение газа, внося малый вклад в общую динамическую картину (принимая во внимание то, что скорости течения в большей части галактики дозвуковые), может существенным образом влиять на процессы энергообмена в среде. Неучетом этого обстоятельства и объясняется часто неудовлетворительное описание наблюдаемых свойств газа в коронах при помощи гидростатических решений.

3.1.2.1. Модели галактического ветра. Модель галактического ветра появилась в конце 60-х — начале 70-х годов и была использована для объяснения дефицита газа (который тогда и позднее предполагался — см. [4]) в Е-галактиках. Задача о стационарном галактическом ветре ставилась и решалась по аналогии с получившей к тому времени широкую известность теорией солнечного (звездного) ветра. Существенное отличие состояло лишь в том, что источники энергии, поступающей в газ, были распределены по всему пространству. Дополнительные сложности вносила также необходимость учета распределенной в пространстве, а не точечной, гравитирующей массы. Возможно поэтому в первых работах [90, 91] для функции распределения плотности звездного вещества в галактике $\rho_*(r)$ использовался просто экспоненциальный закон. В [91] исходная система уравнений газодинамики сведена к одному дифференциальному уравнению относительно числа Маха течения. Проведено качественное исследование этого уравнения и изучена зависимость вида решений от значений параметров, характеризующих мощность источников массы и энергии в галактике.

В теории галактического ветра несомненно наибольшую известность имеет работа Мэтьюза и Бейкера [92]. Сформулированные в ней принципы учета действия различных физических процессов, определяющих струк-

туру межзвездной среды в Е-галактиках, в той или иной степени используются в дальнейшем в большинстве работ, в которых моделируются крупномасштабные радиальные течения в галактиках.

Авторы [92] попытались объяснить считавшийся тогда установленным факт отсутствия газа в галактиках ранних типов. Ударные волны, возникающие при термализации газа, сброшенного со случайным образом движущихся в галактике звезд, в лучшем случае могут обеспечить равновесие этого газа в поле тяготения галактики. Этой энергии недостаточно для поддержания течения газа от центра галактики к ее периферии. В качестве механизма, разогревающего газ до температур, превосходящих виртуальную, и позволяющего газу со сверхзвуковой скоростью покидать ее пределы, в [92] были предложены вспышки сверхновых звезд.

Динамика газа и свойства течений существенным образом зависят от двух конкурирующих процессов: нагрева сверхновыми и охлаждения при высвечивании. Наглядным количественным отражением этой конкуренции может служить отношение двух характерных времен, соответствующих упомянутым процессам: t_h — времени между двумя ближайшими прохождениями ударной волны от сверхновой по данной области и t_c — времени охлаждения газа при высвечивании. Так, неравенство

$$t_h/t_c < 1 \quad (3)$$

означает, что доминирующее влияние на энергетику среды оказывают процессы нагрева. Это неравенство является необходимым условием существования в галактике течения типа галактического ветра [92—94]. Считая, что частота вспышек сверхновых в единице объема галактики пропорциональна плотности звездного вещества, а потери энергии связаны с излучением в рентгеновских линиях, неравенство (3) можно переписать следующим образом:

$$t_h/t_c = 8 \cdot 10^2 (n^2/n_s) (\mathcal{M}/L) (\nu_{SN} T_7^{0.5} E_{s1})^{-1} < 1, \quad (4)$$

где n — концентрация газа, \mathcal{M}/L — отношение масса-светимость для галактики в солнечных единицах, ν_{SN} — частота вспышек сверхновых в единицах $\text{ICN}/(100 \text{ лет} \cdot 10^{10} L_\odot)$, $T_7 = T/10^7 \text{ K}$, $E_{s1} = E/10^{51} \text{ эрг}$ — энергия вспышки сверхновой. В межзвездной среде Е-галактик может выполняться как неравенство (4), так и противоположное ему [92, 93] — многое зависит от величины плотности газа, а также от значения ν_{SN} — пожалуй, наименее надежно известного параметра из всех, входящих в это неравенство.

Модель галактического ветра, особенно после упомянутой работы Мэтьюза и Бэйкера, приобрела большую популярность. Ее стали широко использовать при интерпретации наблюдений Е-галактик и анализе воз-

возможных путей эволюции межзвездной среды в них (например, [4, 95, 96]). Из различных вариантов объяснения дефицита газа в Е-галактиках — газ в молекулярной фазе, в состоянии высокой степени ионизации [4, 97], быстрая конденсация газа в звезды [98] и др. — наибольшее предпочтение отдавалось механизму галактического ветра.

На ранних стадиях эволюции частота вспышек сверхновых в галактиках вероятно была больше, чем в настоящее время. Однако и интенсивность процессов сброса газа со звезд, а следовательно, и значение плотности межзвездной среды также было выше. Вследствие этого доля энергии, теряемая при каждой вспышке сверхновой на излучение: $(1 - \epsilon)$, может значительно превышать долю энергии ϵ , затрачиваемую на разогрев среды [78]. Тем самым, вклад сверхновых в энергобаланс межзвездного газа значительно уменьшается. Подобная ситуация рассмотрена Ларсоном, который принял для ϵ значение 0.1 [95]. Учет этого обстоятельства не повлиял, однако, на общий вывод о возможном выметании газа из Е-галактик на ранних этапах эволюции.

Приведенное выше неравенство (3) — наиболее простой критерий возникновения галактического ветра. Оно отражает лишь локальное состояние энергетического баланса, не учитывая при этом, например, потерь энергии газом при движении в поле тяготения галактики. В работах [96, 99—101] проведен более подробный анализ условий истечения газа из галактики в форме галактического ветра. На его основе сделан ряд интересных выводов. Так, Джислер [96], предположив для ϵ -эффективности перехода энергии вспышки сверхновой в тепловую энергию среды значение 0.1, получил верхний предел дисперсии скоростей звезд в галактиках σ (и таким образом предел массы галактики), в которых возможно осуществление течения типа ветра: $\sigma \lesssim 200$ км/с.

Условие существования стационарного решения уравнений газодинамики, которое описывало бы течение газа от центра галактики к ее периферии, можно получить при интегрировании уравнения сохранения энергии [101]:

$$\alpha_{SN} E_{SN} M_T / \alpha > \frac{3}{2} V, \quad (5)$$

где V — потенциальная энергия, а M_T — полная масса галактики, E_{SN} — удельная энергия на единицу массы вещества, передаваемая сверхновыми межзвездной среде, α_{SN} — доля массы, сбрасываемой сверхновыми за единицу времени от массы всех звезд в галактике, $\alpha = \alpha_{SN} + \alpha_*$, где $\alpha_{*,v}$ — величина, аналогичная α_{SN} , но учитывающая только долю массы газа, сброшенного со всех остальных звезд, кроме сверхновых. Физический смысл неравенства (5) заключается в том, что частота и энергетика вспышек сверхновых — параметры, определяющие их коллективное воздействие

на межзвездную среду, — должны быть достаточными для совершения работы по преодолению гравитационного поля галактики при удалении из нее газа. Мак Дональд и Бэйли [101] на основе этого неравенства показали, что в галактиках, у которых $v \geq 300$ км/с, должны иметь место аккреционные течения, а не ветер. Как видим, эта оценка близка упомянутой ранее оценке Джислера [96]. Ими было продемонстрировано также, что для более массивных Е-галактик ($\sigma \geq 75$ км/с) основным критерием наличия или отсутствия в галактике ветра является неравенство (5). Для галактик меньших масс главным фактором, определяющим направление течения (аккреция или ветер), служит соотношение процессов нагрева и охлаждения газа (неравенство (4)).

Система уравнений газодинамики с источниками массы допускает также и промежуточный между аккрецией и ветром режим. Соответствующие решения качественно исследовались еще в работе Джонсона и Эксфорда [91], а затем были найдены численными методами в работах [92, 100, 101]. Этот режим получил название частичного галактического ветра: истечение газа из галактики в ее внешних областях и аккреционное течение во внутренних областях.

Наиболее полно и последовательно стационарная модель галактического ветра исследована в работах [102, 103]. Используя численное решение уравнений газодинамики, Уайт и Шевалье [102] построили сетку сферически-симметричных моделей галактического ветра, захватывающего весь объем галактики. Они продемонстрировали, что такой режим течения реализуется в широком интервале масс Е-галактик. В [102] предполагалось, что распределение звездного вещества с расстоянием от центра подчиняется закону:

$$\rho_s = \rho_{s0} [1 + (r/r_c)^2]^{-a}, \quad (6)$$

где ρ_{s0} — плотность звездного вещества в центре галактики, r_c — радиус ядра звездного распределения, a — параметр, значения которого для наблюдаемого распределения звезд в Е-галактиках принадлежат интервалу [1, 1.5]. При расчетах предполагалось, что $a = 3/2$ (модифицированный закон Кинга). Принимавшиеся крайние значения r_c : 10 пк и 500 пк — покрывают практически весь диапазон значений, допустимых для нормальных Е-галактик. На рис. 2, 3 приведены полученные в работе [102] распределения температуры и скорости газа для различных моделей галактик. Демонстрируемое на рис. 2 быстрое уменьшение температуры газа на периферии галактик — характерная особенность данного режима течения, обусловленная расширением горячего газа в окологалактическое пространство. Однако результаты этой работы не сняли вопрос о существовании предельной для Е-галактики массы и соответственно σ , отделяющей мно-

жество галактик с течением типа ветра от галактик с аккрецией. Авторы подчеркнули, что в своей работе они использовали значение $\alpha_s = 4.7 \cdot 10^{-20} \text{ с}^{-1}$, в то время как в [100, 101] использовалось $\alpha_s = 1.1 \cdot 10^{-19} \text{ с}^{-1}$. Очевидно различие в выводах, сделанных в [101] и [102], в большой степени связано с выбором величины α_s .

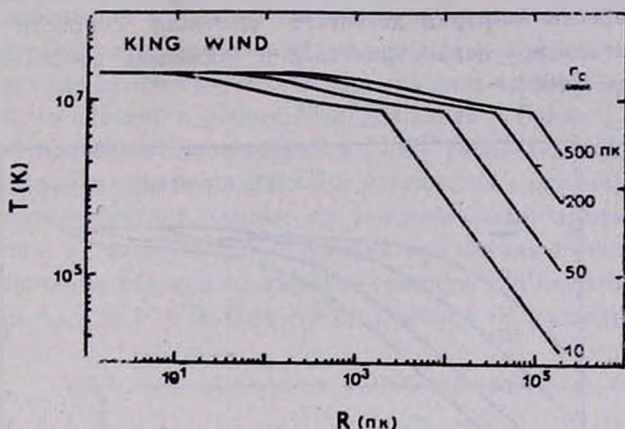


Рис. 2. Распределение температуры газа в стационарной модели галактического ветра при разных значениях радиуса ядра галактики (из работы [102]).

Интересное исследование, корректно использующее процедуру выделения особой точки системы газодинамических уравнений, было проведено, Конюковым [103]. В этой работе, в частности, наглядно показано, как увеличение массы галактики вызывает смещение звуковой точки в модели к периферии галактики.

3.1.2.2. Аккреционные течения, вызванные охлаждением газа. Обнаружение больших масс горячего газа сначала в центральных галактиках скоплений, а позднее и в нормальных Е-галактиках привело к необходимости строить альтернативные галактическому ветру модели. Основным звеном новой теории, появившейся в конце 70-х годов [104—106], было сообщение о том, что в центрах регулярных скоплений галактик, где часто расположена сД или массивная Е-галактика, концентрация газа настолько велика, что процессы нагрева не могут компенсировать охлаждение газа при излучении в рентгеновских линиях и в непрерывном спектре за характерное время, гораздо меньшее, чем хаббловское. При этом более внешние слои, не успевшие потерять энергию вследствие малой плотности газа, начинают сжимать внутренние слои, и таким образом, возникает аккреционное течение. Данный механизм получил название «охлаждающееся течение» (cooling flow). Хотя о возможной аккреции газа на сД-галактики в

скоплениях и даже об изменении структуры галактики под действием падающего на нее газа говорилось и раньше (см., например, [107]), в работах [104—106] указанный процесс был впервые описан количественно: решалась стационарная задача об аккреции газа при высвечивании. Следует отметить одно важное обстоятельство. Уже в этих ранних работах подчеркивался существенно дозвуковой характер течения: особая точка, в которой скорость аккреции достигает значения скорости звука, при разумных значениях параметров газа и галактики располагается очень близко к центру [106].

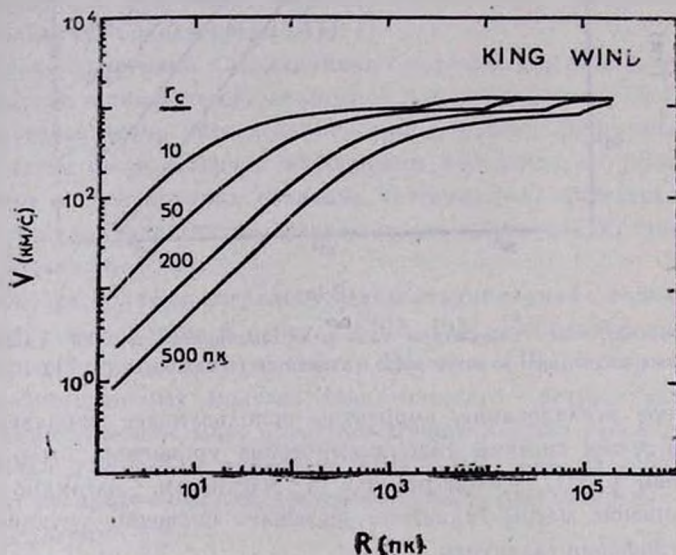


Рис. 3. Распределение скорости течения газа в стационарной модели галактического ветра при разных значениях радиуса ядра галактики (из работы [102]).

Позднее модель охлаждающегося течения была распространена и на нормальные Е-галактики [21, 87]. О степени ее популярности говорит то, что, кроме обзоров, посвященных этой модели (например, [7]), в последнее время она стала предметом специальной конференции [108].

Стационарные решения, описывающие аккреционное течение в Е-галактиках, впервые подробно рассмотрели Уайт и Шевалье в 1984 г. [109]. Примечательно, что за год до этого те же авторы применяли для описания динамики межзвездной среды в Е-галактиках альтернативную модель — модель ветра (см. выше о работе [102]). Появление работы [109] очевидно было вызвано не только желанием рассмотреть все возможные случаи стационарных решений, но и стремлением объяснить все нараставшее в

это время количество наблюдательных фактов, свидетельствовавших о наличии больших масс газа в нормальных Е-галактиках.

В [109] подчеркивается различие между «динамическим» и «радиативным» аккреционными течениями. Первое возникает тогда, когда вклад источников энергии, поступающей в межзвездную среду в галактике, мал по сравнению с энергией гравитационного поля. При этом плотность газа может быть небольшой и поэтому механизм высвечивания не будет эффективным. Во втором случае именно охлаждение газа при излучении определяет характер течения. Это разделение на два типа течения аналогично тому, которое было сделано в работе Мак Дональда и Бэйли [101].

На рис. 4 приведены полученные в [109] распределения температуры газа в галактике. Из сравнения рис. 2 и 4 видно, как различные предположения о характере течения влияют на температурный профиль. Быстрый рост температуры во внешней области галактики связан с несколько искусственным характером условий на внешней границе. Ею служит радиус останков течения r_{st} , где $v = 0$. При $r > r_{st}$ решение не рассматривалось, по-

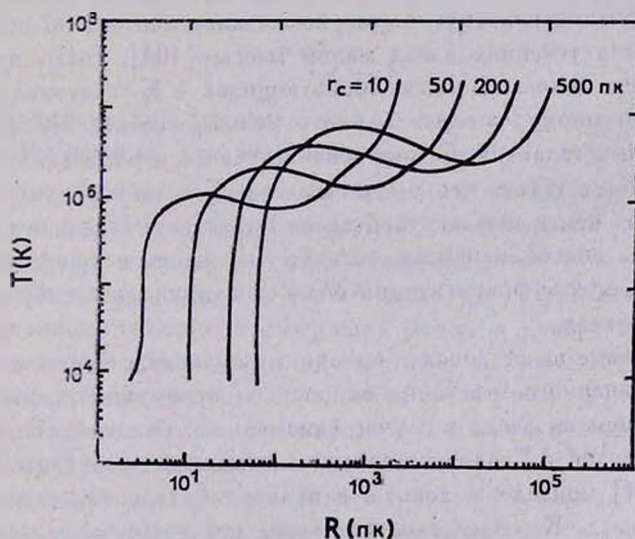


Рис. 4. Распределение температуры газа в стационарной модели охлаждающегося течения при разных значениях радиуса ядра галактики (из работы [109]).

скольку исследовались полностью аккреционные течения. Учет наличия окологалактического газа может снять это затруднение.

С появлением в середине 80-х годов рентгеновских наблюдений большой выборки Е-галактик модель охлаждающегося течения оттеснила мо-

дель галактического ветра [21, 87, 110]. По оценкам, основанным на наблюдениях различных галактик, значение темпа аккреции

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \quad (7)$$

колеблется от сотых долей до десятков масс Солнца в год. Таким образом, за время жизни Е-галактики масса накопившегося в ее центре газа может достигать $10^{10} M_{\odot}$ и более. Результаты наблюдений исключают возможность присутствия таких масс газа в центральных областях галактик, что приводит к необходимости исследования возможных механизмов уменьшения темпа аккреции.

Одним из наиболее эффективных процессов, способствующих уменьшению массы торячего межзвездного газа, является распад горячей среды в результате действия тепловой неустойчивости на холодные облака, в которых в последующем происходит звездообразование. Однако появление большого числа вновь образующихся звезд в центральных областях Е-галактик с начальной функцией масс, характерной для нашей Галактики, было бы заметно по изменению показателя цвета, чего на самом деле не наблюдается. Именно поэтому была высказана гипотеза об образовании в охлаждающихся течениях звезд малой массы [104]. Было предположено [111, 112], что значения массы образующихся в Е-галактиках звезд имеют верхнюю границу, которая намного меньше соответствующей границы для спиральных галактик. Существование такого ограничения на функцию масс связывается с тем, что в горячем газе Е-галактик давление на 2—3 порядка выше, чем в межзвездной среде Галактики. В связи с этим джинсовская масса обособляющихся облаков возможно меньше, чем в Галактике, что в процессе фрагментации облаков и приводит к образованию маломассивных звезд.

Приведенные выше доводы, однако, не являются бесспорными. Теория не дает однозначного ответа на вопрос о преимущественных значениях масс образующихся звезд в случае аномально большого по сравнению с диффузной средой в Галактике давления в межзвездном газе. Так, в работах [113, 114] приведены доводы в пользу образования в этих условиях массивных звезд. К этому следует также добавить, что давление внутри молекулярных облаков — основных областей звездообразования в Галактике — примерно такое же, как и в горячей среде Е-галактик. Исходя из этих соображений, авторы работы [115] предложили модель, в которой предполагается, что при звездообразовании в охлаждающихся течениях начальная функция масс сходна с характерной для окрестностей Солнца, и как результат образования массивных звезд — повышенная частота вспышек сверхновых. Вспышки сверхновых, в свою очередь, изменяют энергетический баланс в среде и в результате уменьшается темп аккреции.

газа на центр Е-галактики. Таким образом, в работе [115] сделана попытка решения самосогласованной задачи о взаимном влиянии структуры охлаждающегося течения и темпов звездообразования.

Для того, чтобы учесть действие процессов звездообразования при моделировании аккреционного охлаждающегося течения путем решения системы газодинамических уравнений, последние должны быть дополнены соответствующими членами, описывающими отрицательные источники (стоки) массы, импульса и энергии межзвездной среды. Стоит заметить, что в модели галактического ветра нет необходимости вводить эти слагаемые в основную систему уравнений, поскольку поступающий в среду со звезд газ уходит за пределы галактики и не накапливается в ней. Стационарная задача при учете стока массы в охлаждающихся течениях исследовалась Уайтом и Сарaziном в серии из трех работ [116]. Поскольку сток массы связывается с действием тепловой неустойчивости, а следовательно, с охлаждением газа при излучении, интенсивность отрицательных источников представлялась в [116] в следующем виде:

$$\dot{\rho} = q \frac{\rho}{t_c}, \quad (8)$$

где q — коэффициент пропорциональности, характеризующий эффективность звездообразования. Так как время охлаждения $t_c \propto \rho^{-1}$, из формулы (8) следует $\dot{\rho} \propto \rho^2$, что напоминает известный закон Шмидта [125], описывающий интенсивность звездообразования в межзвездной среде. Анализ полученных решений показал, что увеличение значения q уменьшает плотность горячего газа и увеличивает его температуру. При этом звуковая точка аккреционного течения перемещается ближе к центру галактики.

В [116] влияние стоков массы на структуру охлаждающегося течения исследовалось «в чистом виде»: в уравнениях отсутствовали источники массы и энергии. Задача в более полном виде как с положительными, так и с отрицательными источниками решалась в работе [117]. Особенностью этой работы является то, что в ней представлен очень широкий набор (около 40) стационарных моделей для горячей межзвездной среды Е-галактик. Исследуется влияние различных комбинаций значений источников и стоков на структуру течения. Показано также, что присутствие внешней среды с конечным значением давления почти не изменяет полную рентгеновскую светимость галактики, но повышает среднюю температуру межзвездного газа, что может быть воспринято наблюдателем как признак наличия у галактики массивного темного гало. Поэтому только анализ профиля температуры вдоль радиуса галактик, а не информация об ее среднем по галактике значении, может ответить на вопрос о существовании такого гало. Вариации мощности источников и стоков энергии хотя и изменяют профи-

ли температуры, плотности газа, а также поверхностной яркости рентгеновского излучения, но слабо влияют на изменение светимости L_X . Поэтому делается вывод о том, что наблюдаемый разброс значений L_X для фиксированного значения L_V следует связывать с действием внешних механизмов (например, с выметанием газа из галактики динамическим напором межгалактической среды).

В моделях охлаждающегося течения, рассчитанных в работах [118, 119], в отличие от [117], основное внимание было уделено изучению влияния на структуру течения не величины источников и стоков массы, а распределения массы гравитирующего вещества в Е-галактике и интенсивности нагрева газа вспышками сверхновых. Все рассчитанные модели разделены на 4 основных типа по признаку учета в них темного массивного гало и нагрева газа сверхновыми: 1) без гало и сверхновых, 2) со сверхновыми (SN), 3) с темным гало (НН), 4) с гало и сверхновыми (SN — НН). Температура газа в моделях первого типа оказывается существенно ниже наблюдаемых температур в межзвездной среде Е-галактик. Помимо этого, профили поверхностной яркости рентгеновского излучения гораздо круче наблюдаемых. Значительное уменьшение температуры к периферии галактики найдено также и в моделях типа SN (аналогичный результат был получен в работе [102] см. выше). Модели типа SN — НН описывают ситуацию, при которой газ, несмотря на нагрев при вспышках сверхновых, не может покинуть галактику и удерживается в ней гравитационным полем массивного гало. Рентгеновская светимость газа в этих моделях превосходит наблюдаемую. Наилучшим образом согласуются с наблюдениями результаты расчетов моделей типа НН. Недостаток этих моделей заключается лишь в том, что у них в центре галактики получается слишком большой пик поверхностной рентгеновской яркости.

По мнению авторов работ [118, 119] одной из главных проблем остается непонимание причины широкого разброса значения L_X у разных галактик с одним и тем же значением L_V (более, чем в 50 раз). Подчеркивается также, что найденное Тамманом [124] значение частоты вспышек сверхновых в Е-галактиках $\nu_{SN} = 0.22/(10^{10} L_{\odot} \cdot 100 \text{ лет})$ вероятно является завышенным в несколько раз. Аналогичный вывод был сделан и в работах [110, 117]. Однако возможно, что обе эти трудности могут быть разрешены в рамках нестационарного моделирования охлаждающегося течения.

Пожалуй, наибольшие трудности для модели охлаждающегося течения связаны с неопределенностями в судьбе движущегося в центральные области галактики и охлаждающегося газа. Выше уже говорилось, что в теории для уменьшения этого потока и соответственно доли газа, доходящего до самого центра, привлекалось предположение о стоках массы вслед-

ствие действия тепловой неустойчивости. Альтернативный вариант, также приводящий к уменьшению темпа аккреции газа, состоит в привлечении механизма теплопроводности. Стационарные модели охлаждающегося течения с учетом теплопроводности исследовались в ряде работ [121—123]. Введение теплопроводности позволяет не только уменьшить значение темпа аккреции в модели, но и допускает интерпретацию наблюдаемого распределения рентгеновской яркости в предположении о том, что \dot{M} не зависит от радиуса [122]. Таким образом, автоматически исчезает необходимость в рассмотрении процессов звездообразования на далеких от центра галактики расстояниях. Флуктуации магнитного поля, которые, возможно, присутствуют в межзвездной среде Е-галактик, незначительно уменьшают поток тепла, переносимый электронной теплопроводностью [123]. Говоря о теплопроводности в горячем газе Е-галактик, упомянем также о работе [120], в которой речь идет уже не об уменьшении аккреционного потока, а об испарении газа из галактики, обусловленном учетом теплопроводности.

3.2. Нестационарные модели. Стационарные модели могут описать равновесные структуры газа во внешнем гравитационном поле галактик, но они не позволяют рассчитать эволюцию исследуемых объектов. Подобный расчет необходим для понимания происхождения наблюдаемого горячего газа, а также возможного пути развития газовых корон галактик и для выявления устойчивых распределений газа в короне. Трудность получения нестационарных решений заключается не столько в реализации алгоритма расчета, сколько в удачном выборе начальных и граничных условий.

Впервые решение нестационарной задачи об эволюции межзвездного газа в Е-галактиках было выполнено в уже упоминавшейся работе Мэтьюза и Бэйкера [92]. Существенным элементом модели, рассмотренной в [92], было то, что в начальный момент галактика считалась свободной от газа. Возникающее сверхзвуковое течение явилось отчасти следствием такого приближения. Это начальное условие, использованное впоследствии в ряде работ, представляется не очень удачным, поскольку пути эволюции межзвездной среды во многом определяются количеством газа в галактике [124]. Основная причина возникновения трансзвукового течения, описанного в [92], — действие интенсивных источников энергии в виде вспышек сверхновых. Было показано, что при выбранных начальных условиях за характерное время порядка 10^8 лет устанавливается квазистационарное состояние. При этом, как следовало из расчетов, величина плотности газа резко уменьшается к периферии галактики. Соответственно малой получалась и полная масса газа ($\sim 10^7 M_{\odot}$).

Мэтьюз и Бэйкер исследовали также ситуацию, в которой интенсивность источников энергии принималась в 10 раз меньшей по сравнению с описанным выше случаем. Полученная из расчетов картина течения оказалась следующей: в центре аккреция с образованием холодной плотной области и истечение газа на периферии галактики. Эта модель получила в дальнейшем название «частичный галактический ветер». Она нашла развитие в работе [101], где расчет на временных масштабах порядка 10^8 лет проводился для двух различных периодов эволюции Е-галактики, соответствующих разным значениям параметра α_* .

В работе Сандерса [126] была предложена модель пульсирующего галактического ветра с периодом $5 \cdot 10^8$ — 10^9 лет. Перерывы и повторное возникновение течения должны, по мнению автора, вызываться постепенным накоплением газа и вспышками звездообразования с последующей за этим фазой частых вспышек сверхновых и выметанием газа из галактики.

Процесс формирования охлаждающегося течения для газа в Е-галактике, который первоначально находился в состоянии гидростатического равновесия, был рассчитан в работе [133]. Исследовалась зависимость типа течения от начальной величины концентрации газа в центре галактики.

В работах [127, 128] прослеживается эволюция межзвездного газа Е-галактик на космологических временных масштабах. При этом одним из главных факторов, определяющих вид течения, является наличие темного массивного галактического гало. Рассмотрено два случая, в одном из которых значение массы гравитирующего вещества равно $3.1 \cdot 10^{12} M_\odot$, а в другом — $8.3 \cdot 10^{12} M_\odot$. На долю темного гало приходится 90% общей массы. Существенным также является и учет изменения значения параметра α_* — от примерно 10^{17} с^{-1} на ранних стадиях эволюции галактики до $2 \cdot 10^{-20} \text{ с}^{-1}$ в современную эпоху. Параметр α_{SN} , характеризующий активность сверхновых, меняется за это же время всего в несколько раз. Поэтому удельная энергия $\epsilon_{SN} T_{SN}/\alpha_*$, передаваемая среде со вновь поступающим в нее от звезд газом, возрастает со временем. Для модели с меньшей массой при значении частоты вспышек сверхновых, соответствующей оценке Таммана [124], эволюция межзвездной среды приводит к возникновению сверхзвукового галактического ветра. В соответствии с выводами авторов работы [128], наблюдаемые значения рентгеновской светимости Е-галактик могут быть объяснены только при наличии массивного темного гало и в предположении о том, что v_{SN} в современную эпоху в несколько раз меньше значения, предложенного в [124].

В недавно появившейся работе [135] отмеченное противоречие между значением v_{SN} для Е-галактик по Тамману и возможностью объяснить присутствие горячего газа в Е-галактиках снимается. Нестационарная газодинамическая модель, результаты расчетов которой приведены в этой

заметке, отличается главным образом от модели Мэтьюза и Лоавенстейна [128] видом зависимости параметра α_{SN} от времени. В [135] эта зависимость выбирается так, что значение α_{SN} убывает со временем немного быстрее, чем значение α_s . Вследствие этого величина удельной энергии $\alpha_{SN} T_{SN} \tau_s$ также убывает в процессе эволюции галактики. Результаты расчетов показали, что при выполнении отмеченного условия межзвездная среда галактики в общем случае должна проходить через три динамические фазы: 1) фаза сверхзвукового ветра, 2) фаза дозвукового истечения, 3) фаза аккреционного течения. Согласно работе [135], большая часть наблюдаемых в рентгеновском диапазоне галактик находится во второй фазе. Необходимо отметить, что при расчетах использовалось принятое по работе Таммана [124] значение v_{SN} в настоящую эпоху.

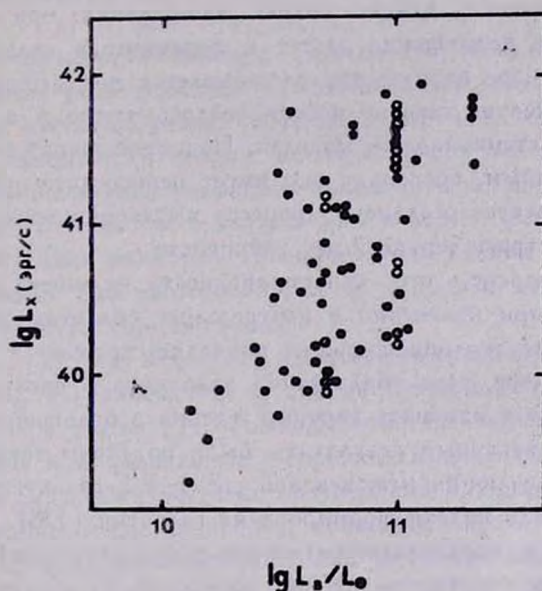


Рис. 5. Рентгеновская светимость эллиптических галактик в зависимости от их оптической светимости (заштрихованные кружки) и результаты эволюционных расчетов (незаштрихованные) (из работы [135]).

В рамках предложенной модели удастся объяснить и широкий разброс наблюдаемых значений L_x для фиксированного значения L_b . Это достигается небольшой вариацией значений параметров, характеризующих гравитационное поле галактики. Данный результат демонстрируется на рис. 5, где нанесены как расчетные точки, так и результаты наблюдений Е.галактик.

В двух работах [129, 134] исследовано влияние теплопроводности на эволюцию горячего газа в охлаждающемся течении. В связи с тем, что модели, построенные в этих работах, используются для интерпретации рентгеновского излучения от горячего газа в скоплениях галактик, в уравнениях отсутствуют члены, соответствующие источникам массы и энергии. С другой стороны, при расчете учитывается возможный сток массы путем образования холодных облаков под действием тепловой неустойчивости. Для описания этого процесса в [129] в уравнение неразрывности вводится слабое

$$-\frac{q^2}{l_c} e^{-(l_c/r)^m}, \quad (9)$$

где q, m — коэффициенты, r — расстояние от центра скопления, l_c — критическое значение длины волны возмущения: при $\lambda > l_c$ в неустойчивой среде возмущение растет и переходит в нелинейный режим, при $\lambda < l_c$ начальное возмущение рассасывается под действием теплопроводности. Похожее выражение использовалось также и в [121], правда при построении стационарных моделей. Подобное выражение представляется весьма удачным, поскольку оно имеет непосредственный физический смысл и соответствует реальному процессу выделения возмущений в горячем газе под действием тепловой неустойчивости.

В [134] показано, что теплопроводность не может компенсировать потери энергии при излучении в центральных областях охлаждающегося течения. Действие теплопроводности проявляется лишь в том, что оттягивается по времени фаза образования холодного и плотного ядра. Учет стоков массы может изменить картину течения в большей степени.

Ближние к указанным результаты были получены также и в работах [136, 137], где эволюция межзвездной среды в Е-галактиках рассмотрена в рамках «горячей» модели формирования галактик [138]. В соответствии с данной моделью предполагается нагрев протогалактического газа в результате вспышек сверхновых первых поколений. При этом часть газа из внешних областей протогалактики уходит в межгалактическое пространство. В центре охлаждение газа приводит к образованию холодного ядра. Газ, изначально находившийся в промежуточных областях, участвует в формировании горячей короны галактики.

Численные решения нестационарных газодинамических уравнений позволяют количественно оценить влияние различных факторов на динамическую эволюцию течения газа в Е-галактиках. Однако основные качественные выводы относительно тенденции развития крупномасштабной структуры межзвездной среды в Е-галактиках можно выяснить, получив для простых частных случаев автомодельные решения. Эта процедура реализована в работах [130—132]. В [130] в качестве двух размерных пара-

метров, содержащихся в автомоделном решении, выбраны: коэффициент в функции охлаждения и начальная температура газа. В [131] второй из этих параметров заменен на величину, характеризующую удельную энергию поступающего со звезд газа. При этом в начальный момент в галактике газа отсутствует. Данное условие необходимо для постановки автомоделной задачи с учетом сброса газа со звезд. В противном случае в задаче об эволюции течения появился бы дополнительный размерностный параметр, связанный с начальной температурой газа. Качественный анализ уравнений показывает, что автомоделное решение описывает течение, которое можно разделить на четыре зоны. В качестве границ выступают: звуковая точка, точка, соответствующая расстоянию от центра, где время охлаждения равно возрасту системы, а также граница, отделяющая область волны разряжения.

3.3. Тепловая неустойчивость в горячем газе E-галактик. Выше уже отмечалась важная роль тепловой неустойчивости в горячих коронах E-галактик. Особое место процессы, обусловленные действием тепловой неустойчивости, занимают в теории охлаждающихся течений. Впервые на необходимость привлечения механизма тепловой неустойчивости при моделировании этого течения было указано уже в первых работах по «cooling flow» [105, 106]. Был выведен в линейном приближении критерий локальной неустойчивости для изотермических возмущений, движущихся к центру галактики вместе с горячим газом.

В работах [116, 139] наряду с радиальными рассмотрены и нерадиальные возмущения в горячем газе в рамках сферически-симметричной модели. Сделанные в статье [140] выводы относительно стабилизации возмущений в среде при радиальных смещениях выделенных объемов вследствие действия силы плавучести не подтвердились. Скорее всего в охлаждающихся течениях можно пренебречь конвекцией и считать, что выделенное возмущение неподвижно относительно медленно падающего на центр газа [141].

В ряде работ проводилось численное моделирование процесса образования холодных облаков из горячей среды под действием тепловой неустойчивости [142—145]. В данной задаче могут быть выделены три характерных значения времени [142]: 1) время пересечения области возмущения звуковой волной, 2) время прогрева флуктуации тепловой волной, 3) время охлаждения газа при высвечивании. В зависимости от соотношения этих характерных времен эволюция возмущения может идти разными путями: 1) образование холодного облака, сопровождающееся возникновением ударной волны, 2) то же самое, но без ударной волны, 3) прогрев облака и исчезновение флуктуации [142—144]. Следует заметить, что

теплопроводность в значительной мере препятствует развитию тепловой неустойчивости в горячем газе Е-галактик: пространственные размеры тех флуктуаций, которые не размываются теплопроводностью, при концентрациях газа равных $n = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, сравнимы с размерами галактики [142]. При учете в модели магнитного поля оказывается, что в процессе образования конденсаций ударные волны, как правило, не возникают [144].

4. Заключение. Физика межзвездного газа в эллиптических галактиках в настоящее время является активно развивающейся областью астрофизики. В ближайшем будущем основные возможности получения новой информации о структуре межзвездной среды Е-галактик связывается с увеличением пространственного и спектрального разрешения приемников рентгеновского излучения. Результаты наблюдений, проведенных при помощи таких приемников, позволили бы нам судить не только о крупномасштабной структуре горячего газа в коронах Е-галактик, но и о возможных флуктуациях и неоднородностях в таком газе. Подобные наблюдения создадут реальную почву для построения дву- и трехмерных моделей газовых корон.

В теории уже сейчас становится очевидной необходимость расчета многофазных моделей межзвездной среды в Е-галактиках. Вполне вероятно, что учет фактора многофазности внесет существенные коррективы в наше представление о динамике и энергетике газа в галактиках ранних типов.

Ленинградский государственный
университет

GAS IN ELLIPTICAL GALAXIES

E. V. VOLKOV

A review of the investigations of the interstellar medium in elliptical galaxies has been done. Main observational results are obtained in the X-ray spectral region. These are indicative of the substantial masses of hot gas presented in the interstellar space of E galaxies. The optical, IR and radio observational results are also discussed. Various theoretical models commonly used to describe the dynamical state and energetics of the interstellar medium in E galaxies are considered. The computational results of both stationary and non-stationary hot gas corona models for E galaxies are reviewed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
2. А. В. Засов, Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон., 29, 3, 1981.
3. В. Г. Горбачук, Введение в физику галактик и скопления галактик, Наука, М., 1986.
4. S. M. Faber, J. S. Gallagher, *Astrophys. J.*, 204, 365, 1976.
5. F. Schweizer, in "Structure and dynamics of elliptical galaxies", Proc. 127th IAU Symp., ed. T. de Zeeuw, 1987, p. 109.
6. W. Forman, C. Jones, *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 547, 1982.
7. A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, C. R. Canizares, *Nature*, 310, 733, 1984.
8. C. L. Sarazin, *Rev. Modern Phys.*, 58, 1, 1986.
9. В. Г. Горбачук, А. Г. Крицук, Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон. 29, 3, 1987, 3, 1987.
10. E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, *Science*, 152, 66, 1966.
11. H. Bradt, W. Mayer, S. Narayan, S. Rappaport, G. Spuda, *Astrophys. J.*, 150, L199, 1967.
12. D. Fabricant, M. Lescar, P. Gorenstein, *Astrophys. J.*, 241, 552, 1980.
13. S. M. Lea, R. Mushotzky, S. S. Holt, *Astrophys. J.*, 262, 24, 1982.
14. D. Fabricant, P. Gorenstein, *Astrophys. J.*, 267, 535, 1983.
15. G. C. Stewart, C. R. Canizares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, *Astrophys. J.*, 278, 536, 1984.
16. W. Forman, J. Schwarz, C. Jones, W. Liller, A. C. Fabian, *Astrophys. J.*, 234, L27, 1979.
17. E. D. Feigelson, E. J. Schreier, J. P. Delvaille, R. Giacconi, J. E. Grindlay, A. P. Lightman, *Astrophys. J.*, 251, 31, 1981.
18. P. Biermann, P. P. Kronberg, B. F. Madore, *Astrophys. J.*, 256, L37, 1982.
19. P. Biermann, P. P. Kronberg, *Astrophys. J.*, 268, L69, 1983.
20. J. Bechtold, W. Forman, R. Giacconi, C. Jones, J. Schwarz, W. Tucker, *Astrophys. J.*, 265, 86, 1983.
21. P. E. J. Nulsen, G. C. Stewart, A. C. Fabian, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 208, 185, 1984.
22. L. L. Dressel, A. S. Wilson, *Astrophys. J.*, 291, 668, 1985.
23. C. R. Canizares, M. E. Donahue, G. Trinchieri, G. C. Stewart, T. A. McGlynn, *Astrophys. J.*, 304, 312, 1986.
24. V. J. Stenger, R. S. Warwick, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 220, 363, 1986.
25. G. Trinchieri, G. Fabbiano, C. R. Canizares, *Astrophys. J.*, 310, 637, 1986.
26. W. Forman, C. Jones, W. Tucker, *Astrophys. J.*, 293, 102, 1985.
27. G. Trinchieri, G. Fabbiano, *Astrophys. J.*, 296, 447, 1985.
28. C. R. Canizares, G. Fabbiano, G. Trinchieri, *Astrophys. J.*, 312, 503, 1987.
29. N. U. Mayall, *Lick Observ. Bull.*, 19, 33, 1939.
30. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *Astron. J.*, 61, 97, 1956.
31. G. R. Gisler, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 633, 1978.
32. D. E. Osterbrock, *Astrophys. J.*, 132, 325, 1960.
33. N. Caldwell, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 96, 287, 1984.
34. M. M. Phillips, C. R. Jenkins, M. A. Dopita, E. M. Sadler, L. Binette, *Astron. J.*, 91, 1062, 1986.
35. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Astrophys. J.*, 142, 634, 1965.

36. *R. Minkowski*, in „Radio Astronomy“, Proc. of the 97th IAU Symp., ed. H. C. van der Hulst, 1957, p. 107.
37. *W. J. M. Breugel, P. McCarthy*, *Astrophys. J.*, **338**, 48, 1989.
38. *H. C. Ford, H. R. Butcher*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **41**, 147, 1979.
39. *S. M. Kent, W. L. W. Sargent*, *Astrophys. J.*, **230**, 667, 1979.
40. *R. M. Johnston, A. C. Fabian*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 581, 1988.
41. *W. van Breugel, T. Heckman, G. Miley*, *Astrophys. J.*, **276**, 79, 1984.
42. *A. C. Fabian, K. A. Arnaud, P. E. J. Nulsen, M. G. Watson, G. C. Stewart, I. McHardy, A. Smith, B. Cooke, M. Elvis, R. F. Mushotzky*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **216**, 923, 1985.
43. *M. T. Heckman*, *Astrophys. J.*, **250**, L59, 1981.
44. *L. L. Cowie, E. M. Hu, E. B. Jenkins, D. G. York*, *Astrophys. J.*, **272**, 29, 1983.
45. *E. M. Hu, L. L. Cowie, Z. Wang*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **59**, 447, 1985.
46. *R. M. Johnston, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **224**, 75, 1987.
47. *M. S. Roberts*, in „Stars and Stellar Systems“, ed. A. R. Sandage, M. Sandage, J. Kristian, **9**, 309, 1975.
48. *J. H. Bregman, P. Biermann*, *Astron. and Astrophys.*, **60**, 361, 1977.
49. *L. Bottinelli, L. Gougenheim*, *Astron. and Astrophys.*, **76**, 176, 1979.
50. *L. Bottinelli, L. Gougenheim, G. Paturel*, *Astron. and Astrophys.*, **88**, 32, 1980.
51. *N. Krumm, E. Salpeter*, *Astrophys. J.*, **227**, 776, 1979.
52. *R. H. Sanders*, *Astrophys. J.*, **242**, 931, 1980.
53. *D. W. Johnson, S. T. Gottesmann*, *Astrophys. J.*, **275**, 549, 1983.
54. *G. Lake, R. A. Schommer*, *Astrophys. J.*, **280**, 107, 1984.
55. *G. R. Knapp, E. L. Turner, P. E. Cunliffe*, *Astron. J.*, **90**, 454, 1985.
56. *G. S. Shostak*, *Astron. and Astrophys.*, **68**, 321, 1978.
57. *E. Raimond, S. M. Faber, J. S. Gallagher, G. R. Knapp*, *Astrophys. J.*, **246**, 708, 1981.
58. *G. Lake, R. A. Schommer, J. H. van Gorkom*, *Astrophys. J.*, **314**, 57, 1987.
59. *G. R. Knapp, E. Raimond*, *Astron. and Astrophys.*, **138**, 77, 1984.
60. *J. H. van Gorkom, G. R. Knapp, E. Raimond, S. M. Faber, J. S. Gallagher*, *Astron. J.*, **91**, 791, 1986.
61. *J. N. Bregman, M. S. Roberts, R. Giovanelli*, *Astrophys. J.*, **330**, L93, 1988.
62. *D. — W. Kim, P. Guhathakurta, J. H. van Gorkom, M. Jura, G. R. Knapp*, *Astrophys. J.*, **330**, 684, 1988.
63. *R. D. Ekers*, *Phys. Scripta*, **17**, 171, 1978.
64. *L. L. Dressel*, *Astrophys. J.*, **245**, 25, 1981.
65. *J. S. Gallagher, G. R. Knapp, S. M. Faber, B. Balick*, *Astrophys. J.*, **215**, 463, 1977.
66. *J. E. Gunn*, in „Active Galactic Nuclei“, ed. C. Hazard, S. Mitton, Cambridge, 1979, p. 213.
67. *D. E. P. Walsh, G. R. Knapp, J. M. Wrobel, D. — W. Kim*, *Astrophys. J.*, **337**, 209, 1989.
68. *J. H. van Gorkom, G. R. Knapp, R. D. Ekers, D. D. Ekers, R. A. Laing, K. S. Polk*, *Astron. J.*, **97**, 708, 1989.
69. *K. Ebner, S. Djorgovski, M. Davis*, *Astron. J.*, **95**, 422, 1988.
70. *T. G. Hawarden, R. A. W. Elson, A. J. Longmore, S. B. Tritton, H. G. Corwin Jr.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **196**, 747, 1981.
71. *E. M. Sadler, O. E. Gerhard*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **214**, 177, 1985.

72. *W. B. Sparks, J. V. Wall, D. J. Thorne, P. R. Jorden, I. G. van Breda, P. J. Rudd, H. E. Jorgensen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 217, 87, 1985.
73. *K. Ebner, B. Baltck*, Astron. J., 90, 183, 1985.
74. *M. Jura*, Astrophys. J., 306, 483, 1986.
75. *M. Jura*, Astrophys. J., 254, 70, 1982.
76. *M. — P. Veron-Cetty, P. Veron*, Astron. and Astrophys., 204, 28, 1988.
77. *M. Jura, D. W. Kim, G. R. Knapp, P. Guhathakurta*, Astrophys. J., 312, L11, 1987.
78. *Т. А. Лозинская*, Сверхновые звезды и звездный ветер, Наука, М., 1986.
79. *Е. В. Волков*, Астрофизика, 24, 57, 1986.
80. *Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
81. *А. А. Арцимович, Р. Э. Саидеев*, Физика плазмы для физиков, Атомиздат, М., 1979.
82. *P. E. J. Nulsen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 1007, 1982.
83. *Е. В. Волков, Л. Н. Иванов*, Астрофизика, 19, 91, 1983.
84. *W. H. Tucker, R. Rosner*, Astrophys. J., 267, 547, 1983.
85. *M. Takahara, F. Takahara*, Progr. Theor. Phys., 65, 369, 1981.
86. *Е. В. Волков*, Астрон. ж., 82, 450, 1985.
87. *P. A. Thomas, A. C. Fabian, K. A. Arnaud, W. Forman, C. Jones*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 222, 655, 1986.
88. *A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, J. Grindlay*, Astrophys. J., 248, 47, 1981.
89. *G. A. Kriss, D. F. Gloff, C. R. Cantzares*, Astrophys. J., 272, 439, 1983.
90. *J. A. Burke*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 140, 241, 1968.
91. *H. E. Johnson, W. I. Axford*, Astrophys. J., 165, 381, 1971.
92. *W. G. Mathews, J. C. Baker*, Astrophys. J., 170, 241, 1971.
93. *В. Г. Горбачук*, Астрофизика, 15, 637, 1979.
94. *J. P. Vader*, Astrophys. J., 317, 128, 1987.
95. *R. B. Larson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 229, 1974.
96. *G. R. Gtsler*, Astron. and Astrophys., 51, 137, 1976.
97. *G. R. Knapp, F. J. Kerr, B. A. Williams*, Astrophys. J., 222, 800, 1978.
98. *M. Jura*, Astrophys. J., 212, 634, 1977.
99. *S. Ikeuchi*, Progr. Theor. Phys., 58, 1742, 1977.
100. *M. E. Bailey*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, 195, 1980.
101. *J. MacDonald, M. E. Bailey*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 197, 995, 1981.
102. *R. E. White III, R. A. Chevalier*, Astrophys. J., 275, 69, 1983.
103. *В. М. Конюков*, Препр. № 183, ФИАН, М., 1985.
104. *L. L. Cowie, J. Binney*, Astrophys. J., 215, 723, 1977.
105. *A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 479, 1977.
106. *W. G. Mathews, J. N. Bregman*, Astrophys. J., 224, 308, 1978.
107. *J. E. Gunn, J. R. Gott III*, Astrophys. J., 176, 1, 1972.
108. *Cooling Flows in Clusters and Galaxies*, Proc. NATO Adv. Res. Workshop, Cambridge, 1988.
109. *R. E. White, R. A. Chevalier*, Astrophys. J., 280, 561, 1984.
110. *P. A. Thomas*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 220, 949, 1986.
111. *A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, C. R. Cantzares*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 201, 933, 1982.
112. *C. L. Sarazin, R. W. O'Connell*, Astrophys. J., 268, 552, 1983.
113. *R. J. Klein, M. T. Sandford, R. W. Whitaker*, Astrophys. J., 271, L69, 1983.
114. *J. Silk*, Astrophys. J., 297, 1, 1985.

115. *J. Silk, S. Djorgovski, R. F. G. Wyse, G. A. Bruzual*, *Astrophys. J.*, **307**, 415, 1986.
116. *R. E. White III, C. L. Sarazin*, *Astrophys. J.*, **318**, 612; **318**, 621; **318**, 629, 1987.
117. *P. W. Vaddar, J. J. Trester, C. R. Canizares*, *Astrophys. J.*, **332**, 725, 1988.
118. *C. L. Sarazin, R. E. White III*, *Astrophys. J.*, **320**, 32, 1987.
119. *C. L. Sarazin, R. E. White III*, *Astrophys. J.*, **331**, 102, 1988.
120. *M. Takahara, F. Takahara*, *Progr. Theor. Phys.*, **62**, 1253, 1979.
121. *Е. В. Волков*, Странные газовые короны эллиптических галактик, Канд. диссертация, Ленинград, 1987.
122. *E. Bertschinger, A. Meltsin*, *Astrophys. J.*, **306**, L1, 1986.
123. *R. Rosner, W. H. Tucker*, *Astrophys. J.*, **338**, 761, 1989.
124. *G. A. Tammann*, in „Supernovae: a Survey of Current Research“, ed. M. Rees Dordrecht, 1982, p. 371.
125. *M. Schmidt*, *Astrophys. J.*, **129**, 243, 1959.
126. *R. H. Sanders*, *Astrophys. J.*, **244**, 820, 1981.
127. *W. G. Mathews, M. Loewenstein*, *Astrophys. J.*, **306**, L7, 1986.
128. *M. Loewenstein, W. G. Mathews*, *Astrophys. J.*, **319**, 614, 1987.
129. *J. N. Bregman, L. P. David*, *Astrophys. J.*, **326**, 639, 1988.
130. *R. A. Chevalier*, *Astrophys. J.*, **318**, 66, 1987.
131. *R. A. Chevalier*, *Astrophys. J.*, **329**, 16, 1988.
132. *E. Bertschinger*, *Astrophys. J.*, **340**, 666, 1989.
133. *Е. В. Волков*, *Астрофизика*, **24**, 477, 1986.
134. *A. Meltsin*, *Astrophys. J.*, **334**, 59, 1988.
135. *A. D. Ercole, A. Renzini, L. Clotit, S. Pellegrini*, *Astrophys. J.*, **341**, L9, 1989.
136. *А. А. Сучков, В. Г. Брезман*, *Астрофизика*, **28**, 87, 1988.
137. *В. Г. Брезман, А. А. Сучков*, *Астрофизика*, **30**, 48, 1989.
138. *А. А. Сучков, В. Г. Брезман, Ю. Н. Мишуков*, *Астрон. ж.*, **64**, 708, 1987.
139. *A. Malagoli, R. Rosner, G. Bodo*, *Astrophys. J.*, **319**, 632, 1987.
140. *L. L. Cowie, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 399, 1980.
141. *P. E. J. Nulsen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **221**, 377, 1986.
142. *Е. В. Волков*, *Астрон. циркуляр*, № 1497, 1, 1987.
143. *L. P. David, J. N. Bregman, C. C. Seab*, *Astrophys. J.*, **329**, 66, 1988.
144. *L. P. David, J. N. Bregman*, *Astrophys. J.*, **337**, 97, 1989.
145. *А. Г. Крицук*, *Астрон. ж.*, **66**, 700, 1989.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.45NGC6910:520.2

H_ε-ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ NGC 6910

Поиск эмиссионных звезд в звездных скоплениях занимает важное место в исследованиях областей звездообразования. Ниже приводятся результаты поиска H_ε-эмиссионных звезд в области скопления NGC 6910 и наблюдательной ревизии эмиссионных объектов в окрестностях этого скопления.

Поиск H_ε-эмиссионных звезд в этой области проводился на двух негативах, полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории в июле 1979 г. с применением 4° предобъективной призмы и светофильтра RG 610 на пластинках Kodak 103a-E.

С целью определения точных координат звезд получены две пластинки на Китабском двойном 40-см астрографе Цейсса на эмульсии ZU-21. Координаты звезд были определены на координатометре «Аскоремат» относительно опорных звезд каталога AGK3. По этим пластинкам, а также по одной пластинке, полученной с этой же эмульсией на 40" телескопе системы Шмидта, были определены звездные величины в В-лучах на присовом фотометре ГАО АН СССР. Стандартными звездами служили звезды скопления NGC 6910, для которых имеются фотоэлектрические величины в лучах В.

Молодое скопление NGC 6910 окружено цепочкой эмиссионных газовых туманностей, образующих конфигурацию наподобие петли Барнарда в Орионе. Эти туманности подробно изучены Ихсановым [1]. Средний диаметр газовой «петли» — около 50 пк. Около 30 лет назад было заподозрено существование первых двух эмиссионных звезд в этом скоплении [2]. Внутри «петли» из газовой материи поглощение значительно больше поглощения у окружающих звезд и распределено неравномерно. Здесь находятся две группы эмиссионных звезд [3], связанных с известными Ae/Be-звездами Хербига BD + 40° 4126 = V 1685 Cyg и BD + 41° 3731. В районе второй группировки, где Хербиг обнаружил 8 эмиссионных звезд [3], содержится также фуор V 1515 Cyg. Группировка из четырех

эмиссионных звезд, связанных с $BD + 40^\circ 4124$, находится вблизи скопления NGC 6910 и может быть отнесена к его короне: межзвездное поглощение в этом районе примерно такое же, что и в скоплении.

Цветкова и Цветков [4] в области около γ Суг обнаружили 18 эмиссионных звезд, причем 5 из них (№ 8—10, 12, 13) попадают внутрь газовой «петли», а еще 5 — находятся в ближайших окрестностях области, связанных с NGC 6910 (№ 5—7, 14, 15). Внутрь газовой «петли» попадают три переменные звезды. В 1977 г. в этой области была обнаружена первая вспыхивающая звезда [5]. В настоящее время в области около γ Суг известны около 20 вспыхивающих звезд. По-видимому, среди эмиссионных объектов, открытых Долидзе [6], некоторые также попадают в эту область.

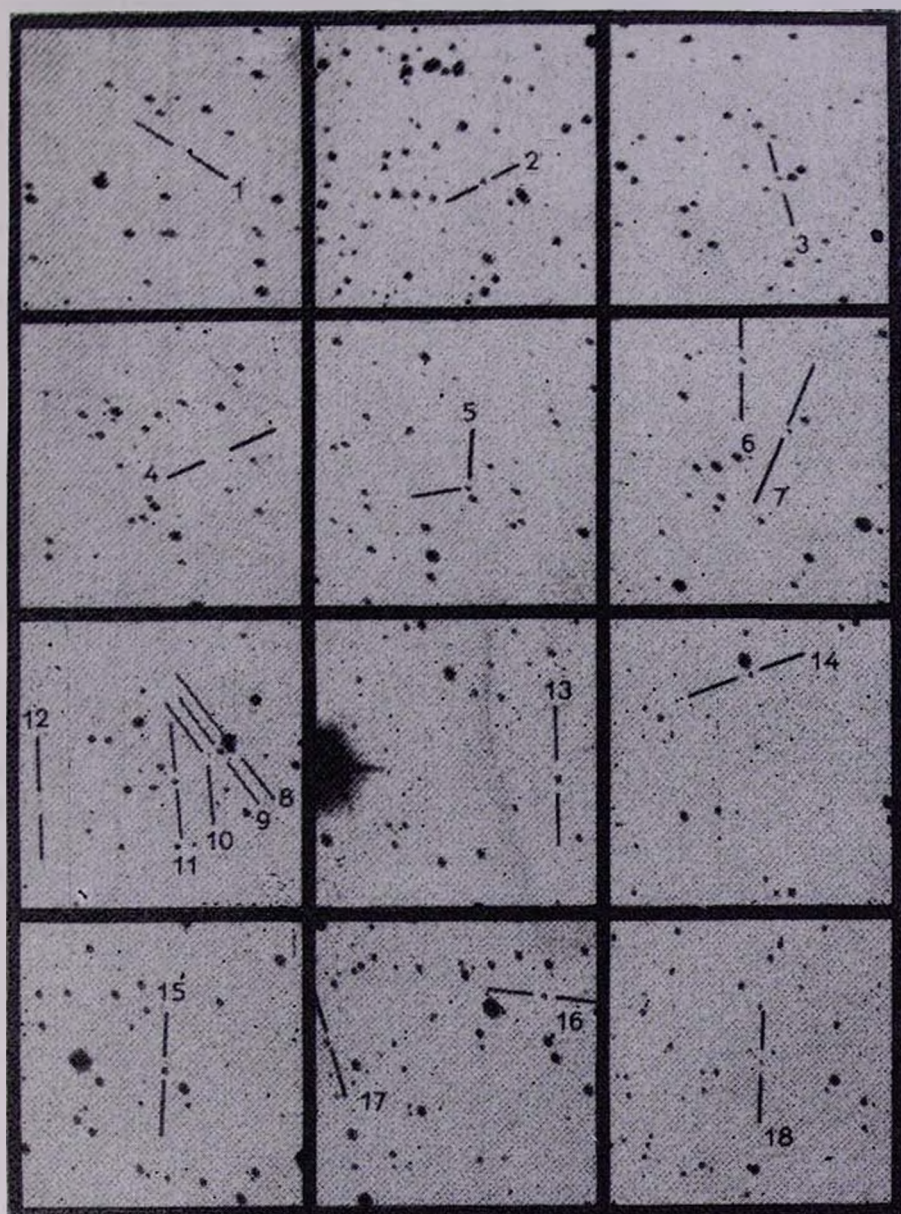
Сведения об обнаруженных нами звездах с эмиссией в H_α содержатся в табл. 1, а на рисунке приведены карты отождествления окрестностей каждого объекта или тесных группировок. Размер каждой карты $10' \times 10'$. Все ранее открытые эмиссионные объекты оказались эмиссионными также на наших пластинках.

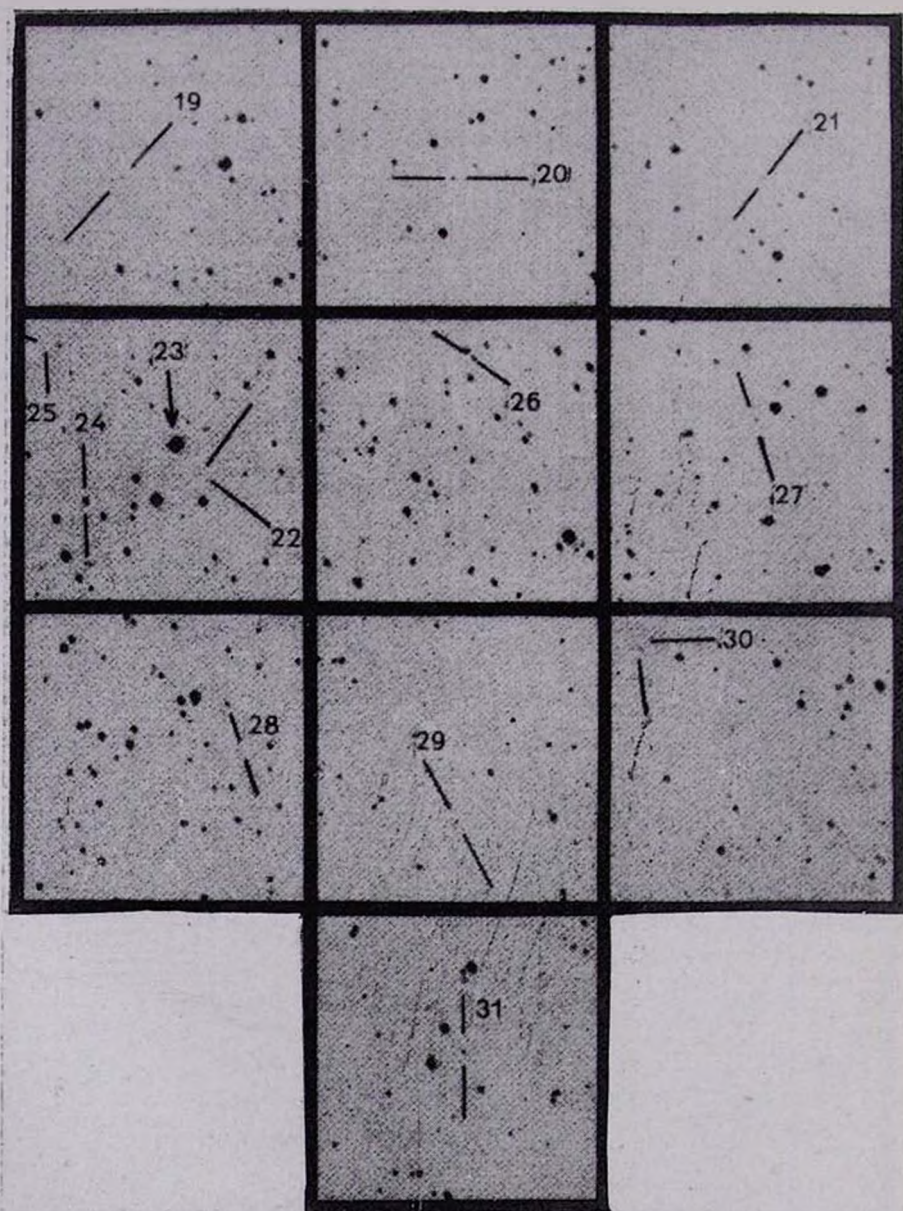
Таблица 1

ЭМИССИОННЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ NGC 6910

№	Название звезды	α (1950.0) δ		m_B	I_{H_α}
1	2	3		4	5
1		$20^h 14^m 48^s.0$	$41^\circ 13' 00''$	17 ^m .6	w
2		15 06.0	41 46 00	15.0	m
3		15 17.8	41 24 41	16.2	s
4		15 30.0	40 59 00	18.5	m
5		16 06.0	40 47 00	16.2	m
6		18 15.3	40 48 48	15.9	w
7		18 15.0	40 47 00	17.0	s
8	BD + 40° 4124	18 42.5	41 12 18	11.45*	s
9	$L_k H_\alpha$ 224	18 43.6	41 11 56	12.7	s
10	$L_k H_\alpha$ 225	18 44.0	41 11 54	16.8	m
11	$L_k H_\alpha$ 226	18 51.2	41 10 56	15.2	m
12		19 10.0	41 10 00	17.5	m
13		19 44.0	40 05 43	15.0	m
14	D 20+063?	20 18.7	40 17 10	14.7	s
15	D 20+066?	20 44.3	40 51 50	15.2	s
16		20 48.8	40 33 39	16.2	w
17		21 24.6	40 33 43	14.8	w

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ
ЭМИССИОННЫХ ОБЪЕКТОВ





К ст. Н. Д. Мележяна, В. С. Шевченко

1	2	3		4	5
18		21 41.5	40 07 30	15.9	m
19		21 18.0	42 12 00	16.5	w
20		21 54.0	40 23 00	15.5	w
21	D 20+077?	22 20.1	41 15 46	17.5	s
22	L _k H ₂ 227	22 24.2	42 07 43	17.5	s
23	BD+41°3731	22 31.2	42 08 15	10.05*	w
24	L _k H ₂ 228	22 46.2	42 06 18	13.5	m
25	L _k H ₂ 229	22 52.6	42 11 16	16.5	s
26	D 20+081?	22 49.0	40 57 13	15.7	m
27		23 12.0	42 14 00	18.5	w
28		24 30.0	42 38 00	18.0	m
29		25 12.0	40 38 00	16.2	m
30		25 24.0	40 28 00	17.5	w
31	D 20+094?	25 31.3	40 48 52	15.4	s

* Результаты фотоэлектрических наблюдений в В-лучах.

Интенсивность эмиссионной линии H₂ оценена нами в трехбалльной шкале, применяемой в Ликской обсерватории (s—сильный, m—средний, w—слабый). Координаты объектов, приводимые Долидзе [6], приближенные, они не имеют оценки блеска, что затрудняет их отождествление. Наши подозрения по отождествлению со звездами Долидзе отмечены в табл. 1 (№ 14, 15, 21, 26, 31).

Следует отметить, что координаты и яркости звезд, обнаруженных Цветковой и Цветковым [4], не совпадают с нашими.

Вместе с эмиссионными звездами, обнаруженными ранее [2—4, 6], в окрестностях скопления NGC 6910 известно более 50 эмиссионных звезд.

Ибрагимов, Чернышева и Шевченко [7], используя фотоэлектрические наблюдения около 200 звезд ранних спектральных классов, уточнили модуль расстояния скопления — 9^m 95. Учитывая, что поглощение в указанной области не менее 2^m 5—3^m, можно допустить, что больше половины открытых нами эмиссионных объектов, вероятно, относится к классу Ae/Be-звезд Херbiga.

Авторы благодарят М. М. Муманову за измерения координат и величин звезд в В-лучах на ирисовом фотометре и Т. Л. Чернышеву, принимавшую участие в поиске H₂-эмиссионных звезд.

29 ноября 1989

Бюряжвинская астрофизическая
обсерватория
Астрономический институт
АН Узб.ССР

Н. Д. МЕЛИКЯН
В. С. ШЕВЧЕНКО

H_α— *Emission Stars in the NGC 6910 Region*. The results of 31 new H_α— emission stars in the NGC 6910 region are presented. The observations are carried out with the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory. The spectral plates are obtained by the 4° objective prism (1100 Å/mm at H_α) on Kodak 103-aE emulsions using the RG 610 filter.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Н. Ихсанов, Изв. крым. астрофиз. обсерв., 23, 31, 1960.
2. М. В. Долидзе, Астрон. циркуляр, № 212, 1960.
3. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
4. К. Р. Tsvetkova, М. К. Tsvetkov, IBVS, № 2134, 1982.
5. N. D. Melikyan, I. Jankovics, K. P. Tsvetkova, M. K. Tsvetkov, IBVS, № 1750, 1980.
6. М. В. Долидзе, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., № 47, 1975.
7. М. И. Ибрагимов, Т. А. Чернышева, В. С. Шевченко (не опубликовано).

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.6

ОБЗОР ИЗБРАННЫХ ОБЛАСТЕЙ В НАПРАВЛЕНИИ АНТИЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ

Программа низкодисперсного (1250 А/мм около H_γ) спектрального обзора Галактики, предпринятая нами в Абастуманской астрофизической обсерватории десять лет назад на 70-см менисковом телескопе в комбинации с двухградусной предобъективной призмой, предусматривала выявление и исследование распределения как углеродных звезд, так и звезд ранних спектральных классов в экваториальной полосе Млечного Пути шириной десять градусов [1]. Она должна была охватывать зону $30^\circ \leq l \leq 220^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$, общей площадью 1900 кв. градусов.

За истекший период завершен обзор области $30^\circ \leq l \leq 165^\circ$. Наблюдения проводились на гиперсенситивизированных прогревами в азотной или атмосферной среде фотопластинках Kodak IIIa-J и IIIa-F. Предельная визуальная звездная величина J-F-обзора равна $16^m 0$ [2]. После появления работы [3], касающейся спектрального обзора антицентра Галактики ($165^\circ \leq l \leq 195^\circ$) в ближней инфракрасной части спектра, мы уже не стремились пополнить частично полученный для этой области спектральный материал, а ограничились зоной до 165° .

Кроме этого мы провели глубокий спектральный обзор ($m_l = 15.0$) области $50^\circ \leq l \leq 115^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ в ближней инфракрасной части спектра с обратной линейной дисперсией приблизительно 7000 А/мм около атмосферной А-полосы. В результате обоих обзоров выявлено 1200 новых углеродных звезд.

Несмотря на то, что обзор области, расположенной в направлении антицентра Галактики, был проведен с предельной звездной величиной ($m_l = 13.0$, $\sqrt{V-I} \sim 3.0$), сравнимой с таковой J-F-обзора, нам, однако, все же удалось выявить еще восемнадцать углеродных звезд, не содержащихся в [3]. По возможности проводился также обзор областей, расположенных на широтах ± 7.3 и ± 11.0 , которые не удалось полностью заснять из-за весьма лимитированного наблюдательного времени, выделяемого для данной программы.

На части из этих негативов выявлено пять ранее неизвестных углеродных звезд. Экваториальные и галактические координаты всех двадцати трех новых углеродных звезд приводятся в табл. 1. Они определялись по низкодисперсным спектральным снимкам, измерением красного конца спектров, поэтому ошибка определения координат равна трем секундам дуги в прямом восхождении и приблизительно в два раза больше в склонении.

Таблица 1
СПИСОК НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

№	α (1900)	δ (1900)	l	b
1	4 ^h 48 ^m 24 ^s 7	36°59'23"	167° 22	—3.97
2	4 48 59.9	37 47 55	166.67	—3.37
3	4 49 14.1	36 38 42	167.59	—4.07
4	4 55 44.7	38 30 18	166.95	—1.89
5	4 56 12.0	36 35 24	169.51	—3.01
6	4 58 56.8	35 10 31	169.97	—3.71
7	4 59 53.4	34 29 28	170.63	—3.43
8	5 01 09.5	31 13 46	173.39	—5.47
9	5 03 52.6	33 52 01	171.63	—3.43
10	5 03 59.0	38 07 46	168.23	—0.84
11	5 12 31.5	42 56 45	165.30	3.32
12	5 16 54.0	41 08 22	167.26	2.93
13	5 18 30.7	42 40 49	166.16	4.06
14	5 20 36.9	41 04 51	167.71	3.48
15	5 25 09.3	38 33 49	170.28	2.79
16	5 26 01.2	42 22 02	167.20	5.03
17	5 27 42.8	40 11 29	169.20	4.10
18	6 16 29.2	20 45 16	168.51	—3.01
19	20 54 42.9	60 22 12	97.89	9.87
20	22 41 11.7	74 16 09	114.71	14.00
21	22 59 14.3	73 29 52	115.52	12.76
22	23 17 16.3	70 56 48	115.84	9.88
23	23 20 37.4	71 48 43	116.39	10.60

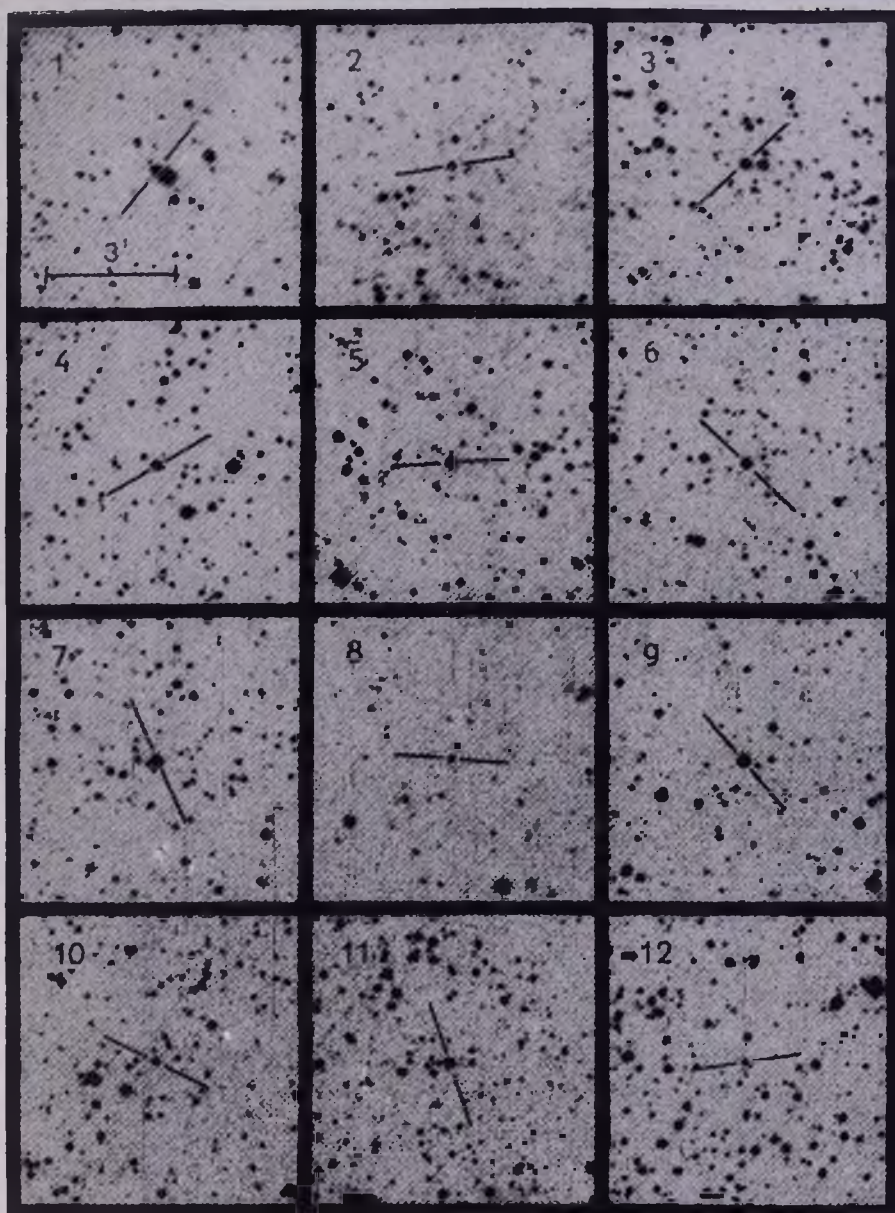
Приводятся карты отождествления, отпечатанные с красных карт Паломарского обзора неба.

14 июля 1989

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

О. М. КУРТАНИДЗЕ
М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ
НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД





К ст. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили

A Survey of the Selected Regions in the Galactic Anticenter Direction. Twenty three new carbon stars are revealed by the low dispersion (1250 Å/mm near H_1) spectral survey of the selected regions situated in the Galactic anticenter and Cas-Cyg directions.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 17, 576, 1981.
2. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 28, 209, 1987.
3. F. J. Fuenmayor, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis.*, 6, 83, 1981.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.33:520.8

НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ ГАЛАКТИКА СЕЙФЕРТОВСКОГО ТИПА SBS 1116+518

В ходе систематических просмотров пластинок Бюраканских спектральных обзоров неба нами обнаружен новый переменный объект. Сравнение низкодисперсионных пластинок 1967 г. и 1979 г. показало, что блеск объекта в 1979 г. возрос примерно на $2^m 5$. На картах Паломарского обозрения объект слабый, красноватый, имеет звездный вид, окружен слабой туманной оболочкой. Полученные в 1988 г. снимки обнаружили его близко к наблюдаемому минимуму.

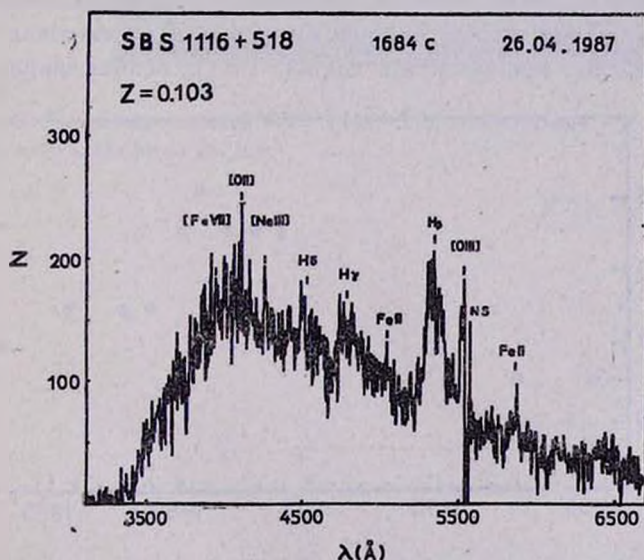


Рис. 1. Скан SBS 1116+518. Сканиер БТА, САО АН СССР.

По распределению энергии в непрерывном спектре на обзорных снимках мы заподозрили у объекта наличие сейфертовских особенностей. Щелевые спектры, полученные в апреле 1987 г. в фокусе Кассегрена 2.6-м те-

лескопа Бюраканской обсерватории со спектрографом УАГС+ЭОП УМК-91В и на 6-м телескопе САО АН СССР с 1000-канальным TV сканнером, подтвердили, что объект действительно является удаленной сейфертовской галактикой первого типа [1]. Скан SBS 1116+518, полученный на БТА 6-м, представлен на рис. 1.

Таблица 1

Ион	λ_0 (А)	λ_H (А)	z_H	W_λ (А)	$F\text{W}OI$ (км/с)	$F\text{W}HM$ (км/с)
FeII	5320	5867	0.103	—	—	—
[OIII]	5007	5525	0.103	—	—	—
H ₃	4861	5352	0.101	190	4500:	7000
FeII	4570	5037	0.102	—	22000	—
H ₇	4340	4792	0.104	70	—	6800
H ₈	4102	4528	0.104	25	20000	6100
[NeIII]	3869	4267	0.103	—	13000	—
[OII]	3727	4711:	0.105:	—	—	—
[FeVII]	3588	3958	0.103	—	—	—

В табл. 1 приведен перечень отождествленных эмиссионных линий, их наблюдаемая длина волны, красное смещение. Для широких водородных линий приведены: эквивалентная ширина (W_λ), полная ширина на уровне

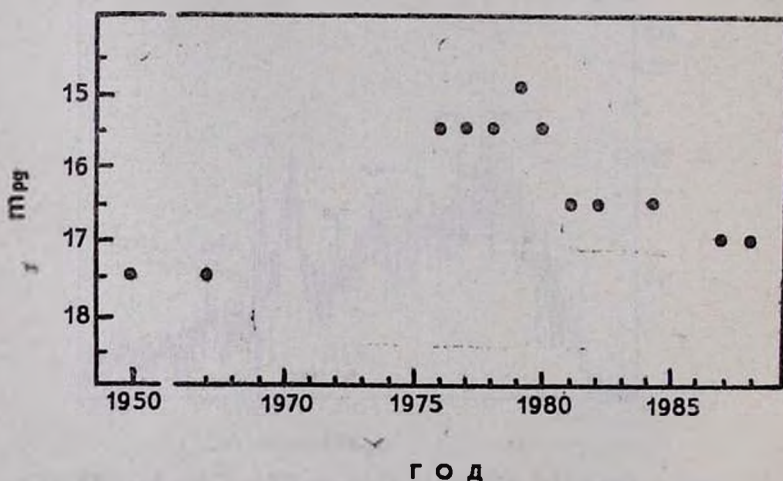


Рис. 2. Сводная кривая блеска SBS 1116+518.

непрерывного спектра ($F\text{W}OI$), полная ширина на половине интенсивности ($F\text{W}HM$).

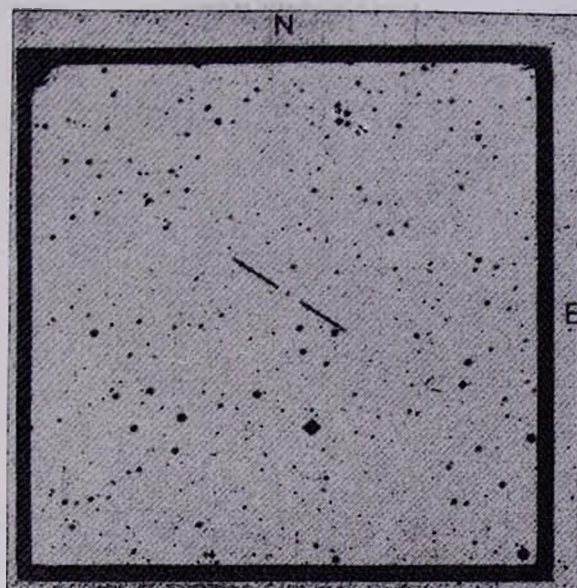


Рис. 3 Карта окрестностей SBS 1116+518, отпечатанная с голубой карты Паломарского атласа. Масштаб 24"/мм.

К ст. Л. К. Ерастовой и др.

Таблица 2

Дата	т _{эф}	Эмульсия, призма	Инструмент
20.03 1950	17.5	Kodak 103a-O	Шмидт, 48", Паломар
31.03 1967	17.5	Kodak IIa-F+1.5	— 40", БАО
25.01 1976	15.5	ORWO ZU-2	— 21", БАО
18.12	15.5	ORWO ZU-21	Цейсс-400, СКАС КГУ
09.11 1977	15.5	"	"
16.11	15.5	"	"
12.01 1978	15.5	"	"
15.03	15.5	"	"
28.03	15.5	"	"
11.04	15.5	"	"
01.05	15.5	"	"
03.07	15.5	"	"
09.10	15.5	"	"
27.11	15.5	"	"
09.01 1979	15	"	"
23.03	15	Kodak III-J+1.5	Шмидт, 40", БАО
21.12	15.5	ORWO ZU-21	Цейсс-400, СКАС, КГУ
22.01 1980	15.5	"	"
11.07	15.5	"	"
30.01 1981	16.5	"	"
01.02	15.5	"	"
01.03	16.5	"	"
20.01 1982	16.5	"	"
18.02	16.5	"	"
26.05 1984	16.5	"	"
17.04 1987	17	Kodak III-J+1.5	Шмидт, 40", БАО
20.04	17	"	"
22.04	17	"	"
26.04	17	"	"
12.04 1988	17	"	"

Из рис. 1 видно, что профили водородных линий сложные и асимметричные, возможно — многокомпонентные.

В табл. 2 приведены глазомерные оценки блеска этого объекта по всему доступному нам материалу, как по спектральным, так и по прямым снимкам. Оценки блеска в интервале 1976—1984 гг. сделаны по пластинкам Северо-Кавказской станции Казанского госуниверситета (СКАС

КГУ). Все оценки блеска приведены нами к единому нуль-пункту шкалы звездных величин (m_{pg}).

На рис. 2 приведена сводная кривая блеска SBS 1116+518. Видно, что в максимуме блеска объект излучал на порядок больше энергии, чем в минимуме.

Используя имеющиеся в нашем распоряжении спектральные и фотометрические данные, можно оценить массу центрального источника и характерный размер газовой оболочки, окружающей центральный источник. Согласно [2], характерный размер газовой оболочки определяется так

$$R_{газ} \sim P \sqrt[3]{V},$$

а масса центрального источника определяется соотношением:

$$m_c \sim V^3 \frac{R_{газ}}{G},$$

где P — продолжительность подъема блеска, V — полуширина водородных линий, обычно H_β . Полагая $P \sim 12$ лет, $V = 7000$ км/с, получим

$$R_{газ} \sim 10^{17} \text{ см}, \quad m_c \sim 10^9 m_\odot.$$

Ниже приводятся сводные данные о новой переменной сейфертовской галактике первого типа SBS 1116+518 ($H = 75$ км/с Мпк).

Название	Координаты α_{1950}	δ_{1950}	z_H	$m_{pg \cdot max}$	$M_{pg \cdot max}$
SBS 1116+518	$11^h 16^m 9$	$+51^\circ 50'$	0.103	15^m	$-23^m 2$

Таким образом, у вновь обнаруженной переменной сейфертовской галактики обращает на себя внимание амплитуда изменения блеска, достигающая, по-видимому, до $2.^m 5$, характерная скорее для QSO, чем для сейфертовской галактики. Важно также установить продолжительность пребывания на стадии повышенного блеска.

Карта окрестностей обнаруженной галактики, отпечатанная с голубой карты Паломарского обозрения, приведена на рис. 3.

Выражаем благодарность сотрудникам СКАС КГУ за предоставление фотопластинок для оценок блеска объекта.

5 октября 1989
Буржакская астрофизическая
обсерватория

Л. К. ЕРАСТОВА
В. О. ЧАВУШИЯН
Дж. А. СТЕПАНЯН

New Variable Seyfert Galaxy SBS 1116 + 518. A new distant ($z = 0.103$) variable Sy 1 galaxy has been discovered. The light variation amplitude reaches $2^m.5$. At its maximum light the luminosity corresponds to $M_{pg} = -23^m.2$ ($H = 75 \text{ km/s Mpc}$). The scan (λ , 3500 — 6500) of the object and the light curve during the period of 1950 — 1988 are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР (в печати).
2. Э. А. Дибай, В. М. Люгый, Астрон. ж., 61, 10, 1984.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 52:532—527

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛОСКОГО ОДНОРОДНОГО ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ В ЖИДКИХ КОНФИГУРАЦИЯХ НЕЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Как известно, простейшим вариантом движения жидкости внутри конфигурации эллипсоидальной формы является такой, когда поле скоростей линейно зависит от координат и вихрь $\vec{J} = \text{rot } \vec{u}$ этого поля одинаков в любой точке. Данное однородное вихревое движение представим в матричном виде

$$\vec{u}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \dot{a}_1 a_1 \lambda_3 - a_1 \lambda_2 \\ -a_2 \lambda_3 \quad \dot{a}_2 a_2 \lambda_1 \\ a_3 \lambda_2 - a_3 \lambda_1 \dot{a}_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X_1/a_1 \\ X_2/a_2 \\ X_3/a_3 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $a_i(t)$ — полуоси эллипсоида, а компоненты вихря J_i связаны с:

$$\lambda_k = -\frac{a_i a_j}{a_i^2 + a_j^2} J_k, \quad i, j, k = 1, 2, 3. \quad (2)$$

В литературе (см., например, [1] и [2]) не раз обсуждалась и обратная задача: для каких ограниченных полостей возможно однородное вихревое движение жидкости? Насколько нам известно, каких-либо новых результатов, выводящих за пределы указанного хрестоматийного эллипсоидального решения, при решении обратной задачи, не было получено.

В данной заметке доказано, что однородное вихревое движение жидкости может представляться и нелинейными по координатам полями скоростей. Как следствие, указан также класс нетривиальных решений обратной задачи.

Движение однородной идеальной гравитирующей жидкости во вращающейся с угловой скоростью $\vec{\Omega}$ системе отсчета описывается уравнением

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \text{grad} \left(-\frac{p}{\rho} + \Phi + \frac{\Omega^2}{2} r^2 \right) + 2[\vec{u} \vec{\Omega}]. \quad (3)$$

Здесь p — давление, Φ — гравитационный потенциал, движение стационарное. С помощью известного векторного тождества

$$(\vec{u} \nabla) \vec{u} = \frac{1}{2} \text{grad } u^2 - [\vec{u} \text{ rot } \vec{u}] \quad (4)$$

уравнение (3) записывается в виде

$$\text{grad} \left(\frac{p}{\rho} - \Phi - \frac{\Omega^2}{2} r^2 + \frac{u^2}{2} \right) = [\vec{u} (2 \vec{\Omega} + \vec{J})]. \quad (5)$$

Исключим из последнего уравнения неизвестные нам p и Φ , применяя к нему операцию rot . Имеем тогда

$$\text{rot} [\vec{u} \vec{J}^{(0)}] = 0, \text{ где } \vec{J}^{(0)} = 2 \vec{\Omega} + \vec{J} \text{ — полный вихрь.} \quad (6)$$

Отметим, что в безвихревом случае $\vec{J}^{(0)} = 0$ уравнение (6) удовлетворяется тождественно, однако к каким-либо особым решениям в обратной задаче оно не приводит и отдельно его рассматривать не будем. В развернутом виде

$$\text{rot} [\vec{u} \vec{J}^{(0)}] = (\vec{J}^{(0)} \nabla) \vec{u} - (\vec{u} \nabla) \vec{J}^{(0)} - \vec{J}^{(0)} \text{div } \vec{u} + \vec{u} \text{div } \vec{J}^{(0)}, \quad (7)$$

где, конечно, $\text{div } \vec{J}^{(0)} = \text{div } \vec{J} = \text{div rot } \vec{u} = 0$. Жидкость будем считать несжимаемой ($\text{div } \vec{u} = 0$), вихрь же \vec{J} по условиям от координат не зависит. С учетом сказанного, уравнение (6) сводится к

$$(\vec{J}^{(0)} \nabla) \vec{u} = 0. \quad (8)$$

Упростим нашу задачу, положив $\Omega_1 = \Omega_2 = J_1 = J_2 = 0$; тогда течение жидкости описывается уравнениями

$$J_3^{(0)} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} = J_3^{(0)} \frac{\partial u_2}{\partial x_3} = J_3^{(0)} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0. \quad (9)$$

Поскольку мы рассматриваем только ограниченные полости и конфигурации, согласно последнему в (9) уравнению следует положить $u_3 = 0$. Два первых уравнения в (9) требуют лишь, чтобы движение жидкости было плоским:

$$u_1 = u_1(x_1, x_2), \quad u_2 = u_2(x_1, x_2). \quad (10)$$

Подчеркнем, что требование уравнений гидродинамики таково: течение жидкости с однородной завихренностью должно быть двумерным, но отнюдь не обязательно, чтобы это движение происходило именно в эллиптической полости*.

* Никаких ограничений на форму полости вдоль x_3 также не существует.

Постараемся удовлетворить уравнениям (9), представив компоненты скорости жидкого элемента суммой вихревой и потенциальной частей

$$u_1 = -\frac{J_3}{2} x_2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}; \quad u_2 = \frac{J_3}{2} x_1 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}. \quad (11)$$

Напомним, что спиновая скорость вращения одинакова у всех жидких элементов, т. е. в (11) J_3 от координат не зависит. В силу несжимаемости жидкости $\varphi(x_1, x_2)$ должна быть гармонической функцией

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} = 0. \quad (12)$$

Но отнюдь не любая гармоническая функция после подстановки в (11) обеспечит существование замкнутых линий тока! Чтобы это было именно так, вихревая и потенциальная части в выражениях (11) определенным образом должны между собой быть согласованы. Требование замкнутости линий тока сужает круг возможных решений обратной задачи. Мы сейчас укажем один класс решений, заведомо удовлетворяющих условию замкнутости линий тока.

В качестве исходного приближения возьмем движение жидкости по эллиптическим линиям тока с полем скоростей

$$u_1 = \frac{\lambda_3}{n} x_2, \quad u_2 = -\lambda_3 n x_1, \quad (n = a_2/a_1). \quad (13)$$

Деформируем слегка теперь исходные эллипсы: семейство деформированных линий тока будет описываться уравнением

$$S(x_1, x_2, m) = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} - m^2 - \varepsilon f(x_1, x_2) = 0, \quad (0 \leq m < 1), \quad (14)$$

где ε — бесконечно малая величина. После деформации поле скоростей (13)

также получит добавку $\delta \vec{u}$, и мы потребуем, чтобы существовал потенциал φ для этой добавки

$$\delta \vec{u} = \text{grad } \varphi. \quad (15)$$

Теперь формулы (11) уточняются

$$u_1 = \frac{\lambda_3}{n} x_2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}, \quad u_2 = -\lambda_3 n x_1 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}. \quad (16)$$

Единственно, за чем надо следить при таком подходе, так это за выполнением граничного условия

$$\left(\frac{\lambda_2}{n} x_2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}\right) \frac{\partial S}{\partial x_1} + \left(-\lambda_2 n x_1 + \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}\right) \frac{\partial S}{\partial x_2} = 0. \quad (17)$$

С учетом вида S из (14) последнее условие требует, чтобы

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = -\varepsilon \frac{a_1 a_2 \lambda_2}{2} \frac{\partial f}{\partial x_2}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = \varepsilon \frac{a_1 a_2 \lambda_1}{2} \frac{\partial f}{\partial x_1}. \quad (18)$$

Это значит, что функции φ и $\varepsilon \frac{a_1 a_2 \lambda_2}{2} f$ должны быть сопряженными гармоническими функциями (и, в частности, полиномами). Указанный путь сведения обратной задачи к детально изученной теории аналитических функций двух переменных делает первую ясной и легко решаемой.

Итак, подчеркнем следующее*. При возмущении исходного эллипса гармоникой n -го порядка ($n \geq 3$) поле скоростей будет описываться полиномом $(n-1)$ -го порядка. Но хотя в деформированной полости поле скоростей уже нелинейное по координатам, его вихрь остается всюду равным прежней невозмущенной величине J_3 .

При построении функций φ и f надо исходить из того, что для любого n существует именно пара сопряженных гармонических полиномов: в каком сочетании их брать, не имеет принципиального значения. Вот примеры пар сопряженных однородных полиномов для $n = 3$ и $n = 4$:

$$\{3x_1^2 x_2 - x_2^3; 3x_1 x_2^2 - x_1^3\}; \{4(x_1^3 x_2 - x_1 x_2^3); x_1^4 - 6x_1^2 x_2^2 + x_2^4\}. \quad (19)$$

Надо учитывать, конечно, что к однородным полиномам могут быть добавлены без нарушения гармоничности еще члены, линейно зависящие от координат.

Приведем пример, давший толчок к написанию данной заметки. В статье [3] рассматривался равновесный жидкий цилиндр с внутренним полем скоростей (13). Было показано, что при некотором n цилиндр без потери равновесия может быть деформирован лагранжевым смещением $\bar{\xi}(x)$

$$\bar{\xi}_1 = S_0 + S_1 x_1^2 + S_2 x_2^2; \quad \bar{\xi}_2 = -2S_1 x_1 x_2 \quad (20)$$

в двумерную грушевидную фигуру (где S_i —бесконечно малые величины). Для грушевидной фигуры найдены линии тока

$$S(x_1, x_2, m) = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} - m^2 - \frac{2x_1}{a_1^2} \left[S_0 + S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n_2} \right) x_2^2 \right] = 0, \quad (21)$$

* Малый объем заметки заставляет нас ограничиться далее частным случаем гармонических полиномов.

и поправки к исходному полю скоростей

$$\delta u_1 = -2 \lambda_3 n \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_1 x_2; \quad \delta u_2 = \lambda_3 n \left[S_0 + 3S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_2^2 \right]. \quad (22)$$

Условием сохранения вихря при деформации цилиндра является

$$S_2 + \left(3 - \frac{2}{n^2} \right) S_1 = 0. \quad (23)$$

Из (15) с учетом выражений (22) находим теперь

$$\varphi = \lambda_3 n x_2 [S_0 + (3x_1^2 - x_2^2) S_1]. \quad (24)$$

Из (21) видно, что введенная в (14) функция $\epsilon f(x_1, x_2)$ равна

$$\epsilon f = \frac{2x_1}{a_1^2} \left[S_0 + S_1 x_1^2 + \left(S_2 - \frac{2S_1}{n^2} \right) x_2^2 \right] = \frac{2x_1}{a_1^2} \left[S_0 + (x_1^2 - 3x_2^2) S_1 \right] \quad (25)$$

Легко теперь убедиться, что найденные нами функции из (24) и (25) действительно удовлетворяют условию сопряженности (18). Мы приходим к тому же выводу из совершенно иных соображений.

3 июля 1989

Педагогический институт
г. Глазов

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

On the Possibility of Plane Fluid Motion with Uniform Vorticity in Nonellipsoidal Cavities. In this note we consider the motion of incompressible fluid with uniform vorticity and reveal from hydrodynamical equations that the case of elliptical streamlines can in no way be the sole solution of this problem. The analytic method of calculation of distorted elliptical cavities has been developed.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Жак, Прикл. мат. и мех., 21, вып. 4, 1957.
2. Н. Н. Моисеев, В. В. Румянцев, Динамика тела с полостями, содержащими жидкость, Наука, М., 1965, стр. 101.
3. Б. П. Кондратьев, Астрофизика, 31, 477, 1989.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.834

О КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ В ОБОБЩЕННОЙ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Исходя из представлений Дирака о переменности гравитационной постоянной, Йорданом, Брансом и Дикке была предложена теория с действием

$$S = \frac{1}{2} \int \left(-\chi \Lambda_g + \zeta g^{ik} \frac{x_i x_k}{\chi} \right) \sqrt{-g} d^4 \Omega + \int \Lambda_m \sqrt{-g} d^4 \Omega, \quad (1)$$

где $\chi = 1/8 \pi G$ — независимая полевая переменная, Λ_g — скалярная кривизна пространства—времени, Λ_m — плотность функции Лагранжа материи, ζ — безразмерный постоянный параметр, а $x_i = \partial x / \partial x^i$ (скорость света $c = 1$). В [1] предложен биметрический вариант такой теории: обобщенная биметрическая теория гравитации (ОБТГ), с

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

где $\bar{\Gamma}_{ik}^i = \Gamma_{ik}^i - \tilde{\Gamma}_{ik}^i$ — тензор аффинной деформации, равный разности между символами Кристоффеля искривленного пространства—времени с квадратом интервала $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$ и соответствующего плоского пространства—времени с квадратом интервала $ds_0^2 = \gamma_{ik} dx^i dx^k$. Если G постоянно и равно ньютоновской гравитационной постоянной, то ОБТГ переходит в ОТО, однако в случае переменного G ее выводы [1] отличаются от результатов как ОТО, так и теории Йордана-Бранса-Дикке. Представляются важными поиски новых отличных от ОТО следствий теории, позволяющих определить ζ путем сравнения наблюдательными данными.

Рассмотрим модель однородной и изотропной Вселенной в сопутствующей системе отсчета. При этом квадрат интервала искривленного пространства—времени можно [2] представить в виде

$$ds^2 = dt^2 - a^2 \left[\frac{dr^2}{1 - k r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (3)$$

где значения $k = 0, \pm 1$ соответствуют моделям с плоским $k=0$, открытым $k = -1$ и замкнутым $k=1$ пространством с «радиусом кривизны», равным $a = a(\tau)$ (в последних двух случаях). Квадрат интервала плоского пространства-времени

$$ds_0^2 = \gamma_{00} d\tau^2 + 2\gamma_{01} d\tau dr + \gamma_{11} dr^2 + \gamma_{22} (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (4)$$

где $\gamma_{00}, \gamma_{01}, \gamma_{11}, \gamma_{22}$ — функции τ и r . Мы рассмотрим сравнительно простой случай, когда в плоском пространстве-времени нет выделенных направлений:

$$\gamma_{00} = \gamma_{00}(\tau), \quad \gamma_{01} = 0. \quad (5)$$

Из приведенных в [1] уравнений ОБТГ четыре можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \ln |\gamma_{11} \gamma_{22}^2| &= 2 \frac{2 - kr^2}{r(1 - kr^2)}, \quad \frac{\partial}{\partial \tau} \ln |\gamma_{11} \gamma_{22}^2| = f_1(\tau), \\ \frac{\partial \gamma_{11}}{\partial \tau} &= \frac{f_2(\tau)}{1 - kr^2}, \quad \frac{\partial \gamma_{22}}{\partial \tau} = r^2 f_2(\tau), \end{aligned} \quad (6)$$

где f_1 и f_2 — функции, выражающиеся через $a(\tau)$, $\kappa(\tau)$, $\gamma_{00}(\tau)$, их производные, плотность ρ и давление P вещества во Вселенной (не приводим ради краткости). Если

$$f_2 = 0 \Rightarrow f_1 = 0, \quad (7)$$

то решением (6) являются

$$\gamma_{11} = \frac{c_1^2 r^4}{(1 - kr^2) \gamma_{22}^2}, \quad \gamma_{22} = \gamma_{22}(r), \quad (8)$$

когда же $f_2 \neq 0$, получаем

$$\gamma_{11} = \frac{f(\tau)}{1 - kr^2}, \quad \gamma_{22} = r^2 [f(\tau) + c_2], \quad (9)$$

где теперь f_1 и f_2 определяются выражениями

$$f_2 = \frac{df}{d\tau} \quad \text{и} \quad f_1 = \left(\frac{1}{f} + \frac{2}{f + c_2} \right) \frac{df}{d\tau}, \quad (10)$$

c_1 и c_2 — постоянные интегрирования. Из равенства нулю тензора кривизны пространства — времени Минковского находим

$$(d\gamma_{22}/dr)^2 = 4\gamma_{11} \gamma_{22} \quad (11)$$

в случае (7), (8) и

$$(df/d\tau)^2 = 4kf\gamma_{00}, \quad c_2 = 0, \quad k = \pm 1 \quad (12)$$

в случае (9), (10).

Уравнения (8), (11) совместны только при $k = 0$ и приводят к $\gamma_{11} = c_1$, $\gamma_{22} = c_1 r^2$. Следовательно

$$ds_0^2 = \gamma_{00} d\tau^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (13)$$

(можно считать $c_1 = -1$). Из (7) и остальных уравнений ОБТГ находим

$$6\kappa \frac{\dot{a}^2}{a^2} - \zeta \frac{\dot{x}^2}{x} = 2\rho, \quad \zeta \dot{x} + 3\zeta \dot{x} \frac{\dot{a}}{a} + \dot{\rho} = 0, \quad (14)$$

$$\dot{\rho} + 3(\rho + P) \frac{\dot{a}}{a} = 0,$$

где точка означает производную по t . В этих уравнениях не фигурирует γ_{00} . Этот результат очевиден, поскольку в (1) первый интеграл для метрик (3) с $k = 0$ и (13) равен

$$\frac{1}{2} \int \left(\zeta \frac{\dot{x}^2}{x} - 6\kappa \frac{\dot{a}^2}{a^2} \right) a^3 r^2 \sin\theta d\tau dr d\theta d\varphi, \quad (15)$$

т. е. не зависит от γ_{00} .

В варианте, определяемом уравнениями (9), (10) и (12), реализуется только модель с открытым пространством ($k = -1$). Из (9), (12) имеем

$$f = -t^2, \quad \dot{t} = \sqrt{\gamma_{00}}. \quad (16)$$

$$ds_0^2 = dt^2 - t^2 \left[\frac{dr^2}{1+r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right].$$

Преобразованием координат $t = \pm (z^2 - \eta^2)^{1/2}$, $r = \eta / (z^2 - \eta^2)^{1/2}$ получаем

$$ds_0^2 = dz^2 - d\eta^2 - \eta^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (17)$$

Как видим, система координат t , r , θ и φ охватывает лишь часть $|\sigma| > \eta$ пространства—времени Минковского. С учетом (16) уравнения (10) вместе с остальными уравнениями ОБТГ принимают вид

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{b}{\kappa a^2} e^\alpha = 1 + \frac{1}{3\kappa} \rho a^2 + \frac{1}{6} \zeta \left(\frac{b e^\alpha}{\kappa a^2 \operatorname{sh} \alpha} \right)^2,$$

$$\frac{b}{\kappa a^2} \left(e^\alpha + \frac{\zeta \dot{a}}{3 \operatorname{sh}^2 \alpha} \right) + \dot{a} \operatorname{sh} \alpha + 2 \operatorname{ch} \alpha \frac{\dot{a}}{a} = 2 + \frac{1}{3\kappa} \rho a^2, \quad (18)$$

$$\dot{x} = \frac{b}{a^2 \operatorname{sh} \alpha} e^\alpha, \quad \dot{\rho} + 3(\rho + P) \frac{\dot{a}}{a} = 0,$$

где b — константа интегрирования, $\alpha = \ln(a \dot{t}/t)$ (инвариантно относительно замены t на $c_2 t$, c_2 — произвольное число).

Таким образом, (3)—(5) приводят к космологическим моделям с плоским и открытым пространством. Они описываются уравнениями (14) и (18) соответственно. Анализ этих уравнений будет представлен позднее.

29 сентября 1989

Ереванский государственный
университет
Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

М. Р. АВАКЯН
Л. Ш. ГРИГОРЯН
А. А. СААРЯН

On Cosmological Models in Generalized Bimetric Theory of Gravitation. Models of the homogeneous and isotropic Universe are discussed in the framework of the bimetric theory with the variable gravitational constant. Equations describing models of flat space and open space Universe are derived.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, Материалы VII Всесоюз. конф. «Современные теор. и эксперим. проблемы теории относительности и гравитации», Изд. Ереван. ун-та, Ереван, 1988, стр. 367; *Астрофизика*, 31, 359, 1989.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

Успешное осуществление программы поиска миллисекундных радиопульсаров в шаровых скоплениях на крупнейших радиотелескопах привело к тому, что за время напечатания в «Астрофизике» моей статьи «Два поколения маломассивных рентгеновских двойных и подкрученные радиопульсары» [1] было открыто еще 8 новых подкрученных радиопульсаров. В табл. 1 приведены известные к настоящему времени свойства подкрученных радиопульсаров (см. [2, 3, 4]), общее число которых достигло 22. Интересно, что половина вновь открытых в шаровых скоплениях подкрученных радиопульсаров являются одиночными, а из 7 одиночных объектов подобного типа 6 расположены в шаровых скоплениях. Это свидетельствует в пользу разрыва пары за счет звездных столкновений, вероятность которых намного выше в шаровых скоплениях в силу большей плотности звезд. Образование одиночного миллисекундного пульсара вне шарового скопления может быть связано с испарением скопления уже после разрыва пары, аналогично образованию части маломассивных рентгеновских систем в балдже Галактики [5].

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 31, 567, 1989.
2. S. Kulkarni, Proc. Erice Summer School, 1989, ed. W. Kundt, p. 59.
3. IAU circ. № 4762, 4772, 4819, 4853, 4880.
4. J. G. Ables et. al., *Nature*, 342, 158, 1989,
5. Г. С. Бисноватый-Коган, М. М. Романова, *Астрон. ж.*, 60, 900, 1983.

Таблица 1

ПОДКРУЧЕННЫЕ РАДИОПУЛЬСАРЫ

№	Пульсар	P (мсек)	$\tau = P/2\dot{P}$ (лет)	$\lg B$ (Гс)	P (орб. дн)	e	$f(M)(M_{\odot})$	M_2/M_{\odot}	Шар. скопа
в паре с белыми карликами	1	0021-72B	6.1		51				47 Tuc
	2	0655+64	196	$5 \cdot 10^9$	10	1.03	$7.5 \cdot 10^{-6}$	0.0712	$0.7 \div 1.3$
	3	0820+02	865	10^8	11.5	1232	0.0119	0.003	$0.2 \div 0.4$
	4	1516+02B	7.9						M5 (?)
	5	1620-26	11.1	$2 \cdot 10^8$	9.5	191	0.025	0.008	~ 0.35
	6	1820-11	279.8	$3.2 \cdot 10^8$	11.8	357.76	0.795	0.068	M4 (+)
	7	1831-10	521	10^9	10.9	1.81	0.0001	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$0.06-0.13$
	8	1855+09	5.4	$4 \cdot 10^9$	8.5	12.33	$2 \cdot 10^{-5}$	0.0056	$0.2 \div 0.4$
	9	1953+29	6.1	$3 \cdot 10^9$	8.6	117	$3.3 \cdot 10^{-4}$	0.0024	$0.2 \div 0.4$
в паре с нейтр. звездой	10	1957+2.)	1.6	$1.7 \cdot 10^9$	8.2	0.38	$< 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$	0.02
	11		11.6			0.071			> 0.1
	12	0021-72A	4.5	$> 10^5$	< 10.7	0.022	0.33	$1.6 \cdot 10^{-8}$	> 0.02
одиночные	13	1516+02A	5.5						M 5
	14	1639+36	10.4						M 13
	15	1821-24	3.1	$3 \cdot 10^7$	9.3				M 28
	16	1937+21	1.6	$3 \cdot 10^8$	8.6				
	17	2127+11A	111	$\sim 10^8$	~ 10.7				M 15
	18	2127+11B	56						M 15
	19		33						M 53
в паре с нейтр. звездой	20	1913+16	59	10^8	10.3	0.32	0.6171	0.1322	1.4
	21	2127+11C	30.5			0.335	0.68	0.15	M 15
	22	2303+46	1966	$4 \cdot 10^7$	11.8	12.34	0.6584	0.2463	$1.2 \div 1.5^{+)}$

(?) — возможно, не подкручивались, не проходили стадию аккреции.

(*) — затменные радиопульсары.

(**) — превратится в маломассивную рентгеновскую двойную II поколения через $\sim 8 \cdot 10^7$ лет.(+) — $\Delta v_{\text{орб}} < 20 \text{ км/с}$ +) — m_R слабее 26^m

CONTENTS

Ultraviolet observation, with the space telescope „Glazar“ <i>H. M. Toumassian, K. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremian, S. E. Nersessian, M. A. Mkrtchian, Ym. M. Khodjayants, M. N. Krmojan, A. L. Kashin, D. Huguentin, S. I. Serova, Ya. V. Romanenko, A. P. Alexandrov, V. G. Titov, M. Kh. Manarov</i>	5
On the properties of ionized gas in symbiotic stars <i>L. Leedjarv</i>	15
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. I. Zone $\delta = + 39^\circ$ <i>H. V. Abrahamian, V. A. Lipovetskyi, J. A. Stepantian</i>	29
Herbig Ae-star V 517 Cygni. <i>G. V. Abram'an, S. V. Zaratstan, N. D. Melikian, S. Ya. 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. Cholakian</i>	63
The investigation on the radiative energy losses in the moving envelopes of T Tauri stars <i>V. P. Grinin, A. S. Mitkevitch</i>	69
Deceleration zones in the winds of WR and P Cygni stars <i>T. Nugis</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. Kurlantidze, M. A. Nikolashvili</i>	173
New variable Seyfert galaxy Sbs 1116+518 <i>L. K. Erastova, V. H. Chavushlian, J. A. Stepantian</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. Saartian</i>	189

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

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 . . . Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян, Дж. А. Степанян	177
О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛОСКОГО ОДНОРОДНОГО ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ В ЖИДКИХ КОНФИГУРАЦИЯХ НЕЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ Б. П. Кондратьев	183
О КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ В ОБОБЩЕННОЙ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ГРАВИТАЦИИ . . М. Р. Авакян, Л. Ш. Григорян, А. А. Сварян	189