

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

АПРЕЛЬ, 1991

ВЫПУСК 2

- ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОМПОНЕНТНОВ ДВОЙНОЙ ЛИТИЕВОЙ
ЗВЕЗДЫ ι Peg
Л. С. Любимков, Н. С. Полосухина, С. И. Ростопчин 149
- О СИНХРОНИЗАЦИИ КОМПОНЕНТОВ МАГНИТНОЙ НОВОЙ V 1500
Cyg
Е. П. Павленко, Я. Пельт 169
- ХАРАКТЕР ПЕРЕМЕННОСТИ СУБФУОРА V 1143 ORI
Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян, Г. Б. Оганян, Э. Чавира 175
- ПЫЛЬ ВОКРУГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД. МОДЕЛЬ ОБОЛОЧКИ Ae-ЗВЕЗДЫ
ХЕРБИГА WW ЛИСИЧКИ
Н. В. Вошинников, В. П. Гринин 181
- СООТНОШЕНИЕ ПЕРИОД—СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕ-
ФЕИД БОЛЬШОГО МАГЕЛЛАНОВА ОБЛАКА
Р. А. Варданян, А. В. Погосян 199
- ЦЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБ-
ЗОРА НЕБА. IV
Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова 205
- ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МЕСТНОЙ ГРУППЫ ГАЛАКТИК
С. Нинкович, А. Чернин, М. Шакинов 213
- О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ
И НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ЭКВАТОРА АСТРОФИЗИЧЕСКОГО
ОБЪЕКТА В ПРОСТРАНСТВЕ
В. О. Гладышев 227
- МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРА-
ЖЕНИЙ. VI. ПРЕДЕЛ РАО-КРАМЕРА ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОС-
СТАНОВЛЕНИЯ
В. Ю. Терезиж, В. В. Бирюков 233
- РЕКОМБИНАЦИЯ ВОДОРОДА В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ
С. И. Грачев, В. К. Дубрович 249
- О ФОРМУЛЕ ТОЛМЕНА В СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНЫХ ТЕОРИЯХ
ГРАВИТАЦИИ
М. Р. Авакян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян 265
- ОБЗОРЫ
ПЯТНА И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА ЗВЕЗДАХ ПОЗДНИХ ТИПОВ
П. Ф. Чугайнов 271

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Վ. Գ. Գորրազկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիմին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարիաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանիշ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիթ, Ա. Տ. Քալյուշյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армении. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 18 р. Подписку можно пронавестить во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՅԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը ապագում է ինֆնատիվ հարվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միշտաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սամանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, աստղագետների և բարձր կարգերի ուսանողների նախար:

Հանդեսը լայն է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագրից 18 ռ. մեկ տարվա նամար: Բաժանորդագրվել կարո՞ր է «Սայուգեչյառ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծգրանգրաչյա կնիքա» քաղաքաշխարհային միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.38—36

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ ЛИТИЕВОЙ ЗВЕЗДЫ ι Peg

Л. С. ЛЮБИМКОВ, Н. С. ПОЛОСУХИНА, С. И. РОСГОПЧИН

Поступила 8 января 1991

Принята к печати 6 февраля 1991

На основе развитой ранее методики исследованы индивидуальные характеристики компонентов спектрально-двойной звезды ι Peg. Найлены следующие параметры: $T_{\text{эфф}} = 6750$ К и $\lg g = 4.35$ для компонента А, $T_{\text{эфф}} = 5350$ К и $\lg g = 4.57$ для компонента В. По CCD-спектрам в красной области измерены эквивалентные ширины W_{λ} линий каждого компонента; после их исправления определен химический состав. В целом содержание элементов в атмосферах компонентов оказалось близким к нормальному. Однако содержание Li, найденное путем расчета оптических спектров в области линии Li I $\lambda 6708$, оказалось высоким: $\lg \epsilon_A(\text{Li}) = 3.25$ и $\lg \epsilon_B(\text{Li}) = 2.58$. По разнице в содержании лития между компонентами получен возраст $\tau_{\iota \text{ Peg}} = 170 \pm 80$ млн. лет. Массы компонентов, оцененные по эволюционным трекам, составляют $M_A = 1.33 \pm 0.08 M_{\odot}$ и $M_B = 0.9 \pm 0.2 M_{\odot}$.

1. *Введение.* Звезда ι Peg (HR 8430 = HD 210027) известна как спектрально-двойная еще с конца прошлого века. В 1965 г. Хербиг [1] получил первые указания на присутствие в ее спектре линий второго, менее яркого компонента, причем оказалось, что оба компонента демонстрируют довольно сильную линию лития $\lambda 6708$. В 1983 г. Фекел и Томкин [2] провели детальное исследование спектра ι Peg в красной области на основе высококачественного наблюдательного материала, полученного с камерой Reticon на телескопе 2.7 м обсерватории Мак Дональд. Эти авторы построили надежную кривую лучевых скоростей не только для первого, но также и для второго компонента. Благодаря этому удалось существенно уточнить орбитальные элементы системы, в том числе ее период ($P = 10.2130$ суток). Были получены следующие оценки для масс компонентов: $M_A > 1.31 \pm 0.02 M_{\odot}$; $M_B > 0.81 \pm 0.1 M_{\odot}$; $M_A/M_B = 1.62 \pm 0.01$. Отметим также, что более массивному компоненту А соответствует спектральный класс F5V, в то время как класс компонента В оценен в работе [2] как G8V.



Особое внимание Фекел и Томкин [2] уделяли упомянутой линии $\text{Li I } \lambda 6708$. Ее анализ дал для компонента А содержание лития $\lg \varepsilon_A(\text{Li}) = 2.9$, а для компонента В— $\lg \varepsilon_B(\text{Li}) = 2.6$ (во втором случае указана ошибка определения ± 0.6). Таким образом, содержание этого элемента в атмосферах обоих компонентов оказалось довольно высоким, приближающимся к предельному значению $\lg \varepsilon(\text{Li}) = 3.1 \pm 0.2$, характерному для очень молодых звезд (см., например, [3]). Заметим, что содержание Li , как и других элементов, мы даем в обычной логарифмической шкале, где водороду соответствует значение $\lg \varepsilon(\text{H}) = 12.00$. Для сравнения можно указать, что современная оценка для атмосферы Солнца составляет $\lg \varepsilon_{\odot}(\text{Li}) = 1.1-1.2$ (см. [4]).

Звезда ι Peg была включена в нашу программу исследования химического состава компонентов двойных систем, для которых характерны аномалии в содержании некоторых элементов. Следует отметить, что до недавнего времени при анализе химического состава двойных звезд фактором двойственности часто пренебрегали, то есть определяли некое «среднее» содержание. Однако, как выяснилось, такое пренебрежение могло приводить к искажению реального химического состава компонентов; это было показано на примере исследования двойной звезды π Sgr [5], а также путем моделирования спектров двойных систем [6, 7]. Разработанная в Крымской обсерватории методика [5, 7], позволяет по общему спектру двойной звезды находить раздельно параметры компонентов и их химический состав. В случае ι Peg ситуация облегчается благодаря тому, что линии компонентов А и В в спектре разделяются, поэтому удастся измерить эквивалентные ширины отдельно для звезд А и В.

Наша задача состояла в том, чтобы получить для ι Peg спектральный материал высокого качества в разных фазах орбитального периода и затем проанализировать его на основе упомянутой методики [5, 7]. Определены основные параметры компонентов: их эффективные температуры $T_{\text{эфф}}$, ускорения силы тяжести g , массы M и радиусы R . Оценен возраст системы t . При анализе химического состава компонентов особое внимание уделено литию, поскольку этот элемент, существенно меняющий свое содержание уже на фазе главной последовательности, привлекает в последние годы пристальное внимание исследователей.

2. Наблюдательный материал и его обработка. Спектральные наблюдения ι Peg проводились нами в период с 1985 г. по 1989 г. с помощью CCD-матрицы Хельсинского университета, установленной в фокусе куде телескопа 2.6 м Крымской обсерватории. Регистрировался ряд участков в красной области спектра, причем длина каждого участка составляла

Таблица 1

ДАННЫЕ О НАБЛЮДЕНИЯХ

Дата	Фаза	Экспозиция (мин).	Спектральная область (А)	Сигнал/шум
18-07-86	0.302	15	5396-5426	150
08-08-86	0.359	15		120
27-10-89	0.506	30	5655-5685	200
06-11-89	0.485	35		300
07-11-89	0.653	45		380
07-11-89	0.684	45		400
08-08-86	0.369	20	6015-6045	200
01-08-89	0.889	30	6424-6454	180
05-11-89	0.387	45		420
05-11-89	0.418	40		400
07-11-89	0.715	45	6427-6457	410
07-11-89	0.746	45		400
01-08-89	0.859	30	6630-6660	270
01-08-89	0.879	45		300
28-10-89	0.399	40		400
05-11-89	0.462	40		350
05-11-89	0.463	40		350
05-11-89	0.465	40		350
25-09-85	0.308	20	6692-6723	150
18-07-86	0.209	20		150
08-08-86	0.258	20		150
16-08-86	0.037	15		110
16-08-86	0.039	15		100
09-08-87	0.103	25		130
09-08-87	0.104	25		130
09-08-87	0.105	30		250
11-08-87	0.299	25		230
11-08-87	0.300	20		220
27-06-88	0.729	20		190
31-07-89	0.873	45		400
07-11-89	0.559	45		450
07-11-89	0.590	45		440
07-11-89	0.621	45		410

около 30 А. Разрешение спектрограмм около 0.1 А (2 пиксела CCD), дисперсия 2.5 А/мм. В табл. 1 приведены некоторые данные о наблюдениях, включающие дату наблюдений, фазу орбитального периода, экспозицию, начало и конец регистрируемого участка, отношение сигнал/шум. Отметим, что данные в табл. 1 сгруппированы по спектральным интервалам, а не в хронологическом порядке. Наибольшее количество спектрограмм приходится на область линии Li I $\lambda 6708$.

Полученная информация обрабатывалась на ЭВМ СМ-4 с помощью пакета программ, созданного специально для обработки CCD-спектров И. В. Ильиным. Эта процедура включала в себя чистку спектров от случайных выбросов (они обусловлены космическими частицами), введение поправки за плоское поле (учет неоднородностей CCD-матрицы), учет фона неба, проведение континуума, построение нормированного спектра и фильтрацию высокочастотных шумов.

В качестве примера на рис. 1 приведен ряд обработанных спектрограмм в области линии Li I $\lambda 6708$ для нескольких фаз. Стрелками указаны положения линии Li I второго компонента. В фазе $p = 0.25$ линии компонентов сливаются, поскольку здесь лучевые скорости совпадают: $v_r(A) = v_r(B)$.

Спектры, полученные вблизи фазы $p = 0.25$, имеют наиболее простой вид, поэтому они послужили основой при отождествлении линий. Это помогло отождествить сравнительно слабые линии компонента В, появляющиеся в других фазах. Необходимо было отделить их от линий компонента А, однако задача облегчалась благодаря тому, что мы рассматривали только красную область спектра, где линии расположены не столь густо, как, например, в синей области.

Эквивалентные ширины W_λ измерялись отдельно для каждого из компонентов в тех фазах, когда линии в спектре четко разделялись. Блендированные линии при этом обычно не учитывались. Для контроля была построена зависимость W_λ от центральной глубины линий, которая служила дополнительным критерием при отборе линий. Список линий, выбранных для анализа химического состава, приведен в табл. 2. Здесь же указаны потенциалы возбуждения χ их нижних уровней и силы осцилляторов gf . Были использованы следующие источники gf -величин: для Li I—[8], Ca I—[9], Ti II и Ni I—[10], Fe I—[11], Fe II—[12], для остальных элементов—[13]. О представленных в табл. 2 эквивалентных ширинах W_λ (они выражены в миллиангстремах) и соответствующих содержаниях элементов $\lg g$ будет сказано позже.

В заключение этого раздела следует отметить, что при выводе параметров $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ компонентов А и В использовались эквивалентные ширины бальмеровских линий H_γ и H_δ . Они были определены по спек-

трограммам с дисперсией 4 и 6 Å/мм, полученным фотографическим путем на том же телескопе 2.6 м.

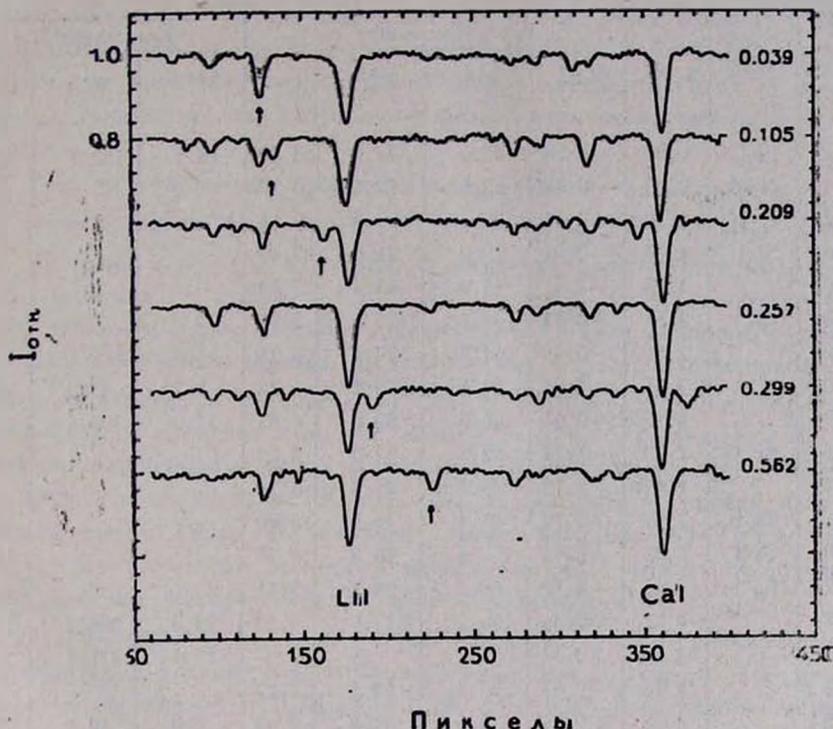


Рис. 1. Обработанные CCD-спектрограммы в области линии Li I $\lambda 6708$ для нескольких фаз p орбитального периода. Стрелками указаны положения линии Li I второго компонента. Каждая спектрограмма сдвинута на 0.2 вниз относительно предыдущей. Числа справа соответствуют фазам p .

3. *Эффективные температуры и ускорения силы тяжести компонентов.* Как уже отмечалось, в основу нашего анализа положена методика, изложенная в работах [5, 7]. На первом этапе необходимо было определить эффективную температуру $T_{\text{эфф}}$ и ускорение силы тяжести g каждого из компонентов. Для этого использовались следующие наблюдаемые характеристики. Во-первых, для некоторых фаз измерены суммарные эквивалентные ширины линий H_{γ} и H_{β} в общем спектре системы; получены средние значения $W_{H_{\gamma}} = 6.2 \pm 0.3 \text{ \AA}$ и $W_{H_{\beta}} = 7.2 \pm 0.5 \text{ \AA}$. Их не следует рассматривать как независимые, это фактически один критерий. Во-вторых, известен фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе *uvby*; согласно каталогу [14], для исследуемой звезды $[c_1] = 0.387$.

ДАНЫЕ О РАССМОТРЕННЫХ ЛИНИЯХ

$\lambda, \text{Å}$	Элем.	$\chi, \text{эВ}$	$\lg gf$	Компонент А			Компонент В		
				$W_{\lambda}^{\text{набл}}$	$W_{\lambda}^{\text{исп}}$	$\lg \epsilon$	$W_{\lambda}^{\text{набл}}$	$W_{\lambda}^{\text{исп}}$	$\lg \epsilon$
6707.87	Li I	0.00	+0.18	64.0	74.1	3.30	18.1	132.7	2.74
5682.64	Na I	2.09	-0.67	62.0	70.4	6.10			
5688.22		2.10	-0.42	87.4	99.3	6.11			
5665.56	Si I	4.90	-2.04	19.0	21.6	7.46			
5684.49		4.93	-1.41	55.9	63.5	7.60			
6439.08	Ca I	2.51	+0.47	109.1	125.5	5.92			
6449.82		2.51	-0.55	64.7	74.5	6.25	14.0	106.1	5.90
6455.60		2.51	-1.35	24.5	28.2	6.22	5.7	43.2	5.76
6717.69		2.70	-0.61	69.6	80.6	6.57	17.0	124.6	6.30
5667.15	Sc II	1.49	-1.24	32.6	37.0	3.35			
5669.04		1.49	-1.12	39.9	45.3	3.39			
5418.77	Ti II	1.57	-2.19	43.4	49.3	5.00			
5409.80	Cr I	1.03	-0.72	87.3	98.6	5.74			
5410.92	Fe I	4.45	+0.12	85.1	96.2	7.41			
5415.24		4.37	+0.36	104.3	117.9	7.32	23.8	206.9	7.33
5424.08		4.30	+0.34				19.7	171.2	7.08
5662.52		4.16	-0.68	55.9	63.4	7.47			
5679.03		4.63	-0.97	30.6	34.8	7.62	8.0	67.0	7.62
6633.76		4.54	-0.87	31.5	36.4	7.45			
6663.45		2.41	-2.48	47.0	54.4	7.60	15.8	116.4	7.72
6678.00		2.68	-1.46	75.8	87.7	7.47	20.1	148.0	7.28
6703.58		2.75	-3.16	9.0	10.4	7.48	5.2	38.3	7.37
6705.10		4.59	-1.37	22.3	25.8	7.77	4.6	33.9	7.41
6713.04		4.59	-1.58	12.7	14.7	7.63			
6713.74		4.77	-1.63	6.4	7.4	7.47			
6715.39		4.59	-1.66	10.1	11.7	7.59	3.2	23.5	7.44
6716.25		4.56	-1.88	4.7	5.4	7.41			
5425.26	Fe II	3.19	-3.63	45.8	51.8	7.78			
6432.68		2.88	-3.93	42.6	49.1	7.73	1.8	13.6	7.34
6456.39		3.89	-2.52	66.7	76.8	7.69			
6643.64	Ni I	1.67	-2.13	36.8	42.5	6.03	10.3	76.3	5.74
6645.13	Eu II	1.37	+0.08	2.0:	2.3:	0.33:			

В-третьих, использовалось отношение потоков $F(4625)/F(3625)$, измеренных в континууме на длинах волн 4625 и 3625 Å (аналог бальмеровского скачка). Каталоги [15] и [16] дают для ι Peg очень близкие значения этого отношения, в среднем же $\lg[F(4625)/F(3625)] = 0.237$. Подчеркнем, что во всех трех случаях речь идет о характеристиках суммарного спектра, поскольку получить их отдельно для компонентов А и В не удастся.

Трех перечисленных критериев недостаточно для определения четырех неизвестных параметров— $T_{\text{эфф}}(A)$, $g(A)$, $T_{\text{эфф}}(B)$, $g(B)$. Поэтому был применен еще один критерий, в основе которого лежит вывод о высоком содержании лития у ι Peg (см. выше). Согласно современным представлениям, столь высокое содержание Li может говорить о том, что система ι Peg очень молода. Действительно, запас этого элемента, например, в атмосфере звезды с массой $M = 1 M_{\odot}$ довольно существенно истощается со временем (см. рис. 4 в [17]). Тогда компоненту В, имеющему приблизительно такую массу, при $\lg \varepsilon(\text{Li}) \approx 2.6$ [2] должен соответствовать возраст $t \sim 100$ млн. лет. Иначе говоря, звезда находится в самом начале фазы ГП (главная последовательность). Путем сравнения с эволюционными расчетами можно показать, что из такого заключения следуют жесткие ограничения на значения $g(A)$ и $g(B)$.

Для надежности в нашей работе использованы три различных сетки эволюционных треков, рассчитанных при одном и том же исходном химическом составе— $X = 0.70$, $Y = 0.28$, $Z = 0.02$ (содержание водорода, гелия и металлов соответственно). Две из них опубликованы в 1988—1989 гг. в работах [18] и [19]; в качестве третьей применены результаты расчетов по программе STEV, разработанной в Ленинградском университете [20]. Все три источника указывают на то, что при возрасте, не превышающем нескольких сотен миллионов лет, и при ожидаемых значениях масс компонентов $M_A \approx 1.3\text{—}1.4 M_{\odot}$ и $M_B \approx 0.8\text{—}1.0 M_{\odot}$ ускорения силы тяжести $g(A)$ и $g(B)$ должны лежать в довольно узких интервалах:

$$4.3 \leq \lg g(A) < 4.4, \quad (1)$$

$$4.5 \leq \lg g(B) \leq 4.6. \quad (2)$$

Исходя из условия (1), мы приняли для компонента А значение $\lg g(A) = 4.35 \pm 0.05$. Таким образом, один из четырех неизвестных параметров найден.

Определение остальных трех параметров основано на методике [5, 7]. В частности, если линии компонентов в спектре двойной звезды не разделяются, то наблюдаемая «суммарная» эквивалентная ширина W_{AB} ка-

кой-либо линии связана с собственными ширинами W_A и W_B звезд А и В следующим соотношением:

$$W_{AB} = \frac{W_A + \beta_\lambda W_B}{1 + \beta_\lambda}, \quad (3)$$

где

$$\beta_\lambda = \frac{F_B(\lambda)}{F_A(\lambda)} \left(\frac{R_B}{R_A} \right)^2, \quad (4)$$

$F_A(\lambda)$ и $F_B(\lambda)$ —потоки в континууме, излучаемые компонентами А и В на соответствующей длине волны λ , а R_A и R_B —радиусы компонентов. Формулы (3) и (4) были применены для определения $T_{\text{эфф}}$ (А) по известным эквивалентным ширинам W_{AB} линий H_γ и H_δ .

В дальнейшем анализе были использованы модели атмосфер Куруца [21]. В частности, этим автором вычислены эквивалентные ширины H_γ и H_δ в зависимости от $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, которые необходимы для применения соотношения (3). Кроме того, в это соотношение входит величина β_λ , которая, согласно (4), выражается через $(R_B/R_A)^2$. Учитывая, что $M_A/M_B = 1.62$ [2], находим

$$\left(\frac{R_B}{R_A} \right)^2 = \frac{M_B}{M_A} \cdot \frac{g(A)}{g(B)} = 0.617 \frac{g(A)}{g(B)}. \quad (5)$$

Как оказалось, основной вклад в суммарную эквивалентную ширину W_{AB} линии H_γ (или H_δ) вносит яркий компонент Λ . Поэтому в первом приближении при определении $T_{\text{эфф}}$ (А) параметры второго компонента можно задать довольно грубо. На основании его спектрального класса G8 V мы приняли $T_{\text{эфф}}$ (В) ≈ 5200 К и $\lg g(B) \approx 4.5$, а затем вычислили значения W_{AB} линий H_γ и H_δ при разных температурах $T_{\text{эфф}}$ (А) и при $\lg g(A) = 4.35$. Совпадение с наблюдаемыми эквивалентными ширинами было получено при $T_{\text{эфф}}$ (А) = 6750 К, причем обе линии— H_γ и H_δ —дали практически одно и то же значение.

Теперь, когда величины $T_{\text{эфф}}$ (А) и $\lg g(A)$ известны, можно найти аналогичные параметры для компонента В. Для этого мы использовали суммарные характеристики спектра—индекс $[C_1]$, отношение потоков $F(4625)/F(3625)$ и эквивалентные ширины линий H_γ и H_δ . Варьируя параметры $T_{\text{эфф}}$ (В) и $\lg g(B)$, необходимо добиться наилучшего согласия между теоретическими и наблюдаемыми характеристиками. Это было сделано с помощью диаграммы, приведенной на рис. 2. На ее ос-

нове окончательно приняты значения $T_{\text{эфф}}(B) = 5350$ К и $\lg g(B) = 4.57$. Отметим, что величина $\lg g(B)$ удовлетворяет условию (2).

Напомним, что первоначально, при определении $T_{\text{эфф}}(A)$ были заданы приближенные параметры $T_{\text{эфф}}(B)$ и $\lg g(B)$. Теперь, основываясь на найденных значениях $T_{\text{эфф}}(B)$ и $\lg g(B)$, мы попытались уточнить эффективную температуру компонента А, однако полученное выше значение $T_{\text{эфф}}(A) = 6750$ К практически не изменилось. Параметры компонентов вместе с ошибками их определения представлены в табл. 3. Следует отметить, что наши оценки $T_{\text{эфф}}(A)$ и $T_{\text{эфф}}(B)$ находятся в удовлетворительном согласии с упомянутыми выше спектральными классами компонентов (F5 V и G8 V).

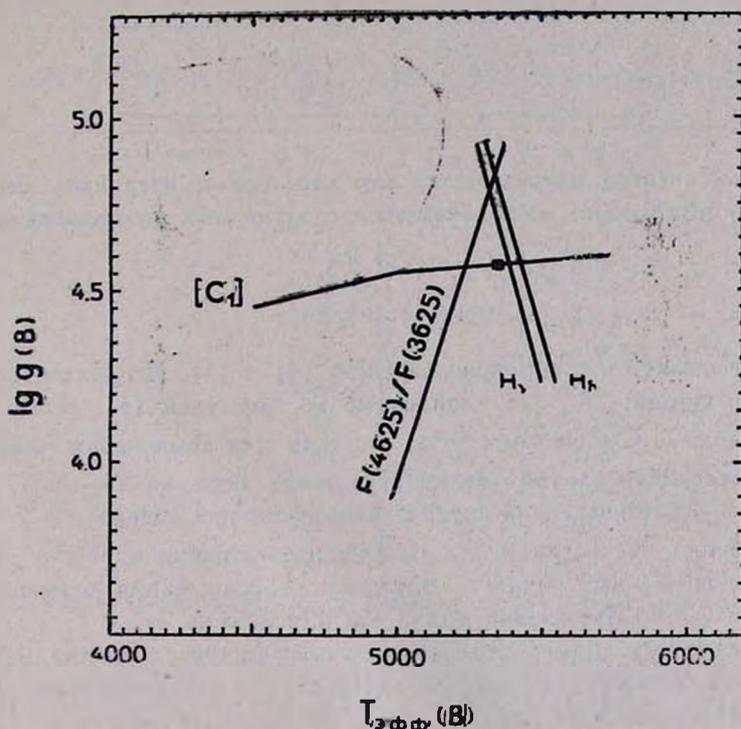


Рис. 2. Диаграмма для определения фундаментальных параметров компонента В. Квадратик соответствует принятым значениям $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$.

4. Анализ микротурбулентности и химического состава. Для каждого компонента была построена модель атмосферы, соответствующая приведенным в табл. 3 величинам $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. В основе лежали модели атмосфер Куруца [21], причем в случае звезды А была применена ин-

терполяция, а в случае звезды В—экстраполяция данных [21] (значение $T_{эфф}$ (В) = 5350 К оказалось ниже минимальной эффективной температуры $T_{эфф} = 5500$ К в [21]).

Измеренные эквивалентные ширины $W^{набл}$ отдельно для компонентов А и В представлены в табл. 2. Как показано в [5], если линии ком-

Таблица 3

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ И СКОРОСТИ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРАХ КОМПОНЕНТОВ А И В

Компонент	$T_{эфф}$, К	$\lg g$	ξ_t , км/с
А	6750 ± 150	4.35 ± 0.05	1.5 ± 0.5
В	5350 ± 350	4.57 ± 0.10	1.0 ± 0.5

понентов в спектре разделяются, для перехода к истинным значениям W_A и W_B необходимо воспользоваться следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} W_A &= W_A^{набл} (1 + \beta_\lambda), \\ W_B &= W_B^{набл} (1 + 1/\beta_\lambda), \end{aligned} \quad (6)$$

где β_λ определяется с помощью равенств (4) и (5). Исправленные эквивалентные ширины $W^{ист}$, найденные по формулам (6), также приведены в табл. 2. Следует отметить, что если для компонента А значения $W^{набл}$ после исправления увеличились всего лишь на 13—16%, то для менее яркого компонента В эквивалентные ширины возросли в 7—8 раз; соответственно возросли и все случайные ошибки в $W_B^{набл}$. Отсюда можно ожидать, что точность определения содержания элементов для звезды В будет существенно ниже, чем для звезды А.

Исследованию химического состава предшествовал анализ микротурбулентности. Скорость микротурбулентности ξ_t для компонента А находилась по линиям Fe I традиционным способом: определялось содержание железа $\lg \epsilon(\text{Fe})$ при разных значениях ξ_t и искалась такая скорость ξ_t , при которой отсутствует ход в содержаниях $\lg \epsilon(\text{Fe})$ с ростом эквивалентной ширины $W_A^{ист}$. Таким путем было получено, что $\xi_t(\text{А}) = 1.5 \pm \pm 0.5$ км/с.

Провести подобный анализ в случае компонента В не удастся, поскольку разброс в значениях $\lg \epsilon(\text{Fe})$ для линий Fe I оказывается слишком большим. Здесь скорость микротурбулентности была оценена косвенным путем. Во-первых, по температуре $T_{эфф}$ и ускорению $\lg g$

компонент В достаточно близок к Солнцу (у которого $T_{\text{эфф}} = 5770 \text{ K}$ и $\lg g = 4.44$). Но микротурбулентность в атмосфере Солнца изучалась неоднократно, и сейчас для него можно принять $\xi_t \approx 1 \text{ км/с}$. Во-вторых, можно воспользоваться усредненной зависимостью ξ_t от $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, которую построил Ниссен [22] на основе изучения ξ_t у нескольких десятков F- и G-карликов. Из этой зависимости следует, что найденным для компонента В параметрам $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ соответствует значение $\xi_t = 0.8 \text{ км/с}$ (заметим, что для компонента А указанная зависимость дает величину 1.6 км/с , хорошо согласующуюся с полученной выше скоростью $\xi_t(A) = 1.5 \pm 0.5 \text{ км/с}$). Учитывая сказанное, мы приняли $\xi_t(B) = 1.0 \pm 0.5 \text{ км/с}$.

Таблица 4

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР КОМПОНЕНТОВ

Элемент	$\lg \epsilon_A$	$\lg \epsilon_B$	$\lg \epsilon_{\odot}$
Li	3.25*	2.58*	1.20
Na	6.11		6.28
Si	7.53		7.65
Ca	6.24	5.99	6.35
Sc	3.37		3.00
Ti	5.00		4.82
Cr	5.74		5.61
Fe	7.56	7.40	7.60
Ni	6.03	5.74	6.08
Cu	0.33:		0.70

* Содержание лития определено с помощью свитетических спектров

Имея для каждой из звезд А и В модель атмосферы и зная скорость микротурбулентности, мы могли на основе исправленных эквивалентных ширин $W_A^{\text{исп}}$ и $W_B^{\text{исп}}$ определить индивидуальный химический состав. Содержания элементов $\lg \epsilon$, полученные по отдельным линиям, представлены в табл. 2. А в табл. 4 приведены усредненные значения $\lg \epsilon_A$ и $\lg \epsilon_B$, здесь же для сравнения указаны солнечные содержания $\lg \epsilon_{\odot}$, соответствующие принятой системе сил осцилляторов.

Подтвердился заметный избыток лития (по сравнению с Солнцем) у обоих компонентов. Анализ эквивалентных ширин линии Li I $\lambda 6708$ привел к значениям $\lg \epsilon_A(\text{Li}) = 3.30$ и $\lg \epsilon_B(\text{Li}) = 2.74$. Поскольку ли-

тый представляет особый интерес, мы рассмотрим его отдельно в следующем разделе, уточнив полученные содержания с помощью синтетических спектров.

Как видно из табл. 4, для компонента А наряду с литием найдены содержания еще девяти химических элементов. В целом химический состав звезды А оказался близким к солнечному. Наибольшее отклонение ± 0.37 dex обнаружилось для Sc и Eu, однако содержание этих элементов определено по малому числу линий (2 линии Sc II и 1 линия Eu II). Кроме того, рассмотренная линия Eu II слаба ($W_\lambda \approx 2m_A$) и измеряется не очень точно. Для остальных элементов отклонения от солнечных значений $\lg \epsilon_\odot$ составляют менее 0.2 dex.

Для компонента В, линии которого в спектре ι Peg достаточно слабы, удалось, кроме лития, оценить содержания еще только трех элементов—Ca, Fe и Ni. Все они показали дефицит относительно Солнца, составляющий в среднем 0.3 dex. Эти элементы оказались в дефиците и по отношению к компоненту А (0.16 dex для Fe, 0.25 dex для Ca и 0.29 dex для Ni). Однако мы не можем считать реальным расхождение ~ 0.2 —0.3 dex, найденное к тому же только по трем элементам. Наш анализ показал, что неточности определения параметров $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ компонента В (они указаны в табл. 3) вполне могут приводить к систематическим погрешностям в $\lg \epsilon_B$ порядка 0.3 dex. Таким образом, мы приходим к заключению, что в пределах допустимых ошибок химический состав компонента В также соответствует солнечному составу.

Представляет интерес анализ спектра ι Peg как одиночной звезды. Действительно, если бы плоскость орбиты была приблизительно перпендикулярна лучу зрения, мы не смогли бы обнаружить двойственность ι Peg и скорее всего считали бы, что исследуем одиночную звезду. Возникает вопрос: не могло ли это привести к каким-либо фиктивным аномалиям химического состава? Чтобы ответить на него, мы применили к ι Peg традиционный метод анализа, игнорируя ее двойственность. В соответствии с этим были измерены эквивалентные ширины $W_{\text{лв}}$ в фазах $p \approx 0.25$, когда линии компонентов не разделяются. Получены параметры $T_{\text{эфф}} = 6600$ К, $\lg g = 4.1$ и $\xi_t = 2.2$ км/с. Химический состав остался по-прежнему близким к солнечному. Лишь для Li сохранился избыток около двух порядков; кроме того, для Ca получился избыток 0.4 dex. Таким образом, в данном случае пренебрежение двойственностью не привело к большим ошибкам в определяемом содержании элементов. Однако следует подчеркнуть, что в отношении других двойных звезд такой вывод может оказаться неверным; на это указывают, как уже отмечалось, результаты исследования химического состава звезды π Sgr [5] и моделирование спектров двойных систем [6, 7].

5. *Содержание лития.* Содержание лития в атмосферах холодных звезд привлекает в последние годы большой интерес, о чем свидетельствуют многочисленные публикации в литературе. Исследования разных авторов показали, что литий, в отличие от многих других элементов, еще на стадии ГП может существенно понижать свою концентрацию в наружных слоях звезды. Учитывая сказанное, мы уделили этому элементу специальное внимание. Чтобы повысить точность наших оценок $\lg \varepsilon_{\lambda}(\text{Li})$ и $\lg \varepsilon_B(\text{Li})$, были рассчитаны синтетические спектры в области линии $\text{Li I } \lambda 6708$ для каждого компонента в отдельности.

Резонансный дублет $\text{Li I } \lambda 6708$ является единственной линией в видимой области, по которой определяется содержание Li . В наших вычислениях была учтена сложная структура этой линии, включающая разделение по изотопам ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$. Необходимые данные о длинах волн λ и gf -величинах взяты из работы [23]. Принято отношение ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0.08$, характерное для солнечной системы (см. [24]). Это значение вполне согласуется с оценкой ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} < 0.1$, полученной в [25, 26] для F- и G-карликов. Столь низкое отношение ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ означает, что основной вклад в линию Li I вносит изотоп ${}^7\text{Li}$.

Вопрос о возможном блендировании дублета $\text{Li I } \lambda 6708$ линиями других элементов исследовала Хяни [27]. Выполненные ею тестовые расчеты синтетических спектров показали, что сколько-нибудь заметный вклад в полный профиль линии Li I могут внести только линии $\text{Fe I } \lambda 6707.44$ ($\chi = 4.61$ эВ, $\lg gf = -2.30$) и $\text{VI } \lambda 6708.08$ ($\chi = 1.22$ эВ, $\lg gf = -2.99$). Обе эти линии были учтены в наших вычислениях. Отметим, что расчеты синтетических спектров, описанные в этом разделе, выполнены по программе SYNTHEL [28].

Рассмотрим теперь наблюдательный материал, с которым сопоставлялись результаты вычислений. Мы построили для каждого из компонентов А и В усредненные по нескольким фазам профили линии $\lambda 6708$. От наблюдаемых профилей необходимо было перейти к истинным, то есть нормировать их к собственным континуумам звезд А и В. Обозначим через r_{λ} относительную интенсивность в линии. Тогда на основе соотношений, приведенных в работе [5], нетрудно получить следующие формулы:

$$\begin{aligned} r_{\lambda}(A) &= r_{\lambda}^{\text{набл}}(A)(1 + \beta_{\lambda}) - \beta_{\lambda}; \\ r_{\lambda}(B) &= r_{\lambda}^{\text{набл}}(B)(1 + 1/\beta_{\lambda}) - 1/\beta_{\lambda}, \end{aligned} \quad (7)$$

где β_{λ} по-прежнему определяется с помощью (4) и (5). Подчеркнем, что равенства (7) относятся к тому случаю, когда линии компонентов в спектре разделены.

На рис. 3 приведены наблюдаемые профили линии $\lambda 6708$ (штриховые кривые), а также исправленные по формулам (7) (сплошные кривые). Видим, что истинный профиль у компонента В значительно глубже, чем профиль, наблюдаемый в общем спектре.

В расчетах синтетических спектров учитывалось вращение. Первоначально для компонентов А и В были приняты скорости вращения $v \sin i$, приведенные в работе Фекела и Томкина [2]. Эти авторы получили $v \sin i = 7 \pm 2$ км/с для звезды А и $v \sin i = 9 \pm 3$ км/с для звезды В (отметим, что в каталоге [29] для ι Peg дано значение $v \sin i = 10$ км/с). Наши вычисления показали, что наилучшее согласие между теоретическими и наблюдаемыми (исправленными) профилями линии $\lambda 6708$ достигается при скоростях вращения 9 км/с и 8.5 км/с соответственно для А и В.

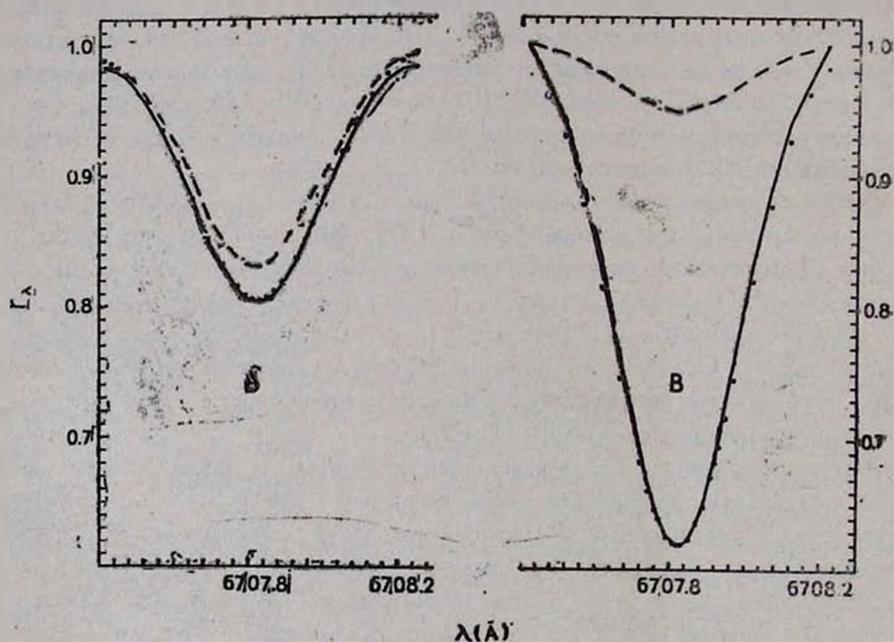


Рис. 3. Анализ профилей линии $\lambda 6708$. Штриховые кривые соответствуют наблюдаемым профилям компонентов А и В в общем спектре двойной системы, сплошные кривые — исправленным профилям, точки — синтетическим спектрам.

Содержание Li в расчетах варьировалось до тех пор, пока не было получено практически полное совпадение теории с наблюдениями. Окончательный вид синтетических спектров представлен на рис. 3 точками. Ему соответствуют следующие содержания: $\lg \epsilon_A(\text{Li}) = 3.25$ и $\lg \epsilon_B(\text{Li}) = 2.58$; именно эти значения приведены в табл. 4. Отметим,

что на долю изотопа ${}^6\text{Li}$ в этих величинах приходится только 0.03 dex. Имеется неплохое согласие с оценками $\lg \varepsilon(\text{Li})$, найденными выше по эквивалентным ширинам (3.30 и 2.74 соответственно для А и В).

Итак, содержание Li в атмосфере звезды В оказалось почти на 0.7 dex ниже, чем в атмосфере звезды А. Такое расхождение вполне согласуется с теми зависимостями $\lg \varepsilon(\text{Li})$ от $T_{\text{эфф}}$, которые получены рядом авторов для карликов классов F и G. Особенно отчетливо связь с $T_{\text{эфф}}$ видна у звезд сравнительно старых скоплений, например, в Гиадах (см. [30]). Для нас важен тот наблюдательный факт, что чем холоднее звезда, тем ниже содержание Li в ее атмосфере. Поэтому найденное нами различие в значениях $\lg \varepsilon(\text{Li})$ между компонентами А и В вполне может объясняться тем, что они довольно существенно отличаются по эффективным температурам ($\Delta T_{\text{эфф}} = 1400 \text{ K}$, см. табл. 3). В следующем разделе мы используем этот результат для оценки возраста τ Peg.

Согласно современным представлениям, чем меньше масса звезды, тем быстрее идет истощение запасов Li в ее атмосфере. Скорее всего такое истощение связано с перемешиванием между наружными и более глубокими слоями звезды на стадии ГП. Литий, попадая в результате перемешивания в более горячие области, разрушается, и это приводит к постепенному снижению содержания Li в атмосфере. Сначала высказывалось предположение, что механизмом перемешивания может быть конвекция (внешняя конвективная зона у карликов тем мощнее, чем меньше масса M). Однако количественные оценки показали, что конвекция не может объяснить всей совокупности наблюдательных данных. Поэтому в последние годы изучаются возможности других механизмов, в частности, потери массы [31] и меридиональной циркуляции, индуцированной вращением звезды [32].

6. *Массы компонентов и возраст системы.* Сопоставив найденные параметры $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ с эволюционными треками, мы оценили массы M_A и M_B компонентов. Здесь мы вновь использовали те три набора эволюционных треков, которые были применены при выводе $\lg g(A)$, то есть работы [18], [19] и расчеты по программе STEV. Такой подход позволил более объективно судить о точности рассматриваемого способа оценки массы.

Полученные значения M_A/M_{\odot} и M_B/M_{\odot} приведены в табл. 5. Здесь же указаны принятые значения $M_A = 1.33 \pm 0.08 M_{\odot}$ и $M_B = 0.9 \pm 0.2 M_{\odot}$, причем погрешности определения M_A и M_B обусловлены прежде всего ошибками в $T_{\text{эфф}}(A)$ и $T_{\text{эфф}}(B)$ (см. табл. 3). В последнем столбце представлены нижние оценки M_A и M_B согласно Фекелу и Томкину [2]. Важно, что они получены совершенно другим методом (по кривым луче-

вых скоростей), тем не менее наши окончательные значения M_A и M_B вполне согласуются с этими оценками. Отметим также, что поскольку $M_A \sin^3 i = 1.31$ [2], получается, что угол i между перпендикуляром к плоскости орбиты и лучом зрения может быть заключен в пределах от 77° до 90° . Это означает, что луч зрения лежит почти в плоскости орбиты (наиболее благоприятный случай для разделения линий компонентов в общем спектре).

Таблица 5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС КОМПОНЕНТОВ M/M_\odot ПО РАЗНЫМ ЭВОЛЮЦИОННЫМ ТРЕКАМ

Компонент	Используемые треки			Принятые значения	Нижний предел по [2]
	М. М. [18]	С. Г. [19]	STEV		
A	1.41	1.33	1.25	1.33 ± 0.08	> 1.31
B	0.95	0.91	0.72	0.9 ± 0.2	> 0.81

Отметим еще три результата, вытекающих из полученных значений M_A и M_B . Во-первых, мы оценили радиусы звезд А и В и получили $R_A = 1.28 R_\odot$ и $R_B = 0.77 R_\odot$. Во-вторых, из третьего закона Кеплера, зная период P и сумму $M_A + M_B$, можно найти большую полуось орбиты a . Наши вычисления дали значение $a = 0.12$ а. е. Отсюда $a/(R_A + R_B) = 13$, то есть расстояние между компонентами А и В существенно превышает их размеры. В-третьих, по формуле (5) из работы [5] мы нашли разность звездных величин $\Delta m_V = m_V(A) - m_V(B) = -2.13$, которая свидетельствует о том, что компонент А примерно на две величины ярче компонента В.

На основе эволюционных расчетов можно оценить не только массу M , но и возраст t звезды. Например, для компонента А получаются оценки t от 0 до 300 млн. лет в зависимости от того, какие треки использовать (см. выше). При этом ошибка определения t тоже может составлять 200—300 млн. лет. Однако, как сейчас мы покажем, более точную оценку t можно вывести из наших результатов по литию.

Для компонентов А и В было получено содержание лития $\lg \epsilon(\text{Li}) = 3.25$ и 2.58 соответственно (см. табл. 4). Как уже отмечалось, разница $\Delta \lg \epsilon(\text{Li}) = 0.67$ между А и В объясняется прежде всего различием в эффективных температурах. Напомним, что $T_{\text{эфф}}(A) = 6750$ К и $T_{\text{эфф}}(B) = 5350$ К. Кроме того, величина $\Delta \lg \epsilon(\text{Li})$ зависит от возраста звезд t . Это хорошо видно на примере F- и G-карликов из скоплений разного возраста. В частности, Содерблом и др. [30] построили усредненные зависимости $\lg \epsilon(\text{Li})$ от $T_{\text{эфф}}$ для звезд из скоплений

Гиалды ($t = 600$ млн. лет) и Плеяды ($t = 70$ млн. лет). Из этих зависимостей следует, что если принять для звезды с $T_{\text{эфф}} = 6750$ К содержание лития $\lg \varepsilon(\text{Li}) = 3.1$, тогда для звезды с $T_{\text{эфф}} = 5350$ К содержание Li будет ниже на 2.3 dex в случае Гиалд и на 0.3 dex в случае Плеяд. Отсюда нетрудно подсчитать, какому возрасту t соответствует разница 0.67 dex, полученная для компонентов звезды ι Peg. Оказалось, что обе зависимости (для Гиалд и для Плеяд) приводят к очень близким оценкам t для ι Peg. В среднем же можно принять $t = 170 \pm 80$ млн. лет, причем ошибку $\Delta t = \pm 80$ млн. лет мы оценили в предположении, что величина $\Delta \lg \varepsilon(\text{Li})$ может содержать погрешность $\sim \pm 0.3$ dex. Отметим, что наша оценка $t_{\text{рег}}$ сохраняется в пределах той же ошибки Δt , если вместо принятого возраста Гиалд и Плеяд воспользоваться другими значениями t , встречающимися в литературе (например, 800 млн. лет для первого скопления и 50 млн. лет для второго).

Возраст системы ι Peg оказался очень малым по сравнению с временем жизни компонентов А и В на главной последовательности $t_{\text{ГП}}$ (временем выгорания водорода в ядре). Из эволюционных расчетов можно оценить, что $t_{\text{ГП}} \approx (2-4) \cdot 10^9$ лет для звезды А и $t_{\text{ГП}} \approx 10 \cdot 10^9$ лет для звезды В. Отсюда следует, что возраст $t_{\text{рег}}$ составляет лишь несколько процентов от величины $t_{\text{ГП}}$. Таким образом, система ι Peg очень молода и ее компоненты А и В находятся в самом начале своей эволюции.

Следует отметить одно обстоятельство, которое, возможно, косвенным образом подтверждает молодость компонента А. Известно, что в распределении содержания Li по T для карликов в относительно старых скоплениях наблюдается глубокий провал с центром на $T_{\text{эфф}} \approx 6600$ К и протяженностью ± 200 К; примером может служить скопление Гиалды [33]. Однако в таких молодых скоплениях, как Плеяды, подобного провала в распределении величины $\lg \varepsilon(\text{Li})$ нет [34]. Таким образом, для F-звезды, попадающей в указанную область $T_{\text{эфф}}$, высокое содержание лития $\lg \varepsilon(\text{Li}) = 3.1 \pm 0.2$ может свидетельствовать о малом возрасте t . Поскольку $T_{\text{эфф}}(A) = 6750 \pm 150$ К и $\lg \varepsilon_A(\text{Li}) = 3.2$, эти характеристики компонента А могут указывать на его молодость (хотя точность определения $T_{\text{эфф}}(A)$ не исключает и другую возможность—компонент А не попадает в область депрессии Li и поэтому сохраняет исходное содержание Li в течение длительного времени).

7. *Заключение.* Наше исследование двойной звезды ι Peg привело к следующим результатам.

1. Найдены эффективная температура и ускорение силы тяжести каждого компонента: $T_{\text{эфф}}(A) = 6750$ К и $\lg g(A) = 4.35$; $T_{\text{эфф}}(B) = 5350$ К и $\lg g(B) = 4.57$.



2. По CCD-спектрам в красной области исследован химический состав компонентов. Показано, что в пределах допустимых ошибок содержание элементов в их атмосферах (исключая литий) соответствует составу солнечной атмосферы.

3. Расчеты синтетических спектров в области линии Li I $\lambda 6708$ привели к следующим оценкам содержания лития: $\lg \epsilon_A(\text{Li}) = 3.25$ и $\lg \epsilon_B(\text{Li}) = 2.58$. Таким образом, оба компонента характеризуются высоким содержанием Li, причем у компонента А оно практически совпадает с «космическим» значением $\lg \epsilon(\text{Li}) = 3.1 \pm 0.2$, присущим межзвездной среде и молодым звездам.

4. Путем сопоставления найденных параметров $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ с эволюционными треками определены массы компонентов: $M_A = 1.33 \pm 0.08 M_{\odot}$ и $M_B = 0.9 \pm 0.2 M_{\odot}$. Отсюда оценены радиусы компонентов, геометрическое расстояние между ними и разность их звездных величин (около 2^m).

5. Возраст системы ι Peg, найденный по разности в содержании лития между компонентами, составляет 170 ± 80 млн. лет. Сделан вывод, что система очень молода и находится в самом начале своей эволюции.

Авторы выражают благодарность П. А. Денисенкову за предоставление программы STEV и помощь в расчетах эволюционных треков.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE CHEMICAL COMPOSITION OF THE COMPONENTS OF THE LITHIUM BINARY STAR ι PEG

L. S. LYUBIMKOV, N. S. POLOSUKHINA, S. I. ROSTOPCHIN

The individual properties of components of the spectroscopic binary ι Peg were investigated on a base of technique developed earlier. The following parameters are found: $T_{\text{eff}} = 6750$ K and $\log g = 4.35$ for the primary (A), $T_{\text{eff}} = 5350$ K and $\log g = 4.57$ for the secondary (B). Using CCD-spectra in the red region we measured equivalent widths W_{λ} for each component; after W_{λ} correction the chemical composition was determined. On the whole the metal abundance in atmospheres of both components is close to normal one. However the Li abundance based on synthetic spectrum calculations in the Li I $\lambda 6708$ line region is high: $\log \epsilon_A(\text{Li}) = 3.25$ and $\log \epsilon_B(\text{Li}) = 2.58$. From the difference in Li abundance between components the age $t_{\iota \text{ Peg}} = (170 \pm 80) \cdot 10^6$ years is found. The masses of components evaluated from evolutionary tracks are $M_A = 1.33 \pm 0.08 M_{\odot}$ and $M_B = 0.9 \pm 0.2 M_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 141, 588, 1965.
2. F. C. Fekel, J. Tomkin, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 95, 1000, 1983.
3. J. A. Brown, C. Sneden, D. L. Lambert, *E Dutchover, Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 71, 293, 1989.
4. Я. В. Павленко, Кинематика и физика небесных тел, 5, № 6, 55, 1989.
5. Л. С. Любимков, Э. А. Самедов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 77, 97, 1987.
6. Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 31, 519, 1989.
7. Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.* 84, 1991 (в печати).
8. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon, *Atomic Transition Probabilities, vol I, NSRDS—National Bureau of Standards 4, Washington, 1966.*
9. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities, vol. II, NSRDS—National Bureau of Standards 22, Washington, 1969.*
10. Р. И. Костык, *Инст. Теор. физ. АН УССР, Препр.* 33, 1, 1982
11. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 70, 57, 1985.
12. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 74, 49, 1986.
13. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 63, 66, 1981.
14. В. Хауек, М. Мермиллод, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1980.
15. И. Б. Волошина, И. Н. Глушинева, В. Т. Дорошенко и др. *Спектрофотометрия ярких звезд*, Наука, М., 1982.
16. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князева, *Спектрофотометрический каталог звезд*, Наука, Алма-Ата, 1988.
17. D. K. Duncan, *Astrophys. J.*, 248, 651, 1981.
18. A. Maeder, G. Meynet, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 76, 411, 1988.
19. A. Claret, A. Gimenez, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 81, 1, 1989.
20. П. А. Денисенков, *Канд. диссертация*, Ленинград, 1990.
21. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
22. P. E. Nissen, *Astron. and Astrophys.*, 97, 145, 1981.
23. D. L. Lambert, S. R. Sawyer, *Astrophys. J.*, 283, 192, 1984.
24. А. Д. У. Камерон, *Ядерная астрофизика* (под ред. Ч. Барнса и др.), Мир, М., 1986, с. 33.
25. J. Andersen, B. Gustafsson, D. L. Lambert, *Astron. and Astrophys.*, 136, 65, 1984.
26. R. Pillavincini, M. Cerruti-Sola, D. K. Duncan, *Astron. and Astrophys.*, 174, 116, 1987.
27. Л. Ф. Хяни, *Канд. диссертация*, Тарту, 1986.
28. Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 74, 3, 1986.
29. A. Ussugi, I. Fukada, *Revised Catalogue of Stellar Rotational Velocities*, Kyoto Depart. Astron. Kyoto Univ., 1982.
30. D. R. Soderblom, M. S. Oey, D. R. H. Johnson, R. P. S. Stone, *Astron. J.*, 99^o 595, 1990.
31. L. M. Hobbs, I. Iben, C. Pilachowski, *Astrophys. J.*, 347, 817, 1989.
32. P. Charbonneau, G. Michaud, C. R. Proffitt, *Astrophys. J.*, 347, 821, 1989.
33. A. M. Boesgaard, M. J. Tripicco, *Astrophys. J.*, 313, 389, 1987.
34. C. A. Pilachowski, J. Booth, L. M. Hobbs, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 99, 1288, 1987.

УДК: 524.337—327

О СИНХРОНИЗАЦИИ КОМПОНЕНТОВ МАГНИТНОЙ
НОВОЙ V 1500 СУГ

Е. П. ПАВЛЕНКО, Я. ПЕЛЬТ

Поступила 8 января 1991

Принята к печати 2 февраля 1991

На основании анализа долговременных изменений блеска магнитной новой V 1500 Суг с периодом $7^d 69 \pm 0^d 01$ получена средняя величина периода вращения белого карлика в 1981—84 гг., составившая $0^d 137122 \pm 0^d 000004$. Найденны скорость увеличения этого периода $P' = 3.0 (\pm 0.5) \cdot 10^{-8}$ и время синхронизации периодов вращения и обращения компонентов, равное 290 ± 130 лет.

1. *Введение.* Открытие Шмидтом и Стокманом асинхронизма во вращении компонентов магнитной новой V 1500 Суг [1] вызвало дополнительный интерес к исследованиям фотометрического поведения этой звезды. Стокман, Шмидт и Ламб считают, что геометрия аккреционного потока и удара в двойной системе должны изменяться в течение $7^d 9$ периода, который равен по величине периоду биений двух периодов: вращения—белого карлика и орбитального—вторичного компонента [2]. Авторы полагают, что при этом будут возникать хаотические фотометрические и спектроскопические изменения. Глебовский и Калужный считают, что длинные фотометрические ряды все же могут иметь признаки $7^d 9$ периодичности [3].

В действительности все без исключения исследователи V 1500 Суг уже в первые 2—3 года после вспышки отмечали ощутимые изменения как формы световой кривой, происходящие от ночи к ночи и даже от цикла к циклу, так и среднего уровня яркости, не усматривая в них, однако, систематического характера. Впервые было обращено внимание на модуляцию блеска с характерным временем около 7^d в 1978 г. [4]. Недавно проведенный повторный анализ еще более ранних наблюдений V 1500 Суг в 1977 г. в континууме также выявил наличие долговременных изменений яркости новой с близким в пределах точности характерным временем. Предварительный анализ всего ряда наблюдений 1978—86 гг. показал наличие переменности с характерным временем

7^d 7 [5]. Более подробное рассмотрение медленной переменности V 1500 Cyg в 1978—87 гг. приведено в настоящей работе.

2. *Частотный анализ.* Поиск долговременных изменений блеска V 1500 Cyg проводился по данным телевизионной фотометрии в фотометрической системе V по 123 датам 1978—87 гг. Использовался метод наименьших квадратов с критерием Аббе. Из данных предварительно были убраны тренд, соответствующий ослаблению яркости новой за это время (тренд аппроксимировался полиномом 5-й степени) и гармониче-

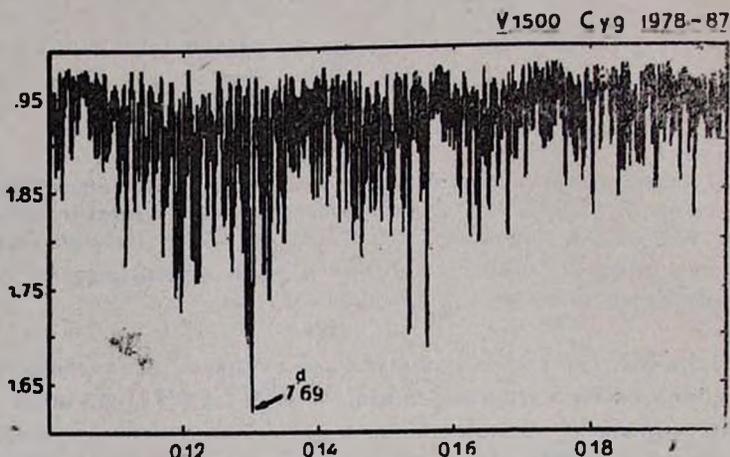


Рис. 1. Периодограмма данных V 1500 Cyg, полученных в 1978—87 гг. в интервале 5—10 сут.

ская составляющая, которая соответствует фотометрическому периоду 0^d 139613 [6]. Частотный анализ проводился по средним величинам из 15—20 отдельных оценок блеска за ночь (в каждую дату длительность наблюдений полностью или почти полностью охватывала величину фотометрического периода). Анализировался как весь массив данных с 1978 г. по 1987 г., так и наиболее плотная центральная его часть с 1981 г. по 1984 г., содержащая более половины всех данных (77 ночей).

На рис. 1 представлен спектр, вычисленный по данным 1978—87 гг., на рис. 2—по данным 1981—84 гг. Наиболее значимый пик на обоих спектрах соответствует периоду $7^d 69 \pm 0^d 01$, причем значимость его в интервале 1981—84 гг. превосходит значимость в 1978—87 гг. На рис. 3 и 4 представлены соответствующие свертки. При построении кривых блеска использовались не средние, а все имеющиеся для конкретной

даты оценки блеска: 1362 точки для 1981—84 гг. и 2175 точек для 1978—87 гг. Стрелками на рис. 4 указаны фазы периода $7^d 69$, на которые пришлось спектральные наблюдения, выполненные Хорн и Шнейдер [7].

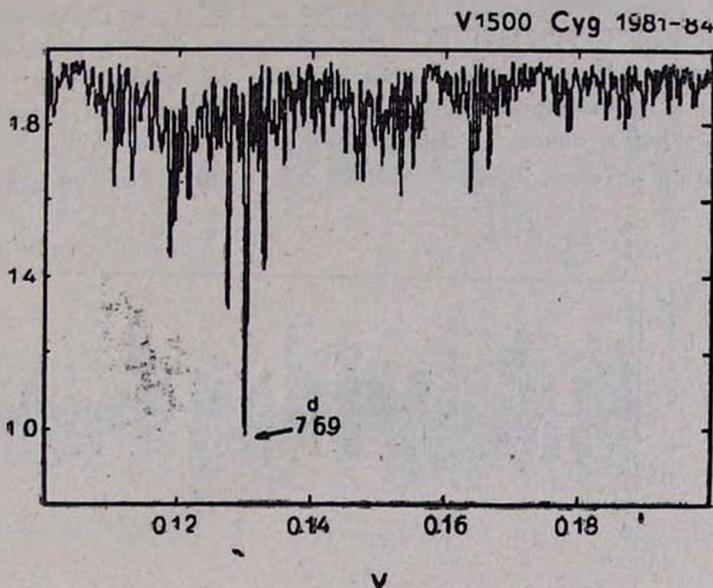


Рис. 2. Периодограмма данных V 1500 Cyg, полученных в 1981—84 гг. в интервале 5—10 сут.

3. *Обсуждение.* Меньшую значимость периода $7^d 69$ в интервале 1978—87 гг. можно, видимо, объяснить некоторым увеличением его с 1978 г. по 1987 г. по следующим причинам. Подробное рассмотрение данных 1978—86 гг., выполненное ранее [5], выявило, что широкий пик на спектре, соответствующий $P = 7^d 70$ распался на ряд пиков, пришедшихся на $7^d 70$, $7^d 74$ и $7^d 77$. Такое расщепление может произойти, если величина периода биений со временем изменяется, а плотность наблюдений от года к году различна. Количество дат наблюдений до выборки 1981—84 гг. и после нее одинаково, однако амплитуда изменений блеска после этой выборки больше (из-за уменьшившегося вклада в общее излучение сброшенной после взрыва оболочки новой). Имея в виду этот факт, а также то, что оценки характерного времени долгопериодических колебаний блеска в 1977 г. и 1978 г. были меньше $7^d 70$ [8], можно считать, что подобное расщепление пиков соответствует увеличению периода биений со временем.

Имея среднюю величину периода биений P_3 в 1981—84 гг. и зная величину орбитального (фотометрического) периода вторичного компонента P_2 , из формулы $P_1^{-1} = P_2^{-1} + P_3^{-1}$ можно определить среднюю величину периода вращения P_1 белого карлика в этом интервале наблюдений. Она оказывается равна $0^d 137122 \pm 0^d 000004$, что существенно меньше оценки периода, полученной в 1987 г. по поляриметрическим наблюдениям ($0^d 137154$) [2]. Это различие можно использовать для определения скорости увеличения периода вращения белого карлика и времени синхронизации вращения компонентов двойной системы V 1500 Cyg. С учетом точности определения P_1 , а также длины интервала, в котором он получен, имеем $P = 3.0 (\pm 0.5) \cdot 10^{-8}$, а время синхронизации

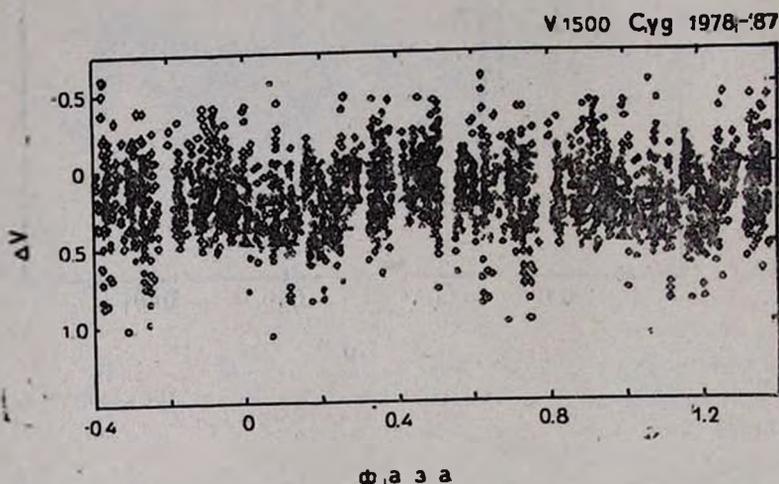


Рис. 3. Свертка данных V 1500 Cyg, полученных в 1978—87 гг. с периодом $7^d 69$.

τ , вычисленное по формуле $\tau = \frac{P_2 - P_1}{P_1} = 290 \pm 130$ лет. Данная величина в пределах порядка совпадает с оценкой, недавно полученной Шмидтом и Стокманом из поляриметрических наблюдений V 1500 Cyg (150 ± 25 лет) [9] и является наблюдательным подтверждением теоретической оценки, которую приводит Андронов для систем типа AM Her ($\leq 10^3$ лет) [10].

Заметим, что Хорн и Шнейдер указали на различный характер наблюдаемых ими эмиссионных спектров V 1500 Cyg в 1981 г. [7] (моменты их наблюдений указаны стрелками на рис. 4). В частности, 9 августа наблюдались резкие и слабые эмиссионные линии, сильно промодулированные фотометрическим периодом, а 8 октября эмиссионные ли-

нии были шире, сильнее и с менее заметной модуляцией. Эти моменты пришлось, соответственно, на фазу вблизи минимума (0.98) и максимума (0.62) долгопериодических изменений. Сопоставляя нашу фазо-

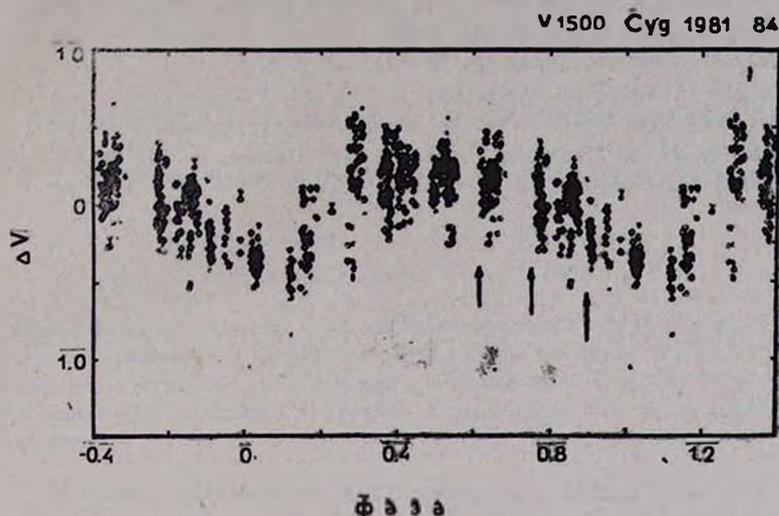


Рис. 4. Свертка данных V 1500 Cyg, полученных в 1981—84 гг. с периодом $7^d.69$.

вую кривую с особенностями эмиссионных спектров, можно согласиться с представлением Хорна и Шнейдера о том, что в двойной системе V 1500 Cyg существуют вариации мощности аккреционной струи, вызванные асинхронизмом в движении компонентов.

Крымская астрофизическая обсерватория

Тартуская астрофизическая обсерватория

ON THE SYNCHRONIZATION OF MAGNETIC NOVA V 1500 CYG

E. P. PAVLENKO, J. PELT

The light long-term variations of the magnetic Nova V 1500 Cyg with the period $7^d.69 \pm 0^d.01$ were reviewed. The mean value of the white dwarf spin period was obtained in 1981—84 years. It is equal to $0^d.137122 \pm 0^d.000004$. The rate of the period increase equal to $p = 3.0 (\pm 0.5) \cdot 10^{-8}$ and time scale of spin/orbit synchronization, equal to 290 ± 130 years, is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. D. Schmidt, H. S. Stockman*, IAU Circ., N4458, 1987.
2. *H. S. Stockman, G. D. Schmidt, D. Q. Lamb*, *Astrophys. J.*, 332, 282, 1988.
3. *T. Chlebowski, J. Kaluzny*, *Acta Astron.*, 38, 329, 1988.
4. *А. Н. Абраменко, Е. П. Павленко*, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 86, 183, 1983.
5. *E. Pavlenko, J. Pelt*, *IBVS*, N 3252, 1988.
6. *Е. П. Павленко*, *Астрон. циркуляр*, № 1239, 3, 1982.
7. *K. Horne, D. P. Schneider*, *Astrophys. J.*, 343, 888, 1989.
8. *Е. П. Павленко*, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 86, (в печати).
9. *G. D. Schmidt, H. S. Stockman*, *Prepr. Steward Observ.*, N 971, 1990.
10. *И. Л. Андронов*, *Астрон. ж.*, 83, 97, 1987.

УДК 524.335

ХАРАКТЕР ПЕРЕМЕННОСТИ СУБФУОРА V 1143 ORI

Э. С. ПАРСАМЯН, К. Г. ГАСПАРЯН, Г. Б. ОГАНЯН, Э. ЧАВИРА

Поступила 9 января 1991

Принята к печати 6 марта 1991

Приведены фотометрические данные для субфуора V 1143 Ori вне и во время фуорообразного повышения блеска. Показано, что в минимуме блеска звезда V 1143 Ori претерпевает переменность, присущую звездам типа Т Тельца. Как и в случае фуоров, амплитуда всплеск субфуоров в максимуме блеска в среднем остается почти постоянной.

1. *Введение.* Фуорообразные повышения блеска звезд V 1118 Ori и V 1143 Ori в ассоциации Ориона [1, 2] и нескольких других подобных объектов [3]—субфуоров (или Echor) показывают, что некоторые звезды типа Т Тельца проходят через стадию фуора, а другие, казалось бы при тех же условиях, становятся субфуорами. Знание поведения субфуоров не только во время таких «всплеск», но и вне их, представляет интерес для понимания данного феномена.

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения V 1143 Ori проводились на 40" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Кроме того, одним из авторов (Э.П.) был пересмотрен фотографический материал Института астрономии, оптики и электроники в Тонантцинтла. Наблюдательный материал в Тонантцинтла охватывал неравномерный ряд наблюдений в интервале 1953—1981 гг. Результаты просмотра этого же материала ранее были представлены в работе мексиканских астрономов [4]. Однако повторный просмотр несколько изменил пределы переменности V 1143 Ori и выявил быструю вспышку в линии H_c .

3. *Характер переменности V 1143 Ori.* Для понимания явления субфуоров представляет интерес поведение V 1143 Ori до повышения блеска.

Просмотр фотографического материала, полученного в основном методом цепочек, с экспозициями 15 минут, как в Тонантцинтла, так и в Бюракане, за период 1965—68 гг., показал, что в лучах U на пластинках с пределом $17^m 5$ — $17^m 6$ в редких случаях есть изображение звезды.

Это означает, что основное время блеск звезды—ниже этого предела. Минимальные значения блеска звезды, измеренные на пластинках с пределом около 19^m , доходят до $18^m.5$ — $18^m.6$. Оценки блеска производились по стандартным звездам Эндриуса [5]. Наблюдательное время было около 450 часов.

Наблюдения в фотографических лучах за период декабрь 1959 г.—январь 1960 г. показали, что блеск звезды в фотографических лучах испытывает колебания порядка $0^m.3$ — $0^m.4$, оставаясь в основном на уровне $17^m.5$ — $17^m.6$, в редких случаях доходя до $18^m.0$ — $18^m.2$, демонстрируя поведение неправильных переменных звезд. Наблюдательное время было около 80 часов.

Наблюдения в визуальных лучах (V) за период октябрь 1955 г.—ноябрь 1956 г. показали, что V 1143 Ogi, как и в фотографических лучах, изменяет непрерывно свой блеск в пределах $16^m.3$ ÷ $17^m.1$. Наблюдательное время около 40 часов.

Наблюдения в лучах R за периоды 1953 г. 1967—76 гг. показали, что в этих лучах блеск звезды также испытывал колебания порядка $0^m.2$ — $0^m.3$, в редких случаях $0^m.5$, меняясь в пределах $15^m.3$ — $16^m.0$.

В табл. 1 приведены значения блеска V 1143 Ogi в лучах U , $B(\text{pg})$, V , R .

Таблица 1

ПРЕДЕЛЫ НАБЛЮДАЕМЫХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА V 1143 Ogi

U	$B(\text{pg})$	V	R
17.6 — 18.6 ± 0.2	17.4 — 18.2 ± 0.2	16.3 — 17.1 ± 0.2	15.0 — 16.0 ± 0.2

На спектральных пластинках обсерватории Тонантцимтла, полученных с объективной призмой за период 1955—81 гг., охватывающий более, чем 150 часов наблюдений, лишь 20.01.63 г. у звезды в течение трех часов наблюдалась эмиссионная линия H_α . В остальных нескольких случаях можно было лишь подозревать ее присутствие. По этой причине V 1143 Ogi не вошла в каталог [6]. Отсутствие линии H_α свидетельствует о том, что за этот период фурообразного повышения блеска у звезды не происходило.

Наблюдательные данные относительно V 1143 Ogi, полученные в разных обсерваториях в течение 1982—1990 гг., позволили построить сводную кривую блеска звезды (рис. 1) [1, 2, 4, 7—12].

Новые наблюдательные данные, в частности значение $m_{pg} = 17.2$, полученное 20.03.1984 г. [10], показали, что во время подъема блеска 1982 г. звезда достигла минимального блеска уже в марте-апреле 1984 г, а не в 1985 г., как это следовало из кривой блеска, приведенной в [8]. Таким образом, продолжительность вспышки звезды была около 18 месяцев [13].

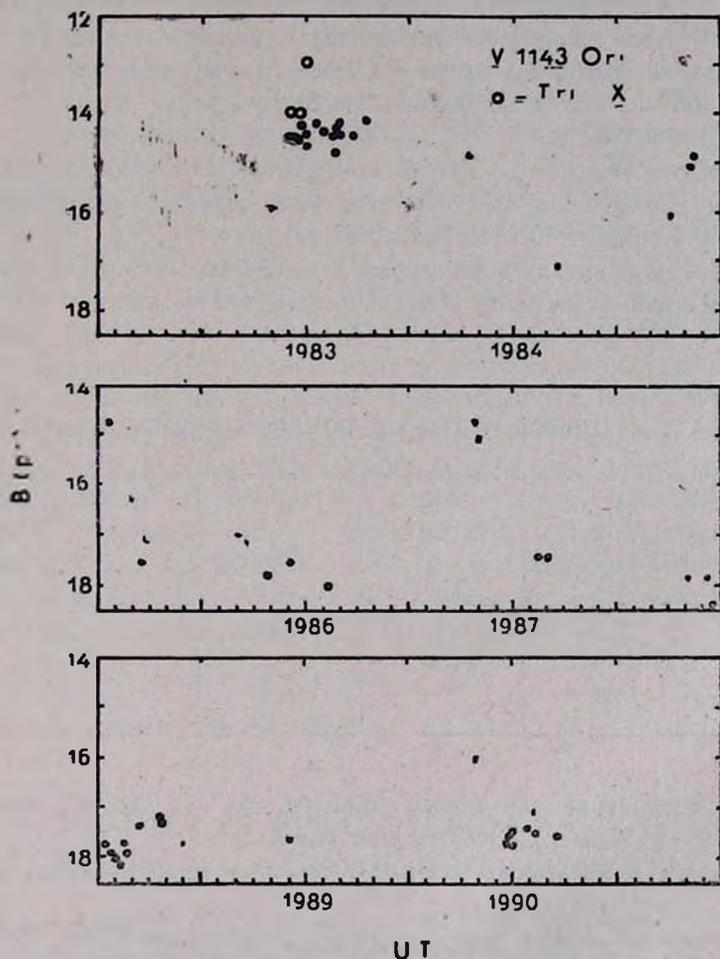


Рис. 1. Сводная кривая блеска звезды V 1143 Ori в течение 1982—1990 гг.

Из кривой блеска следует, что за период 1982—89 гг. звезда испытала четыре фурообразных повышения блеска. В первых двух случаях время подъема до максимума порядка трех месяцев. Можно также оценить и продолжительность нахождения звезды в максимуме блеска с колебаниями порядка $0^m.5$. В первом случае она составляла более четырех

месяцев, что значительно короче, чем в первом случае. Относительно амплитуд вспышек (табл. 2), наши данные позволяют лишь заключить, что в фотографических лучах они были почти равными. Так, если считать, что $m_{pg} = 17.8$, то $\Delta m_{pg} (1982) \sim 3.6$, а $\Delta m_{pg} (1984) \sim 3.0$, амплитуды в лучах $U \geq 4^m 0$ [8].

Третье повышение было обнаружено в ноябре 1986 г., когда звезда уже была около максимума или прошла максимум блеска [9]. Относительно начала вспышек у нас нет данных. Что касается затухания, здесь, как и в 1984 г., оно продолжалось около трех месяцев, т. е. значительно меньше, чем в 1982 г.

Четвертое повышение блеска обнаружено 11.10.1989 г., когда блеск звезды $m_{pg} = 15.6$, это, очевидно, уже начало спада блеска, т. к. 26.10.1989 г. $m_{pg} = 16.1$, а 18.12.1989 г. $m_{pg} = 17.7$.

В табл. 2 приводятся некоторые данные относительно U, B, V, U—B, B—V во время повышения блеска звезды V 1143 Ori.

Таблица 2

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА V 1143 Ori ВО ВРЕМЯ ПОВЫШЕНИЯ БЛЕСКА

U	B	V	U—B	B—V	Дата
14.2	14.5		-0.3		18.12.1982
13.9	14.8	14.6	-0.7	0.3	19.10.1983
15.2	16.1		-0.9		01.10.1984
	14.8	14.2		0.6	26.10.1986
14.6	15.1		-0.5		04.11.1986

Мы не приводим величины амплитуд, так как нам не известны значения блеска звезды до повышения блеска.

Ошибки приведенных значений обычные при фотографических методах.

Повышение блеска звезды наблюдалось также 07.04.1988 г., когда на одной единственной пластинке за ночь $m_{pg} = 15.5$ [14]. Наблюдения в Крымской обсерватории 13 и 14 апреля показали $m_B = 17.3-17.4$ [11], что исключает фуорообразную вспышку. По-видимому, произошла обычная вспышка, тем более, чем у V 1143 Ori ранее наблюдалась быстрая вспышка [8].

4. *Заключение.* Звезда V 1143 Ori в минимуме блеска претерпевает переменность, присущую звездам типа Г Тельца. К настоящему времени

у нее зарегистрированы две оптические вспышки. Еще одна вспышка в линии H_{α} имела место 20.01.1963 г.

В течение 1982—1989 гг. у V 1143 Ori четыре раза наблюдались повышения блеска, которые можно подразделить на следующие интервалы: 1982—83 гг., 1984—85 гг., 1986—87 гг. Наблюдения показывают, что продолжительность этих вспышек, по-видимому, имеет тенденцию к укорачиванию, а амплитуды в фотографических лучах в среднем порядка 3^m . Можно с некоторой вероятностью предсказать, исходя из повторяемости процесса, что вспышка может произойти и в 1990—91 гг.

Спектральные наблюдения за 1983, 1989—90 гг. показали, что спектральный тип V 1143 Ori менялся от K7-M0 до M2 [13].

У субфуора VY Tau подобная активность наблюдалась в течение 1959—1973 гг. [3], причем, как и у V 1143 Ori, амплитуда вспышки оставалась почти постоянной.

Таким образом, субфуор V 1143 Ori, наряду с обычными характеристиками, присущими звездам T Tau в ассоциации Ориона (неправильные изменения блеска, оптические вспышки), демонстрировал также в течение 1982—89 гг. повторные фуорообразные повышения блеска, причем подъем до максимума блеска происходил за время, характерное для фуоров, но в отличие от последних весь процесс длился от нескольких месяцев до 1.5—2 лет. Как и в случае фуоров, амплитуда вспышки субфуоров в максимуме блеска в среднем остается почти постоянной.

Один из авторов (Э.П.) приносит благодарность директору Института Астрономии (Мехико) д-ру А. Серрано за предоставленную возможность работать в Мексике.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Обсерватория Тонантцвигла, Мексика

THE CHARACTER OF V 1143 ORI SUBFUOR VARIATION

E. S. PARSAMIAN, L. G. GASPARIAN, G. B. OHANIAN, E. CHAVIRA

The photometric data of subfuor V 1143 Ori during and out of fuorlike increasing of brightness are given. It has been shown that in minimum V 1143 Ori has T Tau type star variation. As in the case of Fuors, the amplitude of subfuors in maximum brightness in average is nearly constant.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. G. Marsden*, *Cir. IAU*, № 3763, 1983, № 3924, 1984.
2. *R. Sh. Natsvlishvili*, *IBVS*, 2565, 1984
3. *G. H. Herbig*, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1971.
4. *E. Chavira, M. Peimbert, G. Haro*, *IBVS*, No 2746, 1985.
5. *A. D. Andrews*, *Bol. Observ. Tonantzintla*, 34, 195, 1970.
6. *E. S. Parsamian, E. Chavira*, *Bol. Observ. Tonantzintla*, 3, 69, 1982.
7. *B. G. Marsden*, *Cir. IAU*, № 3809, 1983.
8. *Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян*, *Астрофизика*, 27, 447, 1987.
9. *К. Г. Gasparian, G. B. Ohanian, E. S. Parsamian*, *IBVS*, No 3024, 1987.
10. *Л. В. Мирзоян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Науцлишвили*, *Астрофизика*, 28, 540, 1988.
11. *Е. П. Павленко, В. В. Прокофьева*, *Астрон. циркуляр*, № 1530, 7, 1988.
12. *К. Г. Gasparian, L. G. Hakhverdian*, *IBVS*, No 3393, 1989.
13. *L. G. Gasparian, A. S. Melkontan, G. B. Ohanian, E. S. Parsamian*, *IAU*, 253, 1990.
14. *Р. Ш. Науцлишвили*, *Частное сообщение*.

УДК: 524.575

ПЫЛЬ ВОКРУГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД.
МОДЕЛЬ ОБОЛОЧКИ Ae-ЗВЕЗДЫ
ХЕРБИГА WW ЛИСИЧКИ

Н. В. ВОЩИННИКОВ, В. П. ГРИНИН

Поступила 6 февраля 1990

Для изолированной Ae-звезды Хербига WW Vul проведена интерпретация одновременных фотометрических и поляризационных *UBVRI*-наблюдений во время глубоких минимумов блеска 1987 г. и 1989 г. Показано, что диаграммы цвет/величина и зависимости от длины волны линейной поляризации можно объяснить, если считать, что звезда находится в несферической пылевой оболочке с отношением полусей $A/B \approx 3$. Мелкие пылинки в этой оболочке рассеивают излучение звезды: их масса составляет около 10^{25} г. В оболочке находятся пылевые облака, которые вращаются вскруг звезды и иногда создают алгоподобные минимумы блеска. Эти облака имеют плотные ядра с радиусом около одной десятой а. е. и более разреженные оболочки с радиусом в несколько десятых а. е. Масса пыли в ядре порядка 10^{19} — 10^{20} г, а полная масса пыли в облаке $\approx 10^{21}$ г. Характеристики пылинок в рассеивающей оболочке и в экранирующих облаках похожи. Они имеют более крутое распределение по размерам ($n(a) \propto a^{-5}$) и меньшее содержание силикатных частиц ($n_{Si}/n_C \approx 0.25$), чем в стандартной смеси MRN. Имеются основания предполагать, что пылевые облака, вращаясь вокруг звезды по вытянутым орбитам, поставляют мелкие частицы в ближайшие окрестности звезды.

1. Введение. Вопрос о характеристиках околос звездных пылевых оболочек и составляющих их частиц пока далек от окончательного решения. Это объясняется тем, что в большинстве случаев интерпретируют инфракрасные (ИК) наблюдения звезд с оболочками, не позволяющие получить надежные выводы. Примером сказанного могут служить модельные расчеты ИК-излучения пылинок в оболочках звезд типа Веги, в которых одни и те же наблюдательные данные хорошо воспроизводятся в моделях с радиусами пылинок от 0.5 мкм до нескольких миллиметров [1, 2].

Иначе обстоит дело, когда наблюдают излучение, прямо прошедшее через ансамбль пылинок или рассеянное ими. Тогда размеры частиц можно определить значительно увереннее, чем по ИК-избыткам. Такую возможность открывают фотометрические и поляризационные наблюде-

ния изолированных Ae-звезд Хербига с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска.

Природа фотометрической активности этого интересного подкласса звезд еще недавно была предметом оживленных дискуссий. Обсуждались два альтернативных механизма: переменная околозвездная экстинкция, обусловленная вращением вокруг молодых звезд остатков протозвездного пылевого облака (впервые эта идея была выдвинута Венцелем [3] и поддержана рядом других авторов), и бурная магнитная активность молодых звезд [4—6]. Последняя гипотеза была выдвинута в середине 70-х годов и быстро завоевала популярность. В известной монографии Протозвезды и Планеты II [7] она признана наиболее вероятной.

Этому способствовали два обстоятельства. Как показали Гётц и Венцель [8], Зайцева [9] и другие, покраснение излучения звезды в начале ослабления блеска сменяется уменьшением показателей цвета $U-V$ и $B-V$, и в глубоком минимуме звезда может стать более голубой, чем в ярком состоянии. Позднее выяснилось [5, 10], что при ослаблениях блеска эквивалентная ширина эмиссионной линии H_α растет, после чего практически не осталось сомнений в том, что наблюдаемое в минимумах голубое свечение возникает в горячем газе активной области, появляющейся над темным магнитным пятном.

Второе обстоятельство было связано с серьезным недостатком модели переменной околозвездной экстинкции и наиболее четко сформулировано в обзоре Хербста [11]: если звезду закрывают от наблюдателя пылевые облака, то почему хотя бы изредка не фиксируются затмения с амплитудами 5^m или даже 10^m ?

Ответ на последний вопрос удалось получить лишь недавно, и он оказался удивительно простым [12]: источником голубого свечения является вовсе не горячий газ, а мелкая околозвездная пыль, рассеивающая излучение звезды. Прямые доказательства этого были получены в результате патрульных наблюдений, начатых в 1986 г. в Крыму и на Санглоке, в ходе которых была обнаружена высокая линейная поляризация в минимумах блеска четырех наиболее активных звезд данного подкласса: UX Ori [13], WW Vul [14, 15], BF Ori [16] и CQ Tau [17]. К аналогичному заключению пришли также Кардополов и Рспаев [18], наблюдавшие рост линейной поляризации при ослаблениях блеска классической Ae/Be-звезды Хербига RR Tau. Очевидно, что рассеянное пылью излучение и является тем ограничителем, который не позволяет наблюдать ослабления блеска с амплитудой, большей определенной величины, в моменты полных покрытий звезды пылевыми облаками.

Таким образом, синхронные фотометрические и поляризационные наблюдения молодых звезд в ходе глубоких минимумов, когда прямое излучение звезды сильно ослаблено, дают возможность получить уни-

кальные сведения о рассеянном околозвездном излучении, которое в обычном (ярком) состоянии звезды настолько слабо, что отделить его от фотосферного излучения не представляется возможным. Первые результаты теоретического анализа таких наблюдений [13, 19] показали, что путем численного моделирования параметров Стокса рассеянного излучения можно оценить ряд важных характеристик околозвездной пыли (диапазон изменения размеров и распределение частиц по размерам, отношение числа силикатных и графитовых частиц), а также глобальные свойства околозвездной пылевой оболочки (оптическую толщину и степень несферичности).

В данной статье приводятся результаты моделирования изменений поляризации и показателей цвета, наблюдавшихся в ходе глубоких минимумов звезды WW Vul в полосах *UBVRI* [14,15]. В разделе 2 содержатся необходимые сведения о WW Vul. В 3 и 4 разделах рассматривается модель околозвездной пылевой оболочки и анализируются свойства пылевых облаков, экранирующих звезду. Последние два раздела посвящены обсуждению результатов и выводам.

2. Основные сведения о WW Vul. Исследования блеска WW Vul (A3e. $T_* = 8900$ K, $R_* = 3.6 R_\odot$, $M_* = 2 M_\odot$ [15, 20]) ведутся уже более 60 лет (см. [21]). Анализ фотографических наблюдений, проведенных в 1937—69 гг. [22], показал, что у звезды имеются активные состояния, в которых наблюдается значительное число глубоких минимумов. Эти состояния продолжаются 8—10 лет и сменяются спокойными эпохами, когда звезда находится преимущественно в ярком состоянии, фотозлектрические *UBV*-наблюдения WW Vul в 1968—82 гг. [23, 24] показали, что за это время было 7 глубоких минимумов с амплитудой $\Delta V > 1^m 5$. С 1986 г. в Крыму и на Санглоке проводятся синхронные фотометрические и поляризационные наблюдения этой звезды, в ходе которых удалось исследовать два глубоких минимума: в 1987 г. ($\Delta V = 1^m 78^*$) и в 1989 г. ($\Delta V = 1^m 9$) [14, 15]. Одновременно с уменьшением блеска наблюдалось значительное увеличение линейной поляризации, достигавшей 5—6% в полосе *V*.

Полная продолжительность минимумов блеска WW Vul составляет 30—100^d, при этом в состоянии, когда блеск меньше максимального на $\Delta V > 1^m$, звезда может находиться $\simeq 3$ —10^d. Минимумы, наблюдавшиеся в 1987 г. и 1989 г., имели асимметричную форму: скорость изменения блеска звезды при входе в минимум была больше, чем при выходе из

* Здесь и далее мы будем вести отсчет от одного из наиболее ярких состояний WW Vul ($V = 10^m 25$), наблюдавшегося 3/4.04.1989 [15].

него [14, 15]. Подобная форма минимумов наблюдалась и ранее у некоторых других звезд этого типа (см. например, [25]).

Анализ фотоэлектрических наблюдений WW Vul за последние 20 лет показывает отсутствие в этом интервале времени значимых периодов [26]. В самой глубокой части минимума происходит уменьшение наблюдаемых показателей цвета звезды (сначала $U-B$, затем $B-V$), которые до этого возрастали, т. е. «покраснение» излучения звезды сменяется его «поглублением». Однако для показателей цвета $V-R$ и $V-I$ подобный эффект не наблюдался ни разу [14, 15, 20, 21, 23].

Свойства околзвездной пылевой оболочки WW Vul анализировались с использованием данных об ИК-избытках Зайцевой и Чугайновым [20] и Бердюгиным и др. [15]. В последней работе использовались наиболее полные сведения, включая результаты со спутника IRAS. Было установлено, что: 1) инфракрасное излучение пылевой оболочки WW Vul составляет около 30% полного излучения звезды; 2) температура пыли T_d заключена в пределах от 1000 К—во внутренней части оболочки, до нескольких сотен кельвинов на ее периферии.

Спектральные наблюдения WW Vul [21, 24] показывают, что с уменьшением блеска звезды падает и поток излучения в линии H_α . Однако значительные вариации эквивалентной ширины линии H отмечались и в те моменты, когда звезда находилась вблизи максимума блеска [27].

Мы будем интерпретировать результаты наблюдений двух минимумов блеска WW Vul, зафиксированных в КрАО (1987 г. и 1989 г.) и на Санглоке (1987 г.). Суммарные данные о них приведены в табл. 1, а на рис. 1 показан ход минимумов в полосах $UBVRI$. Подробные таблицы наблюдений приведены в [15]. Там же обсуждается вопрос о межзвездной поляризации и отмечается возможность существования дополнительного поляризационного механизма, связанного с оптическим дихроизмом облаков, экранирующих звезду. Роль этого дополнительного фактора была отмечена в [14] при объяснении сильных изменений позиционного угла поляризации θ , наблюдавшихся при выходе звезды из минимумов. Однако в самых глубоких частях минимумов вклад оптического дихроизма незначителен и собственная поляризация звезды в этих состояниях обусловлена в основном рассеянным светом, о чем свидетельствует близость позиционного угла поляризации в минимумах WW Vul (см. табл. 1). С учетом этого ниже мы будем анализировать волновую зависимость собственной поляризации $P(\lambda)$ лишь для наиболее глубоких ослаблений блеска звезды.

3. Модель пылевой оболочки WW Vul. Как и в предыдущих работах [13, 19], для интерпретации наблюдений используем модель оптически

Таблица 1

ДАННЫЕ О МИНИМУМАХ БЛЕСКА WW Vul В 1987 г. И В 1989 г*

Характеристики минимума	Минимум	
	1987 г.	1989 г.
Полная продолжительность минимума, $\Delta t_{\text{сcl}}$	$\approx 90^{\text{д}}$	$> 30^{\text{д}}$
Продолжительность глубокой фазы, $\Delta t_{\text{сcl}}$	$\approx 20^{\text{д}}$	$\approx 8^{\text{д}}$
Ослабление блеска на пачальной и копечной стадиях затмения, ΔV_1	$\approx 0^{\text{m}} 75$	$\approx 0^{\text{m}} 65$
Ослабление блеска в глубокой фазе, ΔV_2	$\approx 1^{\text{m}} 3^{**}$	$\approx 1^{\text{m}} 25$
Полное ослабление блеска, ΔV	$\approx 2^{\text{m}} 05$	$\approx 1^{\text{m}} 90$
Собственная поляризация		
P_U, θ_U	4.09%, $165^{\text{****}}$	3.71%, 161°
P_V, θ_V	3.85%, 168°	4.18%, 164°
P_R, θ_R	3.15%, 164°	4.42%, 164°
P_I, θ_I	3.05%, 163°	4.28%, 164°

* По наблюдениям в КрАО (подробные таблицы наблюдений см. в [15]).

** По наблюдениям на Санглоке [14] без синхронной поляриметрии.

*** По наблюдениям в КрАО (14/15.08.1987), $\Delta V = 1^{\text{m}} 78$ [15].

тонкой рассеивающей оболочки, содержащей плотные пылевые облака, экранирующие излучение звезды. Кратко опишем основные характеристики модели (более подробное обсуждение см. в [19]). Предполагается, что околозвездная оболочка в форме сплюснутого сфероида с отношением длин полуосей A/B наблюдается с ребра. В пользу такого предположения (помимо высокой линейной поляризации, наблюдавшейся в минимумах блеска) говорит тот факт, что эмиссионная линия H_{α} в спектре WW Vul имеет двухкомпонентный профиль, свидетельствующий, что эмиссионная область вокруг звезды быстро вращается и видна с ребра.

Считается также, что в центре оболочки существует свободная от пыли сферическая полость радиусом r_0 . Оптическую толщину оболочки на длине волны λ вдоль ее большой полуоси A обозначим через $\tau_0^{\text{ext}}(\lambda)$, а оптическую толщину экранирующего облака—через $\tau_1(\lambda, t)$. В первом приближении можно принять, что параметры пылевых частиц в разных частях каждого облака одинаковы. Об этом свидетельствует, во-первых,

существование прямолинейных участков на диаграммах «цвет/величина» (рис. 2, 4); во-вторых, тот факт, что, несмотря на сложную структуру минимума (рис. 1), вход и выход из него происходит на этих диаграммах практически по одному и тому же пути.

С учетом этого можно записать: $\tau_1(\lambda, t) = \tau_1^{\max}(\lambda) \cdot t/t^{\max}$, где t меняется от 0 до некоторого максимального значения t^{\max} в минимуме блеска. Волновая зависимость $\tau_1^{\max}(\lambda)$ при этом остается постоянной.

Зададим ее в виде степенной функции от λ . Тогда в каждый момент времени

$$\tau_1(\lambda_x, t)/\tau_1(\lambda_y, t) = (\lambda_x/\lambda_y)^{-\alpha_{xy}}. \quad (1)$$

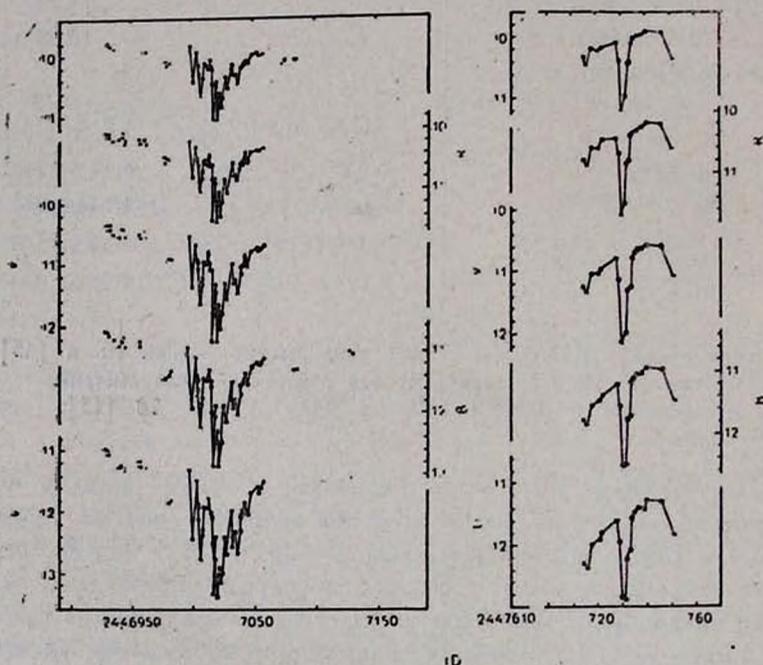


Рис. 1. Поведение блеска WW Vul в полосках UBVR в минимумах блеска 1987 г. и 1989 г. по данным [14, 15].

Полагая значения λ_x и λ_y равными эффективным длинам волн фотометрической системы UBVR Джонсона: $\lambda_x = \lambda_U$, $\lambda_y = \lambda_B$ и т. д., мы можем найти коэффициенты α_{xy} в (1) из наблюдений по наклонам верхних (прямолинейных) участков цветных треков (рис. 2, 4). Полученные таким путем значения α_{UB} , α_{BV} ... приведены в табл. 3.

Следует отметить, что, как показывает анализ результатов фотоэлектрических наблюдений WW Vul во время предыдущих минимумов [20, 21, 23, 27], соответствующие им диаграммы «цвет/величина» ведут себя похожим образом. Это означает, что дисперсия оптических свойств пылевых облаков хотя и существует, но не слишком велика.

Расчеты оптических характеристик пылевых частиц проводились по теории Ми для ансамблей графитовых и силикатных пылинок со степенным распределением по размерам:

$$n(a) = K_{Si} \cdot c \cdot n_H \cdot a^{-q}, \quad (2)$$

где a —радиус сферической частицы, n_H —концентрация атомов водорода. K_{Si} , K_C —коэффициенты, получающиеся с учетом космической распространенности кремния и углерода. Данная модель ансамбля пылевых частиц (ее обычно называют смесью MRN) была предложена Матисом и др. [28] для объяснения кривой межзвездного поглощения. Она характеризуется четырьмя параметрами: значениями a_- и a_+ определяющими соответственно минимальный и максимальный радиус пылинок, величиной показателя степени q и отношением $n_{Si}/n_C = K_{Si}/K_C$ —числа силикатных и графитовых частиц в смеси. Их значения для стандартной смеси MRN приведены в табл. 2.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ WW Vul

Параметры	Модель	Стандартная смесь MRN
a_- , мкм	0.055	0.005
a_+ , мкм	0.25	0.25
q	5.0	3.5
n_{Si}/n_C	0.25	1.07
A/B	3.0	
$\tau_0^{ext}(U)$	0.55	
r_0/A	0.05	
N_d , см ⁻²	$1.1 \cdot 10^9$	
M_d , г	$3.3 \cdot 10^{25} \left(\frac{A}{140 \text{ а. е.}} \right)^2$	

Таким образом, исходная модель алголеподобного минимума, на основании которой предстоит определить параметры околосредной пылевой оболочки, зависит как от оптических характеристик пылевого облака,

пересекавшего луч зрения (эти характеристики мы нашли выше по пря- молинейным участкам наблюдаемых цветовых треков), так и от пара- метров межоблачной пыли, рассеивающей излучение звезды, которые предстоит определить путем подгонки к наблюдениям теоретических цве- товых треков и спектров собственной поляризации звезды в минимуме блеска. Подчеркнем, что в нашей модели предполагается, что параметры околосредней пылевой оболочки, приведенные в табл. 2, не меняются от минимума к минимуму.

При вычислениях теоретических показателей цвета в качестве длин волн $\lambda_U, \dots, \lambda_V$ выбирались эффективные длины волн системы *UBVRI* Джонсона, а при расчетах спектров поляризации—эффективные длины волн инструментальной системы *UBVRI*, используемой в КрАО: $\lambda\lambda = 0.36, 0.44, 0.53, 0.69$ и 0.83 мкм. Расчетные формулы и методика вычис- лений приведены в [19]. Оптические постоянные графита и силиката (рассматривался, так называемый, «астрономический силикат») взяты из [29, 30].

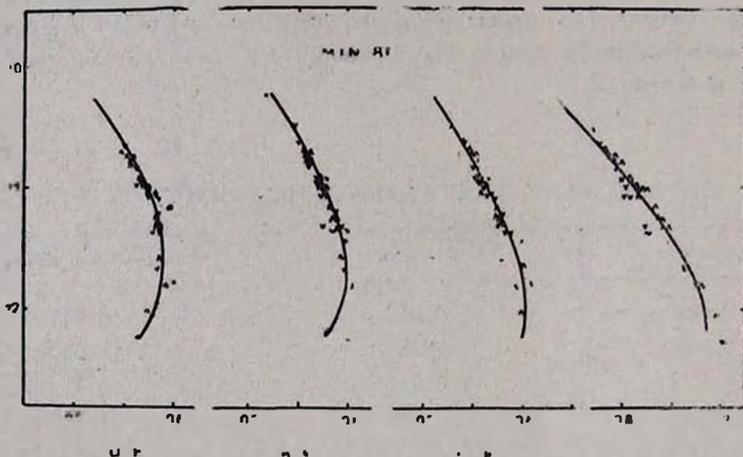


Рис. 2. Диаграммы цвет/величина для минимума 1987 г. Показаны результаты наблюдений при входе звезды в минимум (\sim) и при выходе из него (\wedge). Кривые— результаты расчетов для модели с параметрами: $a_- = 0.055$ мкм, $a_+ = 0.25$ мкм $q = 5$, $n_{S1}/n_C = 0.25$, $A/B = 3$, $\tau_0^{\text{ext}} = 0.55$, $r_0/A = 0.05$, $\alpha_{UB} = 1.1$, $\alpha_{BV} = 1.2$, $\alpha_{VR} = 1.5$, $\alpha_{VI} = 1.3$.

Как показали наши предыдущие модельные расчеты [13, 19], все указанные выше параметры модели (за исключением максимального раз- мера пылинок a_+) существенным образом влияют на окончательные ре- зультаты. Приведенные в табл. 2 параметры модели, обеспечивающей

наилучшее согласие с наблюдениями WW Vul (см. рис. 2—5), были найдены в результате анализа нескольких десятков моделей, в которых эти параметры варьировались в широких пределах.

На рис. 3 и 5 нанесен также спектр максимальной поляризации для модели оболочки WW Vul с выбранными параметрами. Он соответствует предельному случаю полного затмения звезды во всех пяти полосах, которое, как показывают расчеты, должно наступить при значениях $\Delta U = 2^m 51$, $\Delta B = 2^m 41$, $\Delta V = 2^m 39$, $\Delta R = 2^m 46$ и $\Delta I = 2^m 54$. Как видно из рис. 3 и 5, в полосе U собственная поляризация WW Vul уже близка к теоретическому пределу, при котором должно наблюдаться лишь рассеянное пылью излучение звезды.

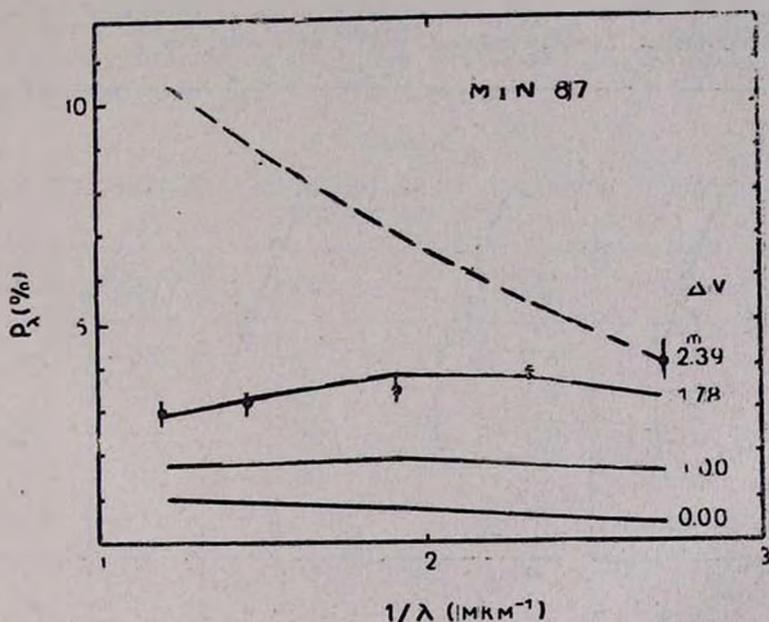


Рис. 3. Теоретические зависимости $P(\lambda)$ для минимума 1987 г. для разных значений ослабления блеска ΔV . Параметры модели такие же, как на рис. 2. Кружки — собственная поляризация WW Vul для $\Delta V = 1^m 78$ по данным табл. 1. Пунктиром показан теоретический верхний предел поляризации WW Vul при полном затмении звезды.

Как следует из табл. 2, пылевая оболочка WW Vul довольно сильно сплюснута: $A/B \approx 3$, и параметры составляющих ее пылинок отличаются от стандартной смеси MRN значениями a , q и отношением n_s/n_c . В табл. 2 приведены также значения лучевой концентрации N_d и массы M_d рассеивающих пылинок в оболочке, вычисленные по формулам (15)

и (16) статьи [19]. Значение внешнего радиуса пылевой оболочки $A \approx 140$ а. е. вычислено на основании оценки внутреннего радиуса оболочки $r_0 \approx 7$ а. е., полученной в [31] из анализа ИК-наблюдений WW Vul, и значения r_0/A из табл. 2.

4. *Пылевые облака, экранирующие звезду.* В проведенном выше анализе основным источником информации о свойствах околозвездной пыли WW Vul служило рассеянное этой пылью излучение звезды. Представляет интерес выяснить, может ли ансамбль пылевых частиц с параметрами, близкими к найденным в разделе 3, обеспечить также наблюдаемый закон селективного поглощения света пылевыми облаками. (Заметим при этом, что поскольку пылевые частицы в плотных пылевых облаках и в пространстве между ними находятся в разных физических условиях, их характеристики, вообще говоря, могут не совпадать).

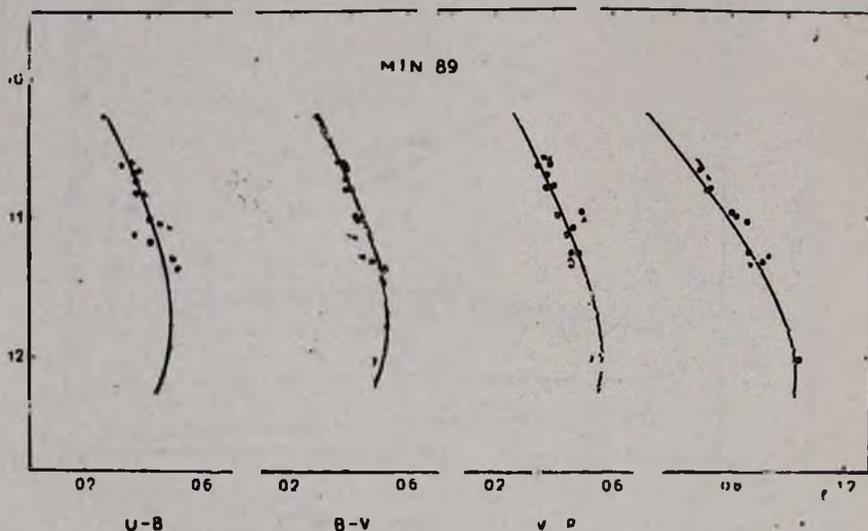


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для минимума 1989 г. Параметры модели такие же, как на рис. 2, но $\alpha_{UB} = 0.8$, $\alpha_{BV} = 1.0$, $\alpha_{VR} = 1.2$, $\alpha_{VI} = 1.1$.

Ответ на поставленный выше вопрос оказывается положительным. Как видно из табл. 3, сравнительно небольшие изменения максимального и минимального размеров пылинок в найденной в разделе 3 смеси пылевых частиц позволяют получить показатели α_{XU} , близкие к найденным выше из наблюдений. (Небольшое расхождение показателей α_{VR} обусловлено, по-видимому тем, что для определения коэффициентов α_{XU} использовались эффективные длины волн полос пропускания системы *UBVRI*, в которой, как известно, полоса *R* является самой широкой).

Из табл. 3 видно, что в облаке, закрывавшем звезду в 1989 г., пылинки крупнее (при этом зависимость поглощения от длины волны более плоская). Это наглядно проявляется, если с учетом (1) перейти от коэффициентов α_{XU} к коэффициентам R_{VX} , связывающим селективное поглощение с полным [32],

$$R_{VX} = \frac{A_V}{A_V - A_X} = \frac{1}{1 - (\lambda_X / \lambda_V)^{-\alpha_{XV}}} \quad (3)$$

Тогда для рассматриваемых минимумов можно получить соответственно:

$$R_{BV} (= R_V) = 3.26, \quad R_{VR} = 3.29, \quad R_{VI} = 2.19 - 1987 \text{ г.}$$

$$R_{BV} = 4.00, \quad R_{VR} = 3.98, \quad R_{VI} = 2.48 - 1989 \text{ г.}$$

Эти значения больше соответствующих значений для средней кривой межзвездного поглощения [32], что указывает на присутствие более крупных пылинок в экранирующих облаках.

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКРАНИРУЮЩИХ ОБЛАКОВ В ОБОЛОЧКЕ
ВОКРУГ WW Vul

Параметры	Минимум 1987 г.	Модель*	Минимум 1989 г.	Модель**
a_{UV}	1.1	1.07	0.8	0.83
a_{BV}	1.2	1.23	1.0	1.08
a_{VR}	1.5	1.26	1.2	1.13
a_{VI}	1.3	1.30	1.1	1.18
$N_d^{\text{core}}, \text{ см}^{-2}$		$8.2 \cdot 10^9$		$5.2 \cdot 10^9$
$M_d^{\text{core}}, \text{ г}$		$1.8 \cdot 10^{20} \left(\frac{R_{\text{core}}}{0.15 \text{ а. е.}} \right)^2$		$1.9 \cdot 10^{19} \left(\frac{R_{\text{core}}}{0.05 \text{ а. е.}} \right)^2$
$N_d^{\text{cloud}}, \text{ см}^{-2}$		$1.3 \cdot 10^{10}$		$7.9 \cdot 10^9$
$M_d^{\text{cloud}}, \text{ г}$		$2.3 \cdot 10^{21} \left(\frac{R_{\text{cloud}}}{0.7 \text{ а. е.}} \right)^2$		$1.7 \cdot 10^{20} \left(\frac{R_{\text{cloud}}}{0.2 \text{ а. е.}} \right)^2$

* $a_- = 0.04 \text{ мкм}, a_+ = 0.25 \text{ мкм}, q = 5, n_{S1}/n_C = 0.25$

** $a_- = 0.045 \text{ мкм}, a_+ = 0.5 \text{ мкм}, q = 5, n_{S1}/n_C = 0.25.$

Оценки размеров облаков и массы пыли в них сделаем, рассмотрев динамику облаков. На основании наблюдательных данных, обсуждавшихся в разделе 2, а также результатов исследования других Ae-звезд Жербига (например, UX Ori [33]) можно предполагать, что облака, экранирую-

щие излучение звезды, имеют более или менее компактное центральное сгущение (ядро) и разреженную оболочку. Примем для простоты, что как ядро, так и оболочка имеют форму шаров. Через R_{core} и R_{cloud} обозначим их радиусы.

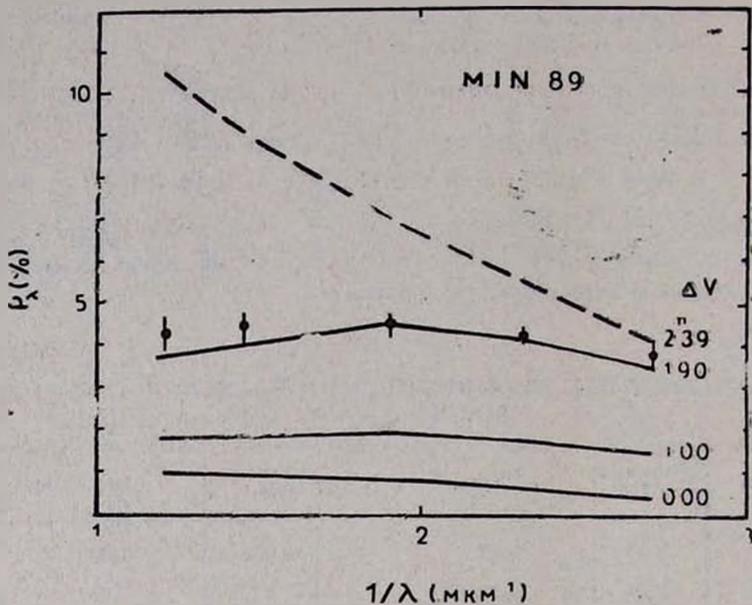


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для минимума 1989 г. Кружки—собственная поляризация W Vul для $\Delta V = 1^m 90$.

Для их оценки воспользуемся следующими соотношениями, определяющими продолжительность затмений звезды пылевыми облаками:

$$2 \cdot (R_* + R_{\text{cloud}}) = V_t \cdot \Delta t_{\text{ecl}}, \quad (4)$$

$$2 \cdot (R_* + R_{\text{core}}) = V_t \cdot \Delta t'_{\text{ecl}}. \quad (5)$$

Здесь V_t —тангенциальная составляющая скорости движения пылевого облака в момент пересечения луча зрения, Δt_{ecl} —полная длительность минимума, $\Delta t'_{\text{ecl}}$ —продолжительность его наиболее глубокой части (см. табл. 1).

Как видно из рис. 1, в центральной части обоих минимумов наблюдалось резкое падение блеска звезды на $\Delta V \simeq 0^m 8 - 0^m 9$ в течение суток. Это означает, что примерно за 10^5 с ядро облака, имевшее резкую

границу, закрыло от наблюдателя заметную часть ($\approx 1/2$) диска звезды. Отсюда, зная радиус звезды ($3.6 R_{\odot}$), можно оценить тангенциальную скорость: $V_t \approx 25$ км/с.

Подставляя это значение V_t в (4) и (5), получаем с учетом данных табл. 1:

$$R_{\text{cloud}} \approx 0.7 \text{ а. е.}, \quad R_{\text{core}} \approx 0.15 \text{ а. е.} \quad \text{— для минимума 1987 г.}$$

и

$$R_{\text{cloud}} \approx 0.2 \text{ а. е.}, \quad R_{\text{core}} \approx 0.95 \text{ а. е.} \quad \text{— для минимума 1989 г.}$$

Если предположить, что движения облаков происходят по круговым орбитам и, следовательно, $V_{\text{cloud}} = V_t \approx 25$ км/с, то радиус орбиты облака R_0 будет равен:

$$R_0 = \frac{GM_*}{V_{\text{cloud}}^2} \approx 2.8 \text{ а. е.}, \quad (6)$$

а период обращения его вокруг звезды $T \approx 3$ года. Тогда примерно каждые три года должны были бы наблюдаться похожие алголеподобные минимумы. Однако это противоречит результатам работы [26], в которой не найдено значимых периодов в наступлении алголеподобных минимумов у WW Vul за последние 20 лет. Отсюда можно заключить, что на самом деле облака, вызвавшие затмения, двигались по вытянутым орбитам и, исходя из факта отсутствия периодов за время ≈ 20 лет, можно оценить большую полуось орбиты A [34]:

$$A = \left(\frac{T^2 GM_*}{4\pi^2} \right)^{1/3} \approx 1.22 \cdot \left(\frac{T}{\text{лет}} \right)^{2/3} \text{ а. е.} \geq 10 \text{ а. е.} \quad (7)$$

Следует также отметить, что шаровое облако, движущееся по круговой орбите (либо находящееся во время затмения звезды вблизи периастра или апоастра), приводит к симметричной форме минимумов блеска. Асимметрия минимумов WW Vul 1987 г. и 1989 г., когда $\Delta m^- > \Delta m^+$ (т. е. скорость изменения блеска при входе в минимум больше, чем на выходе из него), может быть связана с кометообразной формой облаков (как это предполагалось в [14, 15]), либо с тем, что шарообразное облако движется по вытянутой орбите. Согласно формулам, приведенным в [34], если облако закрывает звезду в то время, когда оно удаляется от нее, то скорость облака при входе в минимум больше, чем на выходе из него (т. е. $\Delta m^- > \Delta m^+$).

В табл. 3 с учетом сделанных выше оценок приведены значения массы пыли в облаках и в их ядрах, а также лучевые концентрации пылинок. Подчеркнем, что найденные таким путем массы следует рассматривать лишь как нижние пределы, поскольку в облаках могут быть

и более крупные частицы и тела, ослабление света которыми является не-селективным в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Еще одну оценку можно получить, если предположить, что облако является устойчивым образованием по отношению к приливным возмущениям. Тогда его масса должна составлять [35]:

$$M_{\text{cloud}} > 15 \cdot M_{\oplus} \left(\frac{R_{\text{cloud}}}{R_0} \right)^3 \simeq 9 \cdot 10^{32} \left(\frac{R_{\text{cloud}}}{0.7 \text{ а. е.}} \right)^3 \left(\frac{2.8 \text{ а. е.}}{R_0} \right)^3 r \simeq \simeq 0.5 M_{\odot}, \quad (8)$$

т. е. облако будет устойчивым, если в нем находится объект с массой сравнимой с массой карликовой звезды. Если условие (8) не выполняется, то облако будет разрушаться и при каждом его прохождении вблизи звезды некоторая часть пыли будет попадать в оболочку.

5. *Обсуждение.* Одним из главных вопросов, связанных с околозвездными пылевыми оболочками, является вопрос о происхождении и эволюции пылевых частиц за время жизни звезды. Для молодых горячих Ae-звезд Хербига, вокруг которых, как показывает анализ рассеянного света, существует мелкая пыль, возникает проблема удержания пылевых частиц в оболочке. В работе [31] показано, что воспрепятствовать выметанию пыли лучевым давлением звезды можно, если заряженные пылинки двигаются в достаточно запутанном околозвездном магнитном поле с напряженностью $\simeq 10^{-2}$ Гс.

Опираясь на результаты проведенного выше анализа, мы можем наметить другой путь решения этой проблемы. Поскольку есть основания предполагать, что характеристики частиц пыли в плотных облаках и в пространстве между ними близки, можно думать, что пыль непрерывно поставляется во внутренние части околозвездной оболочки самими пылевыми облаками, вращающимися вокруг звезды по сильно вытянутым орбитам.

Полученные выше характеристики пылевых частиц в оболочке WW Vul отличаются от стандартной смеси MRN значениями a_-, q и $n_{\text{Si}}/n_{\text{C}}$ (см. табл. 2). Эти различия могут быть следствием как эволюции ансамбля пылинок в околозвездной оболочке за время жизни звезды, так и особенностей разрушения и образования частиц в протозвездной туманности. Наблюдательными проявлениями отсутствия очень мелких частиц ($a \leq 0.05$ мкм) должен быть слабый пик около $\lambda 2200$ и незначительный подъем кривой поглощения в далекой ультрафиолетовой области спектра (что и наблюдается для Ae/Be-звезд Хербига [36]). Уменьшенное отношение $n_{\text{Si}}/n_{\text{C}}$ может сказываться при наблюдениях

10-микронной силикатной полосы, которая должна быть слабой или отсутствовать (такие наблюдения пока не проводились).

Основными физическими процессами, изменяющими характеристики ансамбля пылевых частиц в околозвездных оболочках, являются испарение пылинок, а также их столкновения с частицами газа и друг с другом. Испарение существует лишь для силикатных частиц, поскольку их время жизни при $T \approx 1000$ К составляет $t_{s1} \approx 3 \cdot 10^4$ (а/0.01 мкм) лет [37].

Разрушение пылинок начинается, если относительные скорости столкновения частиц превышают ≈ 3.5 км/с для силикатов и ≈ 13.5 км/с для графита (при меньших относительных скоростях пылинки будут слипаться) [38]. Такая разность скоростей мелких и крупных пылинок возникает уже из-за различий их дрейфовых скоростей (см. соотношение (4) и таблицу в [31]), не говоря уже о разных циклотронных скоростях. Расчеты, выполненные в работах [38—40], показывают, что столкновения крупных частиц с мелкими происходят гораздо чаще, чем столкновения пылинок одинаковых размеров. Они ведут к дроблению крупных частиц, в результате чего, естественно, возрастает показатель степени q в распределении пылинок по размерам (2). (Заметим, что значение $q \approx 5$ было получено и для распределения по размерам пылинок, образующихся в ветре холодных звезд [41]. При этом указывается, что процессы физического разрушения частиц при столкновениях с частицами газа и друг с другом могут приводить к еще большему увеличению значения q).

Найденная нами масса пыли в оболочке WW Vul (см. табл. 2), так же, как и ее оценки для UX Ori [13, 33], показывает, что $M_d \approx 10^{-2}$, $M_* \approx 10^{-8} M_\odot$. Если воспользоваться соотношением $M_0 \approx (M_*/M_\odot)^{1.4}$, $M_\odot \approx 2.6 \cdot M_\odot$ для массы газопылевого облака, из которого образовалась звезда с массой M_* [42], то на массу рассеивающей пыли приходится лишь незначительная его часть. Это означает, что основная часть вещества сосредоточена в невидимых конденсациях в облаках, либо в невидимых облаках вне оболочки звезды (некий аналог облака Оорта). По-видимому, независимо от того, устойчивы отдельные облака, экранирующие звезду, или нет, в околозвездной среде идет активный обмен пылью между оболочкой и облаками, при котором вблизи звезды пыль попадает из облаков в межоблачную среду. Это напоминает процессы, происходящие в околосолнечном межпланетном пространстве, куда пылевые частицы поставляются в результате прохождения комет.

6. Заключение. Проведенные расчеты и оценки позволяют сделать ряд выводов о структуре оболочки вокруг WW Vul, которые, по-видимому, с не очень существенными изменениями могут быть распростра-

нены и на другие Ae-звезды Хербига с непериодическими минимумами блеска.

1. Излучение в видимой части спектра (полосы от U до I) исходит от звезды, находящейся в несферической оболочке, большая полюсь которой составляет: $A \approx 140$ а. е., а малая— $B \approx 50$ а. е. ($A/B \approx 3$). В центре оболочки имеется полость с радиусом $r_0 \approx 7$ а. е., в которой температура пылинок $T_d > 1000$ К и они быстро испаряются. Масса пыли, дающей рассеянное излучение, составляет примерно 10^{25} г. В ярком состоянии звезды вклад рассеянного излучения в полное излучение системы звезда + оболочка невелик и составляет около 10%.

2. В оболочке движутся пылевые облака, изредка экранирующие звезду и создающие алгоподобные минимумы блеска. Эти облака имеют плотные сгущения (ядра) с радиусом около одной десятой а. е. и более разреженную область с радиусом в несколько десятых а. е. Масса пыли в ядре облака составляет $\approx 10^{19}$ — 10^{20} г., а полная масса разреженной области $\approx 10^{21}$ г.

В глубоких минимумах блеска, когда прямое излучение звезды сильно ослаблено, рассеянный свет становится доминирующим источником излучения в ультрафиолетовой и голубой частях спектра, чем и объясняется наблюдаемый поворот цветовых треков на диаграммах «цвет/величина» (рис. 2 и 4).

3. Характеристики пылинок в рассеивающей оболочке и в экранирующих облаках похожи, однако отличаются от стандартных характеристик смеси MRN, часто используемой для объяснения межзвездного поглощения. Основные различия заключаются в более крутом распределении пылинок по размерам ($n(a) \propto a^{-5}$) и в уменьшенном содержании силикатных частиц по сравнению с графитовыми ($n_{Si}/n_C \approx 0.25$). Диапазон изменения размеров рассеивающих пылинок составляет 0.05—0.25 мкм; в экранирующих облаках могут присутствовать и более крупные частицы.

Авторы благодарны В. Б. Ильину за полезное обсуждение.

Ленинградский государственный
университет

Крымская астрофизическая
обсерватория

DUST AROUND YOUNG STARS. THE MODEL OF ENVELOPE OF Ae-HERBIG STAR WW VULPECULA

N. V. VOSHCHINNIKOV, V. P. GRININ

For the isolated Ae-Herbig star WW Vul interpretation of the simultaneous UBVRI photometric and polarimetric observations during two deep minima in 1987 and 1989 are performed. It is shown that the color/magnitude diagrams and the wavelength dependence of linear polarization may be explained when the star is situated in nonspherical dust shell with the semiaxes ratio $A/B \approx 3$. This shell contains small grains which scatter the star radiation. Their mass is about 10^{25} g. Within the shell there exist the dense clouds which rotate around the star and sometimes create Algol-type minima. These clouds have a dense core with radius about one tenth A. U. and more rarefied envelope with radius about some tenth A. U. The mass of the dust in the core is $\approx 10^{19} - 10^{20}$ g and the whole dust mass of the clouds is $\approx 10^{21}$ g. The characteristics of dust grains in the scattering shell and in the shielding clouds are similar. They have steeper size distribution ($n(a) \sim a^{-5}$) and the smaller abundance of silicate particles ($n_{Si}/n_C \approx 0.25$) than for the standard mixture MRN which is often used for interpretation of the interstellar extinction. There are reasons to believe that the dust clouds, which revolve in elliptical orbits around the star, deliver the dust particles in the inner part of circumstellar envelope.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Wolstencroft, H. J. Walker, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A325, 423, 1988.
2. R. Chini, E. Krügel, E. Kreysa, Astron. and Astrophys., 227, L5, 1990.
3. W. Wenzel, Non Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Coll. Acad. Press 1969, p. 61.
4. P. E. Гершберг, П. П. Петров, Письма в Астрон. ж., 2, 499, 1976.
5. W. Herbst, J. A. Holtzman, R. S. Klasky, Astron. J., 88, 1648, 1983.
6. I. Appenzeller, D. S. Deaborn, Astrophys. J., 278, 689, 1984.
7. A. E. Rydgren, M. Cohen, Protostars and Planets II, Eds. D. C. Black, and M. S. Matthews, Tucson, Univ. Arizona Press, 1985, p. 371.
8. V. W. Götz, W. Wenzel, Mitt. Veränd. Sterne, 5, 2, 1968.
9. Г. В. Зайцева, Перемен. звезды, 19, 33, 1977.
10. Е. А. Кологиллов, Астрофизика, 13, 33, 1977.
11. W. Herbst, Publ. Astron. Soc. Pasif., 98, 1088, 1986.
12. В. П. Гринин, Письма в Астрон. ж., 14, 65, 1988.
13. Н. В. Вошинников, В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Минихулов, Астрофизика, 28, 311, 1988.

14. В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Минукулов, Г. П. Чернова. Гимна в Астрон. ж., 14, 514, 1988.
15. А. В. Бердюгин, В. П. Гринин, Н. Х. Минукулов. Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 1991 (в печати).
16. В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Минукулов. Письма в Астрон. ж., 15, 1028-1989.
17. А. В. Бердюгин, С. В. Бердюгина, В. П. Гринин, Н. Х. Минукулов. Астрон. ж., 67, 812, 1990.
18. В. И. Кардолов, Ф. К. Рспаев. Кинемат. и физ. небес. тел, 5, 50, 1989.
19. Н. В. Вощинников. Астрофизика, 30, 509, 1989.
20. Г. В. Зайцева, П. Ф. Чурайков. Астрофизика, 20, 447, 1984.
21. Л. В. Тимошенко, Г. К. Филиппов. Астрофизика, 19, 513, 1983.
22. Л. В. Тимошенко. Астрон. циркуляр., № 1285, 4, 1983.
23. Г. В. Зайцева. Перемен. звезды, 22, 1, 1983.
24. Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, В. И. Шенаврин. Астрофизика, 13, 449, 1977.
25. Г. У. Ковальчук. Канд. диссертация, Киев, 1986.
26. Н. А. Воличкова. Астрофизика, (в печати).
27. Г. В. Зайцева, А. Е. Тарасов, А. Г. Щербакос. Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 72, 85, 1985.
28. J. S. Mathis, W. Rimpl, K. H. Nordstieck. Astrophys. J., 217, 425, 1977.
29. J. Bergeat, J. Lefevre, R. Kandel, M. Lunel, F. Sibille. Astron. and Astrophys., 52, 245, 1976.
30. B. T. Draine. Astrophys. J. Suppl. Ser., 57, 587, 1985.
31. Н. В. Вощинников, В. Б. Ильин. Письма в Астрон. ж., 1991 (в печати).
32. Н. В. Вощинников, В. Б. Ильин. Письма в Астрон. ж., 13, 385, 1987.
33. E. A. Vibo, P. S. The. Astron. and Astrophys., 286, 155, 1990.
34. А. Рой. Движение по орбитам, Мир, М., 1981.
35. К. Ленз. Астрофизические формулы, т. 1, Мир, М., 365 1978.
36. M. I. Sitko, B. D. Savage, M. R. Meade. Astrophys. J., 245, 161, 1981.
37. J. Leiknes, O. Havnes. Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 57, 263, 1984.
38. J. M. Shull. Astrophys. J., 226, 858, 1978.
39. C. G. Seab, J. M. Shull. Astrophys. J., 275, 652, 1983.
40. B. T. Draine. Protostars and Planets II, Ed. D. C. Black, M. S. Matthews, Tucson, Univ. Arizona Press, 1985, p. 621.
41. C. Dominik, H.-P. Gail, E. Sedlmayr. Astron. and Astrophys., 223, 227, 1989.
42. M. E. Bailely. Dust in the Universe, Ed. M. E. Bailey, D. A. Williams, Cambridge Univ. Press, 1988, p. 113.

УДК: 524.722.3:520.849.7

СООТНОШЕНИЕ ПЕРИОД-СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД БОЛЬШОГО МАГЕЛЛАНОВА ОБЛАКА

Р. А. ВАРДАНЯН, А. В. ПОГОСЯН

Поступила 12 декабря 1990

Принята к печати 25 декабря 1990

С использованием нового метода, позволяющего учесть влияние светимости и цвета цефеид получено соотношение период—светимость для классических цефеид Большого Магелланова Облака. Показано, что точность определения расстояний галактик с помощью этого соотношения зависит значительно от интервала значений периодов цефеид. Определен интервал периодов, который дает наиболее точные расстояния галактик.

1. *Введение.* Определение расстояний галактик, содержащих классические цефеиды, требует знания соотношения абсолютная звездная величина—логарифм периода для этих звезд, а также величины межзвездного поглощения. Оказывается, однако, что точность определения расстояний галактик неодинакова для цефеид с различными периодами. Она зависит значительно от периодов использованных цефеид.

В настоящей работе уточняется соотношение период—светимость для классических цефеид БМО с учетом влияния абсолютной звездной величины и истинного цвета этих звезд на соотношение период—светимость. Определен интервал значений периодов, дающих наиболее точные расстояния галактик.

2. *Учет влияния светимости и цвета цефеид на соотношение период—светимость.* Для исследования этого влияния мы поступили следующим образом.

По данным работы Мартина и др. [1], содержащей 78 классических цефеид, принадлежащих галактике Большое Магелланово Облако (БМО), был составлен список пар звезд: (1,2), (2,3), (3,4),... (73, 74), где цифры в скобках соответствуют номерам цефеид, в порядке увеличения $\lg P$, где P —период звезды. Таким образом был составлен список 73 пар цефеид. Причем члены каждой пары мало отличаются по P (разность не превышает сотые доли величины $\lg P$).

Это означает, что члены каждой из пар имеют практически одинаковые светимости и цвета, так как период цефеиды однозначно определяет ее светимость и цвет согласно известным зависимостям.

$$M = a \lg P + b, \quad (1)$$

$$(B - V)_0 = a' \lg P + b', \quad (2)$$

где M —абсолютная звездная величина, $B - V$ —показатель цвета, a , b , a' и b' —постоянные.

Следовательно, в каждой паре нашего списка разность между звездными величинами и цветами фактически обусловлена только межзвездным поглощением. Например, для визуальной области спектра можно записать

$$\Delta V = \Delta A_V, \quad (3)$$

$$\Delta (B - V) = \Delta E_{B-V}, \quad (4)$$

где Δ —знак разности, A_V —межзвездное визуальное поглощение, а E_{B-V} —избыток цвета.

Определенным подтверждением справедливости формул (3) и (4) является тот факт, что для более чем 90% наших пар цефеид разности ΔV и $\Delta (B - V)$ имеют одинаковые знаки.

Отметим, что из нашего рассмотрения были исключены 4 звезды ($HV 2353$, $HV 12765$, $HV 12869$ и $HV 2301$), входящие в список Мартина и др. [1], которые от звезд с почти совпадающими величинами $\lg P$ отличаются по величинам ΔV более чем на $0^m 5$.

3. Вывод соотношения период—светимость. Для определения величины межзвездного поглощения по известному избытку цвета следует знать отношение ее к избытку цвета. Для визуальной области оно равно

$$R = \frac{A_V}{E_{B-V}}.$$

Легко показать, что это отношение

$$R = \frac{\overline{\Delta V}}{\Delta (B - V)} = \frac{\overline{\Delta A_V}}{\Delta E_{B-V}}, \quad (5)$$

где черточка сверху означает, что рассматриваются средние значения соответствующих величин.

Расчеты, основанные на данных нашего списка пар цефеид, показывают, что для БМО мы имеем $R = 2.6$.

С другой стороны, как показано нами в работе [2], с использованием данных о классических цефеидах Галактики, БМО, М31 и NGC 300, существует следующее соотношение между истинным цветом цефеиды $(B-V)_0$ и ее периодом:

$$(B - V)_0 = 0.22 \lg P + 0.42. \quad (6)$$

Вычислив для цефеид в наших парах величину $(B-V)_0$, мы по известным величинам $B-V$ определяем для них избытки цветов E_{B-V} , а затем по формуле

$$V_0 = V - 2.6E_{B-V} \quad (7)$$

и величины V_0 .

На рис. 1 представлена зависимость между величинами V_0 и $\lg P$ для всех классических цефеид нашего списка.

Решение наименьших квадратов этих данных приводит к следующей зависимости:

$$V_0 = -3.07 \lg P + 17.45 \quad (8)$$

с коэффициентом корреляции $\rho = 0.993$.

Из этой зависимости можно перейти к соотношению период—светимость, зная расстояние БМО. Согласно [1, 3], модуль расстояния БМО равен $18^m 55 \pm 0.10$. Подставляя это значение в формулу (8) имеем окончательно

$$M_V = -3.07 \lg P - 1.10. \quad (9)$$

Это соотношение только незначительно отличается от соотношения период—светимость, полученного новым методом Гиреном [4] для классических цефеид Галактики.

4. *Выбор интервала периодов, обеспечивающих наиболее высокую точность определения расстояний галактик.* Исследование показывает, что точность определения расстояний галактик, содержащих классические цефеиды, с помощью соотношения период—светимость зависит от интервала значений периодов использованных цефеид.

Для определения зависимости точности определения расстояний галактик от величины периодов цефеид мы воспользовались следующим методом.

Соотношение период—светимость для классических цефеид было определено многими исследователями. В литературе мы выбрали работы [1, 4—7] по этому вопросу, где приводится соотношение (1) с восьмью разными комбинациями значений коэффициентов a и b , полученными на основе наблюдательных данных. Добавляя к этому наше соотношение (9),

мы вычислили величину M_v по всем этим соотношениям для следующих значений периода: $\lg P = 0.25, 0.50, 0.75, 1.00, 1.25, 1.50, 1.75$ и 2.00 . Далее, по полученным значениям M_v были вычислены среднеквадратичные отклонения $\sigma(M_v)$ от среднего значения этого параметра.

Таким же образом, для тех же значений $\lg P$ были вычислены истинные цвета цефеид $(B-V)_0$, используя уже всего 5 соотношений вида (2), вместе с нашим (8), коэффициенты a' и b' и среднеквадратичные отклонения $\sigma(B-V)_0$.

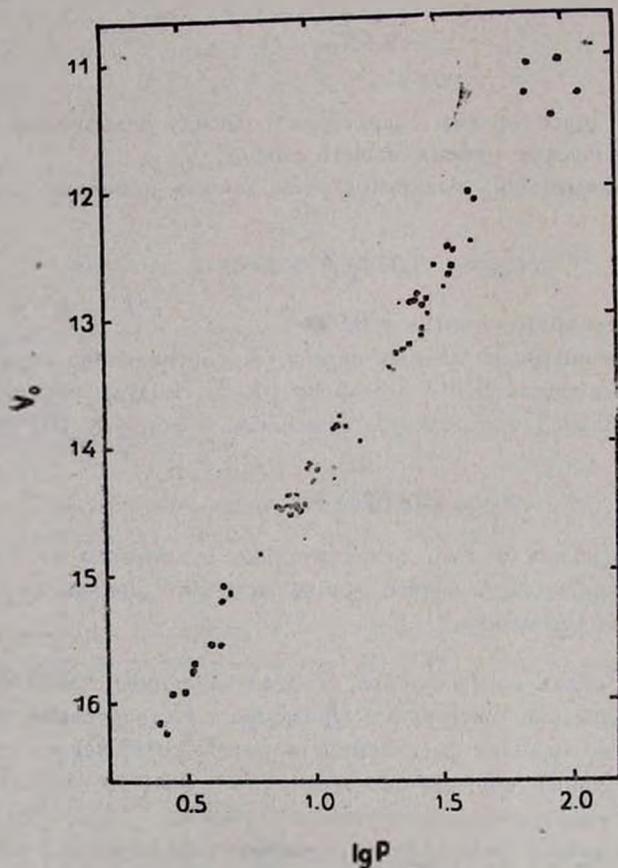


Рис. 1. Зависимость период—светимость для цефеид БМО.

Полученные результаты приведены в табл. 1, а зависимости среднеквадратичных отклонений $\sigma(M_v)$ и $\sigma(B-V)_0$ от $\lg P$ графически представлены на рис. 2. Они, в частности рис. 2, наглядно показывают, что среднеквадратичные отклонения минимальные в интервале значений пе-

Таблица 1

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН M_V И $(B-V)_0$ И СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ НИХ $\sigma(M_V)$ И $\sigma(B-V)_0$ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

$\lg P$	$\overline{M_V}$	$\sigma(M_V)$	$(\overline{B-V})_0$	$\sigma(B-V)_0$
0.00	-1.14	± 0.110	0.31	± 0.104
0.25	-1.88	0.087	0.40	0.075
0.50	-2.63	0.065	0.50	0.043
0.75	-3.40	0.052	0.59	0.033
1.00	-4.13	0.039	0.68	0.045
1.25	-4.88	0.039	0.78	0.073
1.50	-5.63	0.050	0.88	0.104
1.75	-6.39	0.067	0.96	0.128
2.00	-7.14	0.089	1.06	0.167

риодов $0.7 < \lg P < 1.1$. Это дает нам основание считать, что при определении расстояний галактик, содержащих классические цефеиды, с помощью соотношения период—светимость этих звезд наиболее высокая

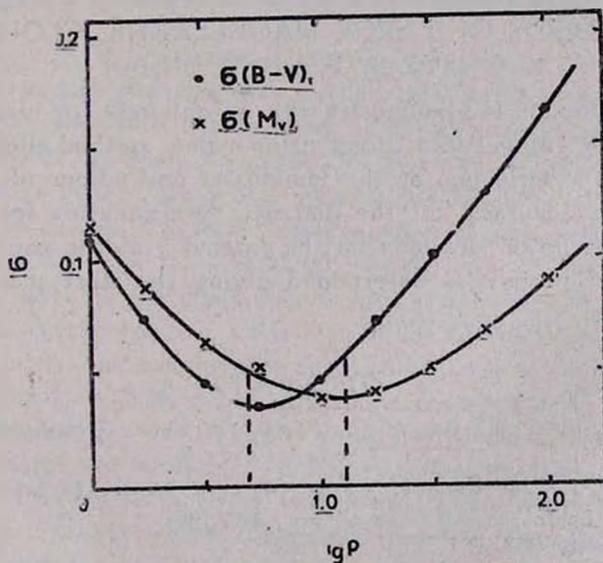


Рис. 2. Зависимости среднеквадратичных отклонений истинных цветов $(B-V)_0$ (точки) и абсолютных величин (M_V) (крестики) классических цефеид галактик от логарифма их периодов $(\lg P)$.

точность достигается при использовании этого интервала периодов. Например, в случае галактики БМО среднеквадратичное отклонение модуля расстояния, определяемого по цефеидам с периодами в этом интервале, равно всего $\sigma(V_0 - M_V) = \pm 0.10$.

5. *Заключение.* Анализ данных о классических цефеидах галактики БМО, содержащихся в работе Мартина и др. [1], позволил получить соотношение период—светимость (9), с учетом влияния на это соотношение светимости и цвета этих звезд.

Межзвездное поглощение вычислено с использованием отношения $R = 2.6$ визуального поглощения A_V к избытку цвета E_{B-V} , определенного по формуле (5).

Показано, что точность определения расстояний галактик, по классическим цефеидам, наиболее высокая для интервала значений периодов $0.7 < \lg P < 1.1$.

Авторы выражают благодарность профессору Л. В. Мирзояну за ценные советы и научному сотруднику обсерватории А. А. Акопяну за помощь в вычислениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE PERIOD-LUMINOSITY RELATIONS FOR CLASSICAL CEPHEIDS OF LARGE MAGELLANIC CLOUD

R. A. VARDANIAN, A. V. POGOSIAN

The relation period-luminosity (9) is obtained for classical cepheids of the Large Magellanic Cloud using a new method allowing to take into account the influence of the luminosity and colour of stars. It is shown that the accuracy of the distance determination for galaxies by means of this relation depends on the interval of the cepheid periods. The interval of periods is determined giving the most accurate distances of galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. L. Martin, P. R. Warren, M. W. Feast, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 188, 139, 1979.
2. Р. А. Варданян, А. В. Погосян, Сообщ. Бюракан. обсерв. (в печати).
3. M. W. Feast, South African Observ. Circ., 397, 1984.
4. W. P. Gieren, Astrophys. J., 329, 790, 1988.
5. J. F. Deen, P. R. Warren, A. W. J. Caustals, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 569, 1978.
6. Л. Н. Бердников, Перемен. звезды, 22, 505, 1987.
7. J. A. R. Caldwell, I. M. Coulson, Astron. J., 93, 1090, 1987.

УДК: 524.7:520.843

ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. IV

ДЖ. А. СТЕПАНЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ,
Л. К. ЕРАСТОВА, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 3 декабря 1990

Принята к печати 20 января 1991

Приводятся результаты спектральных наблюдений 32 галактик из Второго Бюраканского обзора. Наблюдения выполнены на 6-м телескопе САО АН СССР и 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории. В спектрах большинства галактик обнаружены эмиссионные линии. Определены красные смещения и светимости всех галактик. Показано, что SBS 1212+558 и SBS 1213+549 А являются сейфертовскими галактиками первого типа, а SBS 1220+554—возможная галактика сейфертовского типа. Галактика SBS 0948+532 классифицирована нами как BCDG.

1. *Наблюдения.* В предыдущих статьях этой серии [1—2] представлены результаты спектральных наблюдений щелевых спектров 157 галактик Второго Бюраканского обзора неба. В данной статье приводятся результаты изучения щелевых спектров 32 галактик, 28 из которых расположены в поле с координатами центра $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$ и $\delta = +55^{\circ}00'$, остальные — из полей Второго Бюраканского обзора неба $\alpha = 08^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$ и $\alpha = 09^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ [3—4].

Основная часть наблюдений выполнена в прямом фокусе 6-м телескопа БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМК-91В и УМ-92. Как правило, получались нерасширенные спектры в синем и иногда в красном диапазоне спектра на фотопленке А-600Н с дисперсией 90 А/мм и спектральным разрешением ~ 5 А. Для небольшого числа объектов проведены спектральные наблюдения с 1000-канальным телевизионным сканером в фокусе Нэсмита БТА [5] с дисперсией около 100 А/мм. В редких случаях использовалась дифракционная решетка, дающая дисперсию 200 А/мм. Для ряда объектов получены дополнительные спектры для уточнения спектрального типа объекта.

В табл. 1 приведены данные об изученных объектах: 1—название SBS объекта согласно [3—4]; 2—дата наблюдений; 3—наблюдаемый

Таблица 1

Обозначение SBS	Дата наблюдений	Диапазон (А)	Экспозиция (с)	z_0	m_B	M_B	Обзорный тип
1	2	3	4	5	6	7	8
0747+593	07.10.1988	3690—5500	1559	0.1001	18 ^m	-20 ^m .5	de
0749+602	03.01.1984	3800—6000	960	0.0922	18	-20.3	dse
0751+577	27.12.1984	3700—5700	900	0.0914	18	-20.3	de:
0948+532	10.10.1988	3700—5520	897	0.0463	18	-18.6	s2e
	10.10.1988	5300—7250	715				
1210+537	16.03.1980	3700—5700	720	0.0050	16.5	--15.3	sd2e
1212+558	16.03.1980	3700—5700	720	0.1385	17.5	-21.5	s1e
	14.12.1985	3750—5550	3859				
1212+563	27.12.1984	3700—5700	1200	0.0477	19.5	-17.2	de
1213+547	31.12.1984	3700—5700	900	0.0536	17.5	-19.4	sd2
1213+549 A	16.03.1980	3700—5700	420	0.1505	16.5	-22.7	BSO
	31.01.1985	3700—5700	540				
	14.12.1985	3750—5550	2680				
1213+549 B	31.12.1984	3700—5700	720	0.0181	17	-17.6	de
1214+554	27.12.1984	3700—5700	1200	0.1768	18.5	-21.0	BSO
	20.03.1986	3450—5300	2666				
	29.03.1986	3490—5170	2199				
1216+550 A	31.12.1984	3700—5700	960	0.0527	17.5	-19.4	sd3
1217+551	18.12.1982	5500—7700	900	0.0179	18	-16.5	sd1e
1217+553	27.12.1984	3700—5700	1020	0.0375	18.5	-17.6	s2e
1217+560	19.02.1982	3500—5500	1200	0.1076	18.5	-19.9	BSO
1217+559	01.01.1981	3700—5700	720	0.0305	16.5	-19.2	ds3e
1218+534	19.03.1980	5600—7800	780	0.0356	17.5	-18.5	dse
1219+539	18.02.1982	5500—7700	660	0.1217	18	-20.7	BSO
	20.02.1982	4200—6600	480				
1220+544	05.01.1984	3900—6200	1200	0.1564	16.5	-22.8	s1e:
	15.02.1986	5280—7200	1459				
1221+559	07.03.1988	3530—7080	436	0.0311	16.5	-19.2	s3e:
1221+545 B	22.02.1982	5500—7700	960	0.0189	18	-16.7	sd1e
	05.03.1989	3400—6900	636				
	05.03.1989	3400—6900	566				
1223+536	28.12.1984	3700—5700	1080	0.0354	18.5	-17.5	s3
1224+560	30.01.1985	3800—6000	1200	0.0517	17	-19.8	ds3e
	26.02.1988	3900—5900	1223				

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
1225+537	02.05.1987 06.02.1989	3700—5700 3700—5700	3600 4800	0.0310	15.5	-20.2	dse
1226+539	05.01.1984	3500—6200	900	0.0571	16.5	-20.6	ds2e
1227+568 A	26.12.1984	3700—5700	900	0.0536	17.5	-19.4	sd3e
1227+568 B	26.12.1984	3700—5700	1200	0.0534	18	-18.9	sd1e
1227+539	30.01.1985	3800—6000	1020	0.0312	17.5	-18.2	s3
1228+533	18.02.1982 20.02.1982	5500—7700 4200—6600	900 600	0.1450	18.5	-20.6	s3
1230+560	05.01.1984	3900—6200	1500	0.0331	17	-18.9	ds2e
1231+566	05.01.1984	3800—6200	780	0.0636	16	-21.3	sd3
1235+570	30.01.1985	3800—6000	720	0.0211	17.5	-17.4	sd3

спектральный диапазон; 4—экопозиция в секундах; 5—красное смещение, определенное по наиболее уверенным эмиссионным и/или абсорбционным линиям, исправленное за движение Солнца, $\Delta z = 0.001 \sin i \cos b^{\text{II}}$; 6—видимая звездная величина в голубых лучах, согласно обзорным спискам [3—4]; 7—абсолютная звездная величина с учетом поглощения в Галактике при $H = 75$ км/с Мпк; 8—обзорный тип по [3—4].

В описаниях приводятся результаты изучения щелевых спектров, морфологические особенности объектов, наблюдаемые эмиссионные и абсорбционные линии, глазомерные оценки отношений интенсивностей отдельных линий, спектральный тип галактики.

Описание спектров

- 0747+593 — Галактика с абсорбционным спектром. В поглощении наблюдаются линии серии Бальмера H_α — H_{11} , G-полоса и линии H и K Ca II.
- 0749+602 — Наблюдаются в абсорбции G-полоса и H и K Ca II.
- 0751+577 — В поглощении наблюдается G-полоса, H и K, намечается также [OII] λ 3727 в эмиссии.
- 0948+532 — Наблюдается очень сильная H_α и очень слабые [SII] λ 6717/31, [NII] λ 6583—намечается. В синей области спектра наблюдаются N_1 , N_2 , H_β , [OIII] λ 4363, H_γ , H_δ , H_ϵ + [Ne III] λ 3968, H_α , [Ne III] λ 3869 и [O II] λ 3727. Отношение H_α /[S II] \sim 15. Галактику можно классифицировать как BCDG.

- 1210+537 — Наблюдается сильная эмиссионная линия N_1 , умеренной интенсивности H_α и N_2 , а также слабая $[O II]\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_\beta \sim 3.5$.
- 1212+558 — В сканерном спектре в эмиссии наблюдаются широкие малоcontrastные водородные линии H_γ и H_δ с полной шириной на уровне континуума ~ 90 А. В эмиссии также наблюдаются $[Ne III]\lambda 3869$ и $\lambda 3968$ и $[O II]\lambda 3727$. Намечается $[Ne V]\lambda 3346$. Объект является сейфертовской галактикой первого типа.
- 1212+563 — Наблюдаются сильные эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ + $[Ne III]\lambda 3968$, H_δ , $[Ne III]\lambda 3869$ и $[O II]\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_\beta \sim 4$.
- 1213+547 — В спектре наблюдаются N_1 , N_2 , H_β , $[O II]\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_\beta \sim 2$.
- 1213+549 А — В сканерном спектре наблюдаются в эмиссии широкие линии серии Бальмера H_γ , H_δ , H_ϵ , H_ζ . Ширина линии H_γ на уровне континуума ~ 80 А. Линия, возможно, многокомпонентная. Также наблюдаются эмиссионные линии $[Ne III]\lambda 3869$, $[O II]\lambda 3727$ и намечается $[Ne V]\lambda 3425$. Сейфертовская галактика первого типа.
- 1213+549 В — Наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_β , $[O II]\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_\beta \sim 2$.
- 1214+554 — По спектру, полученному с ЭОП [6], объект ранее был отнесен нами к континуальным. В сканерном спектре в эмиссии наблюдается только $[O II]\lambda 3727$. В поглощении наблюдаются линии серии Бальмера $H_\gamma - H_\delta$, H , K и G -полоса с тем же красным смещением. Желательны дальнейшие наблюдения в красной области спектра для выяснения природы объекта.
- 1216+550 А — Наблюдаются малоcontrastные эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_β , $[O II]\lambda 3727$. В поглощении наблюдаются линии H и K Ca II.
- 1217+551 — Наблюдается сильная протяженная H_α и очень слабая $[N II]\lambda 6583$. Отношение $H_\alpha/[N II] \sim 10$.
- 1217+553 — Наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_β и $[O II]\lambda 3727$. В эмиссии намечается H_γ . $N_1 \sim H_\beta$.
- 1217+560 — В эмиссии наблюдаются N_1 , N_2 и намечается H_β .
- 1217+559 — Наблюдается сильная эмиссионная линия H_α и красный дублет ионизированного азота $[N II]\lambda 6548/6584$. Наме-

- чаются линии серы [S II] $\lambda\lambda 6717/31$. Отношение N_2 [N II] ~ 5 .
- 1218+534 — Наблюдается сильная H_2 в эмиссии.
- 1219+539 — В спектре наблюдается сильная контрастная H_2 и очень слабая [N II] $\lambda 6583$, а также N_1 . В голубой области спектра—очень сильные эмиссионные линии H_3 и N_1 и умеренные N_2 и [O II] $\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_3 \sim 1$.
- 1220+554 — В синей части ЭОП-ного спектра наблюдается сильная эмиссионная линия N_1 , умеренной интенсивности N_2 и [O II] $\lambda 3727$, а также слабая H_3 . Линии широкие, асимметричные. Отношение $N_1/H_3 \sim 5$. Возможная галактика сейфертовского типа.
- 1221+559 — Наблюдаются абсорбционные линии дублет «D» Na I, триплет Mg Ib, H_3 , депрессия около $\lambda -4383 - 4385$, H_7 , H и K.
- 1221+545 B — В красной части спектра, полученного с ЭОП, наблюдается чрезвычайно сильная эмиссионная линия H_2 . В сканерном спектре наблюдаются эмиссионные линии H_2 , N_1 , N_2 , H_3 , [O II] $\lambda 3727$.
- 1223+536 — Наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_3 и [O II] $\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_3 \sim 2.5$. Объект на щели спектрографа выглядит звездным.
- 1224+560 — Наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_3 , а также [O II] $\lambda 3727$. В поглощении—линии серии Бальмера— H_7 — H_{11} , а также H и K Ca II.
- 1225+537 — Наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_3 и [O II] $\lambda 3727$. Линии протяженные, наклонные и изогнутые. Отношение $H_3/N_1 > 1$.
- 1226+539 — Наблюдаются слабые протяженные эмиссионные линии N_1 , H_3 и [O II] $\lambda 3727$.
- 1227 + 568 A — В эмиссии наблюдаются N_1 , N_2 , H_3 , [O II] $\lambda 3727$. Намечается H_7 в эмиссии. Отношение $N_1/H_3 \sim 1.5$.
- 1227+568 B — По степени ионизации похож на предыдущий объект. Наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 , H_3 и [O II] $\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_3 \sim 1.5$. Составляет физическую пару с SBS 1227+568 A.
- 1227+539 — В спектре наблюдаются в эмиссии N_1 , H_3 и [O II] $\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_3 \sim 1$.
- 1228+533 — В красной части спектра наблюдается сильная эмиссионная H_2 . В желтой области спектра наблюдается умеренной интенсивности протяженная N_1 и слабая [O II] $\lambda 3727$.

- 1230+560 — В синей области спектра наблюдается ряд протяженных эмиссионных линий умеренной интенсивности N_1 , N_2 , H_β , $[O II]\lambda 3727$. Отношение $N_1/H_\beta \sim 1$.
- 1231+566 — В синей части спектра присутствуют слабые диффузные N_1 и $[O II]\lambda 3727$, а также очень слабая H_β . Отношение $N_1/H_\beta \sim 2$.
- 1235+570 — В эмиссии наблюдаются N_1 , N_2 , H_β . Отношение $N_1/H_\beta \sim 3$.

Объекты SBS 0747+593, SBS 0749+602, SBS 0751+577 имеют красные смещения порядка 0.1 и скорее всего являются задней стенкой обнаруженного нами «void» в SBS-площадке $\alpha = 08^h 10^m$, $\delta = +59^\circ 00'$ [8]. Отметим, значительную глубину пустоты, достигающей, по-видимому, 250—300 Мпк, подтверждение которой крайне важно для космологических моделей.

Семь объектов, SBS 1212+558, SBS 1213+549 A, SBS 1214+554, SBS 1217+560, SBS 1219+539, SBS 1220+554 и SBS 1228+533, оказались далекими галактиками с красными смещениями, заключенными между $0.1 < z < 0.18$, четыре из которых—SBS 1213+549 A, SBS 1214+554, SBS 1217+560 и SBS 1219+539—на картах Паломарского обозрения не отличаются от звезд и были отнесены к голубым звездным объектам—BSO.

Три объекта—SBS 1212+558, SBS 1213+549 A и SBS 1214+554—на основании изучения щелевых спектров, полученных ранее с ЭОП, были предварительно отнесены нами к континуальным [6]. Однако дальнейшее изучение показало, что они являются далекими галактиками с z более 0.1, две из которых—SBS 1212+558 и SBS 1213+549 A—являются сейфертовскими галактиками первого типа, а третья—SBS 1214+554—возможная галактика сейфертовского типа, для выяснения природы которой требуются дальнейшие наблюдения в красной области.

Три галактики—SBS 1221+559, SBS 0747+593, SBS 0749+602—не имеют эмиссионных линий в своем спектре и являются абсорбционными.

Обнаружена физическая пара галактик, SBS 1227+568 A и SBS 1227+568 B, для которых отношение D/L , вычисленное согласно [7], равно 76.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY. SPECTRA
OF GALAXIES. IVJ. A. STEPANIAN, V. A. LIPOVETSKY, L. K. ERASTOVA,
A. I. SHAPOVALOVA

The results of spectroscopic observations of 32 galaxies from the Second Byurakan Survey are presented. The observations have been carried out with 6m telescope of SAO AS USSR and 2.6m telescope of BAO AS of Armenia. The emission lines are found in the spectra of the most of the investigated galaxies. The redshifts and luminosities of all galaxies have been determined. It is shown that SBS 1212 + 558 and SBS 1213 + 549 A are the Sy1 galaxies and SBS 1220 + 544 is probably Sy galaxy too. The galaxy SBS 0948 + 532 was classified as a BCDG.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 213; 21, 35, 1984.
2. В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 29, 548, 1988.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983, 20, 21, 513, 1984.
4. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 23, 439, 1984.
5. С. В. Драбек, И. М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 22, 64, 1986.
6. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 26, 15, 1987.
7. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 16, 217, 1980.
8. Дж. А. Степанян, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 575, 1985.

УДК: 524.63—325

ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МЕСТНОЙ ГРУППЫ ГАЛАКТИК

С. НИНКОВИЧ, А. ЧЕРНИН, М. ШАКЕНОВ

Поступила 8 января 1991

Принята к печати 25 января 1991

Построена система динамических моделей Местной группы галактик; на ее основе дана оценка содержания скрытых масс в системе и проанализировано их возможное пространственное распределение. Сравнение с наблюдательными данными свидетельствует в пользу того, что темная материя превосходит по массе в 4—13 раз звездную массу галактик группы; приводятся также аргументы в пользу того, что скрытые массы скорее собраны в основном в индивидуальные короны двух главных галактик — Андромеды и Млечного Пути, чем распределены в виде общей короны всей Местной группы как целого.

1. *Введение.* Наша Галактика вместе с гигантской спиральной галактикой в Андромеде и еще примерно тремя десятками гораздо менее крупных галактик образуют, как известно, Местную группу, все члены которой имеют, по-видимому, общее происхождение. Можно полагать также, что помимо генетической связи между членами группы имеется еще и динамическое единство, т.е. галактики составляют в совокупности относительно изолированную, гравитационно связанную систему. Динамическими характеристиками системы служат массы отдельных галактик, их относительные скорости и относительные расстояния, причем наиболее существенны, очевидно, соответствующие величины для двух доминирующих галактик Местной группы. Важнейшим динамическим фактором является масса Местной группы, которая может, вероятно, заметно превосходить суммарную массу видимого звездного вещества системы [1—3].

Звездные массы галактик системы, их скорости и расстояния могут быть (хотя бы в принципе) непосредственно измерены в наблюдениях; о скрытой же массе приходится судить лишь по косвенным свидетельствам, вытекающим из особенностей динамики Местной группы. В пользу ее присутствия говорит прежде всего довольно значительная лучевая скорость Андромеды, $V_0 = -120$ км/с, при немалом расстоянии до нее, $R_0 \approx$

700 кпк (см., например, [4]). Если эти две величины скомбинировать с гравитационной постоянной G в соотношение «вириального» типа, то соответствующая масса $M = V_0 R_0 / G$, составит $6.5 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, что приблизительно на порядок превышает суммарную звездную массу обеих крупнейших галактик, а с ними и всей Местной группы.

Рассматривая Местную группу в первом приближении как пару Галактика-Андромеда, следует заметить, что эта двойная система весьма сильно отличается от типичных двойных галактик, изученных особенно детально Караченцевым [5]. Пары Караченцева, среди которых тоже имеется немало двойных с компонентами-гигантами, чаще всего являются гораздо более тесными, чем пара Галактика-Андромеда: среднее расстояние между членами пар в каталоге [5] составляет 44 кпк. В выборке Миневой [6] среднее расстояние еще меньше—26 кпк. Обычно используемые критерии выявления физических пар галактик предполагают, что максимальное взаимное расстояние галактик не превышает 70—100 кпк; в противном случае такую широкую пару относят, как правило, к членам группировок большей кратности. Типичные пары галактик с относительно малым средним расстоянием практически не обнаруживают сколько-нибудь существенных скрытых масс [5—7]; по крайней мере, оценки по формуле вириального типа, использованной выше, не дают заметного превышения «динамической» массы пары от массы, определяемой по стандартному соотношению масса—светимость.

Широкая пара Галактика—Андромеда, в противоположность типичным двойным галактикам, вряд ли может быть интерпретирована динамически без привлечения предположения о скрытых массах. На это указывает не только приведенная «вириальная» оценка, но и более подробный анализ внутренней динамики системы [2, 3, 8, 9]. Следует вместе с тем отметить, что скрытая масса в объеме Местной группы не обнаруживает прямого и однозначного проявления во внешнем динамическом влиянии на хаббловский поток в зоне с радиусом 10 Мпк [10].

Изучая внутреннюю динамику Местной группы, мы построили серию моделей, имитирующих современное фазовое состояние пары Галактика—Андромеда с учетом как величин скорости и расстояния, так и вероятного значения возраста системы [3, 4]. Учет этой третьей величины (в дополнение к двум, используемым в вириальной оценке) дает дополнительные доводы в пользу существования в системе значительных скрытых масс.

Весьма важным является вопрос о том, как значительные скрытые массы, если они действительно имеются, распределены в пространстве Местной группы. Априори можно допустить две крайние возможности:

1) скрытые массы сосредоточены вокруг двух крупнейших галактик системы, образуя их индивидуальные короны; 2) скрытые массы «обобщест-

влены» и распределены по всему объему Местной группы в виде общей короны. Следует иметь в виду и промежуточную возможность; 3) скрытые массы частью сосредоточены вокруг основных галактик, а частью распределены в объеме системы. Первая из этих возможностей означала бы, что Местная группа представляет собой двойную гипергалактику, если применить здесь представление, введенное Эйнасто и др. [11]. Вторая крайняя возможность соответствовала бы гипергалактике с двойным ядром, образуемым парой Галактика—Андромеда. В пользу каждой из этих возможностей высказывались различные соображения, но по существу вопрос о распределении скрытых масс в Местной группе все же оставался, как отмечено в [3], открытым. В наших моделях Местной группы учитываются как возможные способы распределения скрытых масс, так и допустимые варианты начальных условий. Выясняется, что для двух указанных выше крайних случаев распределения скрытых масс и при различных начальных условиях модели демонстрируют существенно различающиеся схемы динамической эволюции Местной группы. Более реалистической оказывается, судя по всему, картина индивидуальных корон, образуемых скрытой массой вокруг Галактики и Андромеды.

2. *Параметры моделей.* При построении моделей приняты следующие наблюдательные данные: звездная масса Галактик равна $1.5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$; Андромеда имеет массу $2.3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, превышающую массу Галактики в 1.5 раза. Взаимное расстояние их центров $R_0 = 690 \pm 50$ кпк; лучевая скорость Андромеды относительно центра Галактики $V_0 = -120 \pm 20$ км/с [4]; ее трансверсальная скорость $V_{0\perp} = 60 \pm 30$ км/с [2]. Возраст Местной группы составляет от 10 до 16 млрд. лет [3, 4].

Основным параметром моделей является полная скрытая масса M , измеренная в единицах суммарной звездной массы основных галактик группы, $M_s = 3.8 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Отношение M/M_s принимает в моделях значения 0, 3, 5, 10, 20. Вторым параметром моделей служит доля α скрытой массы, заключенной в общей короне группы. Распределение плотности скрытых масс в общей короне принималось сферически симметричным и изотермическим, $\rho(R) \sim \rho_0 (r_c/R)^2$, в интервале радиальных расстояний 0.02—1 Мпк, где верхняя граница распределения скрытых масс соответствует принятому максимальному радиусу Местной группы, а нижняя граница, r_c , соответствует радиусу гало основных галактик. Это допущение основано на известных данных о коронах индивидуальных галактик и коронах больших скоплений: в обоих случаях изотермический или весьма близкий к нему закон распределения установлен довольно надежно (см., например, [8]). Интерполируя, можно положить, что он осуществляется и в группах галактик, которые отвечают промежуточному масштабу между отдельными

галактиками и богатыми скоплениями. Третьим параметром моделей является начальное расстояние между двумя галактиками R_1 , т. е. расстояние в эпоху формирования, когда относительная радиальная скорость была равна нулю. Измеренное в единицах современного расстояния, R_1/R_0 , начальное расстояние принимало значения 1.5; 2.0; 2.5. Так как не исключена отличная от нуля трансверсальная скорость, вводился и четвертый безразмерный параметр—начальное значение вириального коэффициента K , т. е. отношения кинетической энергии к модулю потенциальной при $t=0$. Для вириального коэффициента задавались начальные значения 0.03; 0.07; 0.1; 0.2; 0.3. Допускалось, что в начальный момент времени центр распределения скрытых масс совпадает с центром масс двойной системы. Построено 180 моделей, отвечающих различным комбинациям этих четырех параметров.

В случаях, когда скрытая масса сосредоточена в индивидуальных коронах галактик, динамика системы сводится к простой задаче двух тел, если каждую из галактик (точнее, гипергалактик) рассматривать как единое целое и в первом приближении пренебрегать ее несферичностью и возможностью возбуждения внутренних степеней свободы (см. [1—3]). Во всех других случаях, когда вся скрытая масса или ее часть образует общую корону, динамика системы моделировалась на ЭВМ методом Рунге—Кутты четвертого порядка с автоматическим выбором шага интегрирования по программе, разработанной в АО ЛГУ [12]. При этом пренебрегалось обратным влиянием галактик (рассматриваемых как сферические массы) на общее распределение скрытых масс в объеме системы; не учитывалось также и приливное трение в системе.

Основное требование к моделям—обеспечить совпадение с современными значениями расстояния и радиальной скорости пары Галактика—Андромеда в пределах точности наблюдательных данных при возрасте из интервала его допустимых значений. В дополнение к этому требовалось, чтобы трансверсальная составляющая скорости также лежала в интервале, определенном в [2]. Этому критерию отвечают, как оказывается, лишь те модели, в которых полная скрытая масса превышает звездную массу галактик не менее чем в 5 раз. При этом, однако, способ распределения скрытых масс в пространстве системы остается еще полностью произвольным: доля скрытой массы в общей короне может составлять от 0 до 100 %.

Модели показывают, что от доли массы в общей короне существенно зависит динамическая история системы. Особенно важно то обстоятельство, что при наличии массивной общей короны нынешнее сближение двух основных галактик является не первым, а вторым за время жизни системы. Если на долю общей короны приходится не менее 50 % полной скрытой массы, то первое сближение, при котором минимальное расстояние между

центрами галактик составляло 60—200 кпк, должно было иметь место примерно 6—8 млрд. лет назад. Это обстоятельство может послужить новым аргументом при выборе между допустимыми априори моделями распределения скрытой массы (см. ниже).

3. *Модели общей короны.* Любая модель без скрытой массы обнаруживает, что при сближении с различных начальных расстояний (без начальной радиальной скорости) до современного расстояния Галактика и Андромеда приобретают за время их жизни взаимную скорость, которая уступает наблюдаемой радиальной скорости Андромеды в 4 раза и более. Принимая на этом основании, а также и с учетом сказанного выше, предположение о наличии скрытых масс, рассмотрим сначала набор моделей, в которых эти массы полностью или частично распределены во всем объеме Местной группы и образуют ее общую корону. Модели воспроизводят эволюцию системы от начального состояния (нулевая начальная радиальная скорость, $1.5 \leq R_i/R_0 \leq 2.5$; $0.03 \leq K \leq 0.3$) до состояния, которое возникает через 10—16 млрд. лет.

Прежде всего нужно отметить, что наблюдаемая картина воспроизводится лишь тогда, когда скрытая масса, заключенная в короне, превышает некоторую нижнюю границу:

$$M/M_s > 5. \quad (1)$$

При меньших значениях массы галактики все еще не успевают за нужное время разогнаться до нужных скоростей. Например, при $M/M_s = 3$; $\alpha = 1$; $R_i/R_0 = 1.5$; $K \leq 0.2$, галактики способны сблизиться до нужного расстояния за приемлемое время, но их относительная скорость в 1.8 раза меньше наблюдаемой. При той же массе, но с большим вириальным коэффициентом и/или большим начальным расстоянием невозможно даже и сближение до нужного расстояния за время жизни системы.

Наличие общей короны с массой, удовлетворяющей условию (1), вызывает довольно быстрое сближение двух галактик. Так, уже на нижнем пределе условия (1) при $\alpha = 1$ возможно сближение до расстояния R_0 через 5—8 млрд. лет от начала движения в моделях, где $1.5 < R_i/R_0 \leq 2$, $0.03 < K < 0.2$. Вслед за первым сближением в тех же моделях оказывается возможным второе сближение до расстояния R_0 ; оно приходится на интервал времени 17—22 млрд. лет, что несколько превосходит указанное выше значение возраста Местной группы. Последнее означает, что, строго говоря, такие модели не удовлетворяют условиям воспроизведения современной фазовой картины.

В моделях с $M/M_s = 5$ при $\alpha > 1/2$ все принятые нами условия могут выполняться для второго сближения галактик. В табл. 1 приве-

дены характеристики двух моделей, в которых полная скрытая масса, равная удесятеренной звездной массе, делится поровну между общей короной системы с радиусом 1 Мпк и индивидуальными коронами двух основных галактик Местной группы (в пропорции 1:1.5 для Галактики и Андромеды); модели различаются только начальным значением вириального коэффициента: $K=0.03$ и $K=0.07$. В обеих моделях современному состоянию системы предшествовало весьма тесное сближение двух галактик. При $K=0.03$ минимальное расстояние между центрами галактик составляло 60 кпк и достигалось при возрасте системы $t=6.4$ млрд. лет. При $K=0.07$ минимальное расстояние было заметно больше, 190 кпк, и достигалось при $t=7.3$ млрд. лет. В первом случае относительная скорость движения галактик при их самом тесном сближении составляла 430 км/с, а во втором—360 км/с.

Таблица 1

№	M/M_s	R_1/R_0	K	α	R/R_0	t (10^9 лет)	$ V_R/V_0 $	V_t/V_0
1	10	1.5	0.03	1/2	1.02 ± 0.11	12.94 ± 0.56	1.02 ± 0.36	0.46 ± 0.39
2	10	1.5	0.07	1/2	1.01 ± 0.12	16.03 ± 0.84	0.91 ± 0.29	0.26 ± 0.16
3	20	1.5	0.07	1/2	1.05 ± 0.17	11.53 ± 0.74	0.95 ± 0.16	0.45 ± 0.17

Условия сравнения с наблюдаемой картиной выполняются также и для модели с $\alpha \cdot M/M_s = 10$ при $\alpha = 1/2$ (см. табл. 1). В этом случае минимальное расстояние между центрами галактик составляло 200 кпк и достигалось при $t=5.3$ млрд. лет; соответствующая относительная скорость равнялась 600 км/с.

Таблица 2

№	M/M_s	R_1/R_0	K	α	R/R_0	t (10^9 лет)	$ V_R/V_0 $	V_t/V_0
1	5	2.0	0.03	0	1.00 ± 0.12	15.08 ± 0.68	0.94 ± 0.10	0.35 ± 0.04
2	5	2.0	0.07	0	1.04 ± 0.12	15.53 ± 0.68	0.85 ± 0.10	0.51 ± 0.06
3	5	2.0	0.1	0	1.01 ± 0.16	16.37 ± 1.07	0.83 ± 0.12	0.64 ± 0.10
4	10	2.0	0.03	0	1.00 ± 0.10	11.14 ± 0.45	1.27 ± 0.12	0.47 ± 0.05
5	10	2.0	0.07	0	1.00 ± 0.10	11.70 ± 0.45	1.19 ± 0.10	0.71 ± 0.08
6	10	2.0	0.1	0	1.00 ± 0.09	12.21 ± 0.51	1.12 ± 0.10	0.85 ± 0.09

На рис. 1 показаны в качестве примера траектории Галактики и Андромеды в модели с параметрами модели 2 из табл. 1. Рис. 2 дает кривые изменения со временем расстояния между этими галактиками в трех описанных выше моделях.

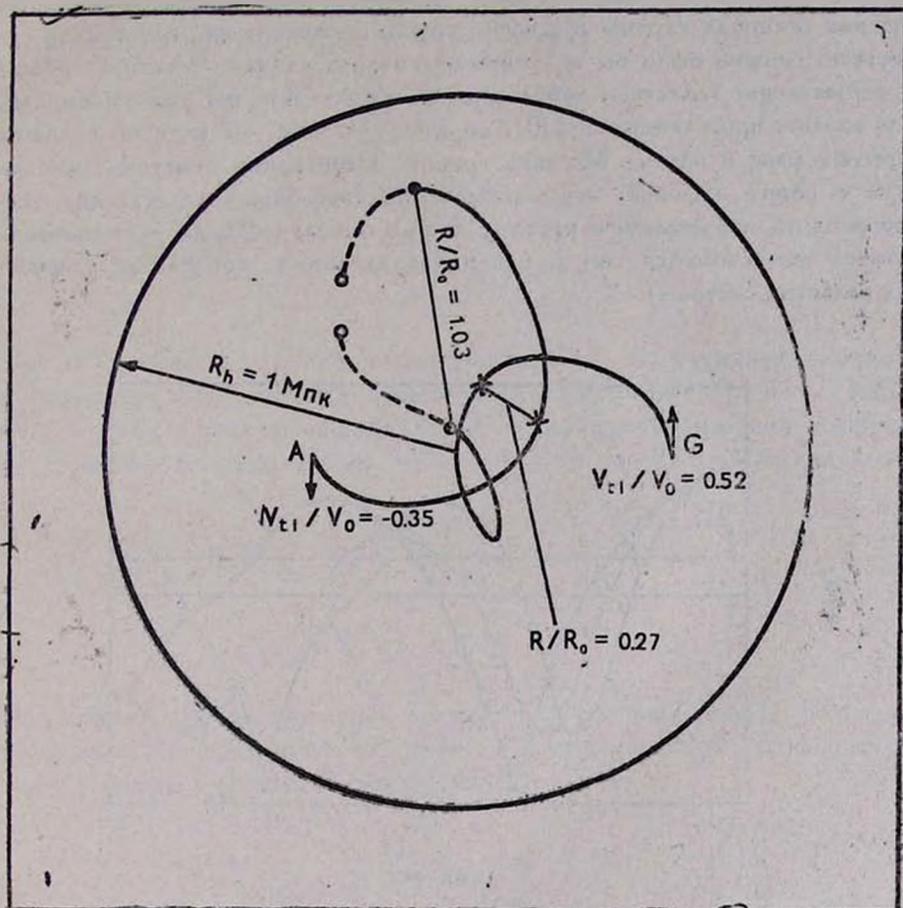


Рис. 1. Траектории Галактики (G) и Андромеды (A) в модели с параметрами: $R_1 = 1.5R_0$, $\alpha = 1/2$, $K = 0.07$, $M = 10M_{\odot}$. Указаны положения тел в моменты времени: \times —7.3 млрд. лет, \cdot —15.7 млрд. лет, \circ —20 млрд. лет.

Как показывает анализ всего набора моделей с общей короной радиусом в 1 Мпк, масса короны не должна превышать предел в 10 звездных масс системы. Интервал допустимых масс, $(5-10) \cdot M_{\odot}$, в действительности может быть несколько сдвинут в сторону меньших масс, если учесть, что реальные движения двух основных галактик Местной группы не выходят

за границы объема, радиус которого меньше, чем 1 Мпк. Например, в моделях 1—3 в течение 16 млрд. лет ни одна из галактик не удаляется от центра короны далее 750 кпк. Соответственно этому нужно считать, что в области, доступной движению галактик, масса общей короны лежит в пределах от 3.75 до 7.5 звездных масс. Данные о полной массе и реальных внешних границах короны Местной группы, если она на самом деле существует, можно было бы получить из анализа влияния Местной группы на окружающие галактики хаббловского потока. Как мы уже упоминали, этот анализ, проделанный в [10], не дает указаний на наличие больших скрытых масс в объеме Местной группы. Необходимо отметить, что модели с общей короной, как оказывается, способны количественно воспроизводить наблюдаемую картину лишь в том случае, если заметная доля скрытой массы имеется также и в индивидуальных коронах двух основных галактик системы.

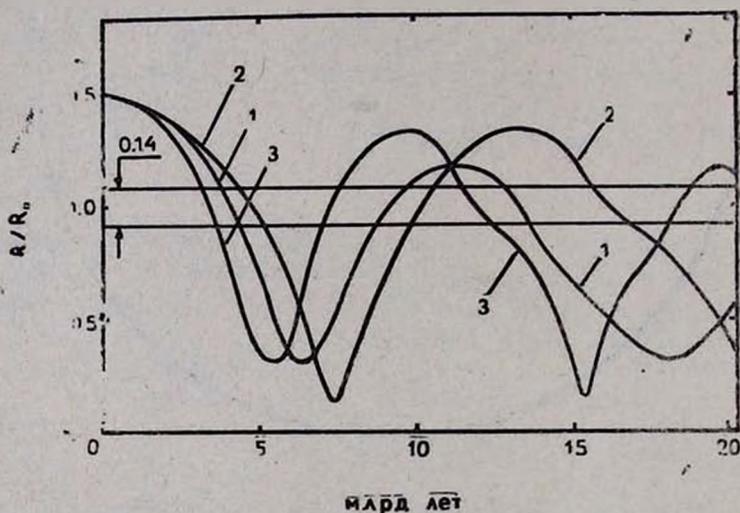


Рис. 2. Зависимость от времени расстояния между Галактикой и Андромедой в моделях, представленных в табл. 1.

4. *Модели индивидуальных корон.* Рассматривая систему Галактика—Андромеда как широкую двойную галактику и пренебрегая их размерами (считая их точечными), в первом приближении можно определить параметры орбит и оценить наибольшее и наименьшее значения полной скрытой массы в системе, опираясь на известные из наблюдений величины (см. выше). Предполагая, что относительная траектория является эл-

липтической, найдем с помощью формул небесной механики [13]: 1) параметрическое уравнение траектории

$$\frac{p}{R} = 1 + e \cdot \cos \varphi, \quad (2)$$

2) выражения скорости и ее составляющих

$$v^2 = \mu \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{a} \right),$$

$$v_R = \frac{c e}{p} \sin \varphi, \quad (3)$$

$$v_t = R \dot{\varphi} = \frac{c}{p} (1 + e \cdot \cos \varphi),$$

где p — параметр эллипса, e — эксцентриситет, φ — истинная аномалия, c — интеграл площадей (удельный орбитальный момент), $\mu = G (M_A + M_C)$. Так как начальный вириальный коэффициент K связан с эксцентриситетом орбиты выражением $e = 1 - 2K$, то из (2) и (3) находим, что

$$v_R = \frac{2\mu}{R_t} \left(\frac{R_t}{R} - 1 \right) \left(1 - K - K \frac{R_t}{R} \right), \quad (4)$$

$$v_t = \sqrt{2\mu R_t K / R}.$$

При фиксированных значениях взаимного расстояния $R = R_0$, начального расстояния R_t и начального вириального коэффициента K радиальная скорость линейно зависит от трансверсальной:

$$v_R = v_t \frac{R_0}{R_t \sqrt{K}} \left[\left(\frac{R_t}{R} - 1 \right) \left(1 - K - K \frac{R_t}{R_0} \right) \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Это значит, что при фиксированных значениях параметров K и R_t отношение радиальной скорости к трансверсальной не зависит от полной массы системы, если взаимное расстояние тел в момент времени t будет одинаковым для всех значений полной массы системы. Однако от полной массы зависит промежуток времени для прохождения тел расстояния от их начального взаимного расстояния R_t до расстояния R_0 в современную эпоху; чем больше величина полной массы системы, тем меньше потребуется времени для преодоления этого расстояния. Зависимость времени от массы можно определить из первого уравнения (4):

$$t = \frac{T}{2} + \sqrt{\frac{a^3}{\mu}} \cdot e \sqrt{1 - \left(\frac{R_0 - a}{ae}\right)^2} - \sqrt{\frac{a^3}{\mu}} \arccos \left(\frac{R_0 - a}{ae}\right), \quad (6)$$

где $a = R_i / (1 + e)$ большая полуось орбиты, $T = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{\mu}}$ — период движения. Как видно из (6), возраст системы Галактика—Андромеда пропорционален величине $M^{-1/2}$ при постоянных значениях параметров R_i , R ($R = R_0$) и e (или K).

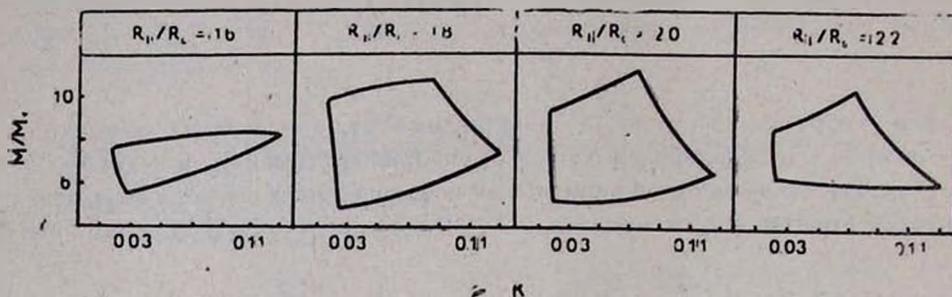


Рис. 3. Зависимость полной массы системы от начального вириального коэффициента.

На рис. 3 показана зависимость полной массы системы M , в единицах звездной массы M_{\odot} , от начального вириального коэффициента K при различных значениях параметра R_i . Каждая из областей включает в себя значения массы, удовлетворяющие всем основным наблюдательным данным: современному расстоянию, радиальной и трансверсальной скорости в пределах точности наблюдений при возрасте системы из интервала допустимых его значений. Масса Местной группы оценивается величиной, лежащей в интервале от $1.5 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ до $5.1 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, которая превышает звездную массу системы примерно в 4—13 раз. При этом основные требования к моделям ограничивают начальное взаимное расстояние R_i ($1.6 \leq R_i/R_0 \leq 2.4$) и значение вириального коэффициента K ($0.01 < K \leq 0.13$). Так как эксцентриситет орбиты e однозначно определяется вириальным коэффициентом K по формуле $e = 1 - 2K$, то и величина e лежит в интервале $0.74 \leq e < 0.98$. Система может иметь минимальную массу, двигаясь из начального расстояния 1.24 Мпк по орбите с эксцентриситетом 0.9, при этом на расстоянии 620 кпк, соответствующем наблюдаемому, ве-

личина радиальной скорости равна 144 км/с, а трансверсальная скорость 86 км/с. Наибольшее значение массы соответствует начальному расстоянию 1.38 Мпк при $e=0.82$. Наблюдаемые значения радиальной и трансверсальной скоростей на расстоянии 760 кпк составляют, соответственно, 96 и 35 км/с.

Рассмотренные модели несколько отличаются от моделей, изученных в работах [8, 9], и других ранних работ Эйнасто и др. Основное различие состоит в том, что авторы предыдущих работ принимали за начало развития системы момент времени, когда основные галактики Местной группы находились в перицентре, тогда как в данной работе в начальный момент времени Галактика и Андромеда находятся в апоцентре их орбит. Этим различием объясняется и различие в определении параметров моделей, в частности, полной массы системы. Оценки полной массы Местной группы несколько ниже в наших моделях по сравнению с результатами работ Линден-Белла и Эйнасто и др.: вместо интервала масс $(3-8) \cdot 10^{12} M_{\odot}$ [2, 3, 8] имеем интервал $(1.5-5.1) \cdot 10^{12} M_{\odot}$.

5. **Заключение.** Сформулируем основные выводы работы.

1. Скрытые массы, превышающие суммарную звездную массу в 4 и более раз, должны, по-видимому, считаться обязательным компонентом Местной группы галактик. Они служат динамической доминантой системы и определяют, в частности, характер относительного движения двух ее главных галактик. Динамическое поведение системы невозможно объяснить без учета скрытых масс.

2. Основные требования к моделям удовлетворяются при значениях начального расстояния $R_1 \leq 2R_0$ и вириального коэффициента $K \leq 0.1$, если скрытые массы сосредоточены в коронах двух основных галактик Местной группы, и при $R_1 \leq 1.5R_0$ и $K \leq 0.07$, если скрытые массы распределяются поровну между общей и индивидуальными коронами.

3. Наличие заметной скрытой массы, распределенной по изотермическому закону в общей короне, делает динамическую эволюцию системы более интенсивной; чем больше количество скрытых масс в системе, тем быстрее происходит ее развитие.

4. Предыстория местной группы, как оказалось существенно зависит от способа распределения скрытых масс. Если скрытые массы сосредоточены, в основном, в индивидуальных коронах этих галактик, то тогда Местная группа представляет собой двойную гипергалактику. В этом случае монотонное сближение обеих гипергалактик происходит, начиная с их исходного состояния, на протяжении всего времени существования Местной группы, т. е. нынешнее сближение двух гипергалактик является пер-

вым за время существования системы. Если же заметная доля скрытой массы (50 % и более) образует общую корону группы, рассматриваемой в этом случае как гипергалактика с двойным ядром, тогда нынешнее сближение двух основных галактик является вторым за время жизни системы. Андромеда и Галактика должны были сначала сближаться в течение первых 6—8 млрд. лет до расстояния 60—200 кпк, затем удаляться друг от друга, а потом снова сближаться до современного их относительного расстояния. В этом втором варианте динамики следует, по-видимому, ожидать, что сближение галактик могло бы породить определенные эффекты, следы которых были бы заметны и в нынешнем состоянии Местной группы. Например, довольно тесное взаимное прохождение галактик в их динамическом прошлом способно создать значительные возмущения как в их внутренней структуре, так и в семействах их галактик-спутников, которые оказались бы, вероятно, разбросанными по большему, чем в действительности, объему. Между тем, каждая из галактик обладает регулярной внутренней структурой, а семейства галактик-спутников являются весьма компактными и к тому же имеют возраст, близкий к возрасту Галактики и Андромеды. Черты регулярности в строении Местной группы специально отмечаются в работе Эйнасто и др. [8]. Эти обстоятельства в совокупности с изложенными выше результатами численного моделирования динамики Местной группы следует, по-видимому, рассматривать как аргумент в пользу индивидуальных корон вокруг основных галактик системы, в которых и сосредоточена главным образом ее скрытая масса.

Мы благодарны Ю. Н. Ефремову, И. Д. Караченцеву и Я. Э. Эйнасто за обсуждения.

Белградского университета, Астрономическая обсерватория
Югославия

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга,

Талды-Курганский педагогический институт
им. И. Жансугурова

DYNAMICAL MODELS OF THE LOCAL GROUP
OF GALAXIES

S. NINKOVIĆ, A. CHERNIN, M. SHAKENOV

A set of dynamical models for the Local Group is developed to analyze the amount and possible spatial distribution of dark matter in the system. Comparison with observation data shows that the mass of dark matter is as much as 4 to 13 times of the total stellar masses of the galaxies in the Group; it gives also arguments in favour to individual dark matter coronae of the two major galaxies in the Group — Andromeda and Milky Way—rather than to common dark matter corona of the system as a whole.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. D. Kahn, L. Woltjer, *Astrophys. J.*, 130, 705, 1959.
2. J. Einasto, D. Lynden-Bell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 67, 1982.
3. D. Lynden-Bell, in „Kinematics, Dynamics, and Structure of the Milky Way”, ed. W. L. H. Shuter, 1983, p. 349.
4. А. С. Шаров, Туманность Андромеды, Наука, М., 1982.
5. И. Д. Караченцев, Двойные галактики, Наука, М., 1987.
6. В. А. Минева, *Астрофизика*, 26, 335, 1987.
7. G. G. Byrd, M. J. Valtonen, *Astrophys. J.*, 303, 523, 1986.
8. J. Einasto, M. Joeser, E. Saar, in „Dark Matter in the Universe”, eds. J. Kormendy, G. B. Knapp, 1987, p. 243.
9. S. Ninković, *Bull. Observ. Astron. Belgrade*, 21, 1988.
10. A. Sandage, *Astrophys. J.*, 307, 1, 1986.
11. J. Einasto, J. Jaaniste, M. Joeser, A. Kaastik, P. Kalamees, E. Saar, E. Tago, P. Traat, J. Vennik, A. D. Chernin, *Tartu Astron. Observ. Teated*, 48, 3, 1974.
12. Т. А. Азелян, Ж. П. Аносова, *Астрон. ж.*, 44, 1261, 1967.
13. Г. Н. Дубошин, *Небесная механика. Основные задачи и методы*, Наука, М., 1968.

УДК: 52—32

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ И НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ЭКВАТОРА АСТРОФИЗИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА В ПРОСТРАНСТВЕ

В. О. ГЛАДЫШЕВ

Поступила 22 мая 1990

Принята к печати 15 января 1991

Обсуждаются зависимости, связывающие экваториальную скорость V_e и угол наклона φ плоскости экватора астрофизического объекта в пространстве с вариациями $\Delta\lambda_{\text{пр1}}$ профиля спектральных линий. Результаты анализа обсуждаются с точки зрения возможности применения методов оптической спектрометрии.

Достижения в области спектрометрических измерений оптического диапазона позволяют поставить вопрос о возможности использования известных методов измерения скорости вращения астрофизических объектов по величине уширения спектральных линий с целью определения экваториальной скорости V_e и наклона оси вращения космических источников излучения в пространстве.

Известно, что метод активной радиолокации для определения скорости вращения планет земной группы использовался уже в 60-х годах [1], в 70-х годах были проведены исследования планет в оптическом диапазоне спектра [2]. Однако, в общем случае, задача выделения информации об уширении спектральных линий вследствие вращения астрофизического объекта достаточно сложна, тем более это относится к измерению вариаций формы профилей линий вследствие параллакса.

Несмотря на это, ценность астрофизической информации о реальных экваториальных скоростях и углах наклона звездных объектов в пространстве по сравнению с усредненными величинами $\overline{V_e}$ и $\overline{\sin i}$ приводит к необходимости предварительной оценки требуемой чувствительности и параметров возможного эксперимента по определению V_e и i . Целью данной работы является получение зависимостей, которые связывают искомые величины с наблюдаемыми, а также анализ влияния основных факторов, определяющих точность данного метода. Поставленная задача

имеет и другую цель; ее решение позволяет упростить определение V_e для планет земной группы, в частности, снимается ограничение на необходимость расположения щели спектрографа в плоскости, перпендикулярной оси вращения планеты.

Рассмотрим систему, состоящую из трех спектрометрических приборов, расположенных в плоскости $X'O'Y'$, и удаленного вращающегося астрофизического объекта, размерами которого можно пренебречь. Ось вращения n этого объекта расположена в пространстве произвольным образом так, что экваториальная плоскость α характеризуется углами φ_1 и φ_2 в новой системе координат $X''Y''Z''$, полученной из $X'Y'Z'$ путем сдвига (рис. 1). Плоскость α содержит круг скоростей σ с центром в точке O , радиус которого соответствует V_e —экваториальной скорости аст-

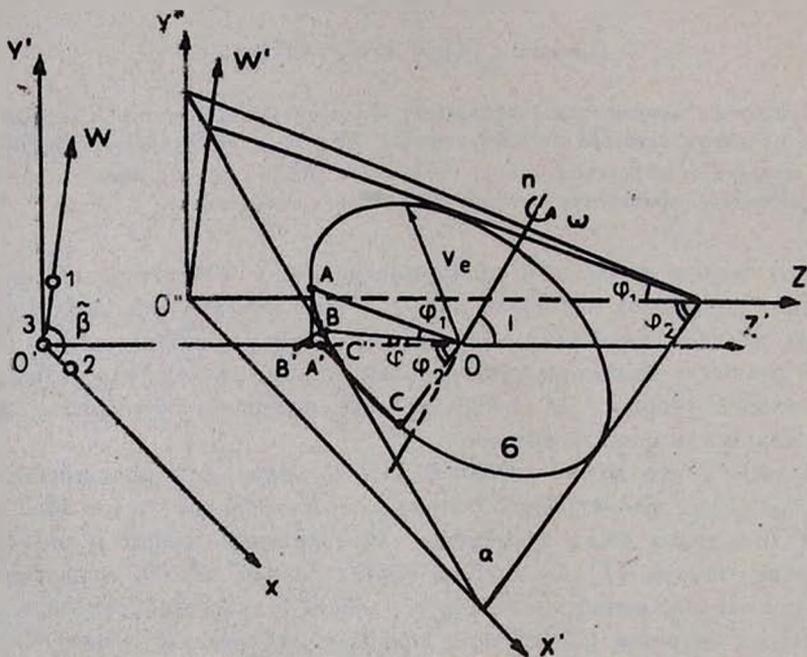


Рис. 1. Спектрометрические приборы, расположенные в плоскости $X'O'Y'$, позволяют определять углы φ_1 и φ_2 , характеризующие наклон удаленного астрофизического объекта в пространстве.

рофизического объекта, совершающего вращательное движение с угловой частотой ω . Отрезки OA' , OC' являются проекциями V_e на $O'Z'$ в плоскостях $WO'Z'$ и $X'O'Z'$ соответственно, OB' —проекция V_e на $O'Z'$ в плоскости, проходящей через $O'Z'$ и ось вращения n . Из рис.

1 после введения обозначений $A'O = \widehat{V}_{R1}$, $C'O = \widehat{V}_R$, $B'O = V_R$, учитывая, что $\widehat{AOA'} = \varphi_1$, $\widehat{COC'} = \varphi_2$ и $\widehat{BOB'} = \varphi = 90^\circ - i$ (в дальнейших рассуждениях используется угол φ , т. к. он более естественно характеризует физический смысл описываемого явления), можно получить следующие соотношения:

$$V_R = V_i \cos \varphi. \quad (1)$$

$$V_R \cos \varphi_i = \widehat{V}_{Ri} \cos \varphi, \quad (2)$$

где $i=1, 2$ соответствует величинам, относящимся к датчикам 1, 3; 2, 3.

Соотношение, связывающее угол φ , введенные ψ_i и β , характеризующий взаимное расположение спектрометрических датчиков, может быть представлено в виде

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \sin \tilde{\beta}}{[\operatorname{tg}^2 \varphi_1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_2 - 2 \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \cos \tilde{\beta}]^{1/2}}. \quad (3)$$

Далее, для малых приращений V_R и φ_i , что реализуется при наблюдении за достаточно удаленными астрофизическими объектами, из (2) получим

$$\cos^2 \varphi_i = \frac{\Delta \varphi_i^2 V_R^2}{\Delta V_{Ri}^2 + \Delta \varphi_i^2 V_R^2}, \quad (4)$$

где $\Delta \varphi_i = a_i/r$, a_i — расстояние между спектрометрическими датчиками 1, 3 и 2, 3 при $i=1, 2$; r — расстояние до астрофизического объекта, ΔV_{Ri} — разности значений лучевой скорости V_R , измеряемой датчиками 1, 3 и 2, 3 для $i=1$ и $i=2$ соответственно. Подставляя данное соотношение в (3) можно выразить φ через V_R , ΔV_{Ri} , $\Delta \varphi_i$ и записать

$$\cos \varphi = \left[1 + \frac{\Delta V_{R1}^2 \Delta V_{R2}^2 \sin^2 \tilde{\beta}}{V_R^2 (\Delta V_{R1}^2 \Delta \varphi_2^2 + \Delta V_{R2}^2 \Delta \varphi_1^2 - 2 \Delta \varphi_1 \Delta \varphi_2 \Delta V_{R1} \Delta V_{R2} \cos \tilde{\beta})} \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Для определения φ необходимо выразить вариации скорости ΔV_{Ri} через вариации длины волны принимаемого излучения $\Delta \lambda_{\text{пр}i}$, однако

релятивистская запись эффекта Доплера также является функцией φ , что приводит к зависимости

$$\Delta V_{Ri} = \frac{\Delta \lambda_{\text{пр}i}}{\lambda_{\text{исп}}} \frac{c}{(1 + V_R/c \cos^2 \varphi)}, \quad (6)$$

где $\Delta \lambda_{\text{пр}i}$ — разности значений уширения спектральной линии для спектрометрических приборов 1, 3 и 2, 3, $\lambda_{\text{исп}}$ — длина волны излучения, испускаемого астрофизическим объектом. Таким образом, искомое соотношение, связывающее угол наклона φ плоскости экватора вращающегося астрофизического объекта к лучу наблюдения $O'Z'$ с измеряемыми спектральными приборами 1, 3 и 2, 3 вариациями профиля $\Delta \lambda_{\text{пр}i}$, наблюдаемой в точке O' лучевой скоростью V_R и известными значениями $\Delta \varphi_i$, может быть записано следующим образом:

$$\cos \varphi = \left[1 + \frac{c^2 \sin^2 \tilde{\beta}}{\lambda_{\text{исп}}^2 \beta^2 (1 + V_R/c \cos^2 \varphi)^2} \right]^{-1/2}, \quad (7)$$

где

$$\beta^2 = V_R^2 \left(\frac{\Delta \varphi_1^2}{\Delta i_{\text{пр}1}^2} - \frac{\Delta \varphi_2^2}{\Delta i_{\text{пр}2}^2} - 2 \frac{\Delta \varphi_1 \Delta \varphi_2 \cos \tilde{\beta}}{\Delta i_{\text{пр}1} \Delta i_{\text{пр}2}} \right).$$

Уравнение (7), имея приближенную релятивистскую запись, является достаточно точным; при скорости вращения на экваторе $V_e = (2-4) \times 10^4$ км/с, соответствующей ширине профиля спектральных линий ряда пульсаров, например, PSR 1937+21 [3], погрешность вычислений не превышает нескольких процентов. В случае определения $\Delta \lambda_{\text{пр}i}$ для сравнительно быстро вращающихся звезд главной последовательности из спектральных классов O5—F2, обладающих $V_e \sin i$ в интервале 150—400 км/с, приближение $1 \pm V_R/c \cos^2 \varphi = 1$ на точность вычислений практически не влияет.

Решение (7) представлено на рис. 2, где поверхности I, II, III получены при $\tilde{\beta} = 90^\circ$, $\Delta \varphi_1 = \Delta \varphi_2$ и $\Delta i_{\text{пр}1} = \Delta i_{\text{пр}2}$ для отношения c/V_R , равного 10^3 , 10^2 и 10 соответственно. Как следует из рис. 2, для одного спектрометрического датчика, расположенного на земной поверхности и производящего измерения последовательно в точках 1, 2, 3 при движении по орбите, требуемая чувствительность может находиться на уровне $\Delta \lambda_{\text{пр}}/\lambda_{\text{исп}} \sim 10^{-7}$ при $V_R = 0.1$ с, 10^{-8} при $V_R = 0.01$ с и 10^{-9} при $V_R = 0.001$ с для объектов, расположенных на расстоянии порядка нескольких парсек.

Наклон плоскости экватора астрофизического объекта в пространстве, характеризующийся углами φ_1 и φ_2 в системе $X''Y''Z''$, можно определить подставляя измеренные $\Delta\lambda_{пр}$, V_R , найденное из (7) значение φ и известные $\Delta\varphi_i$ и $\lambda_{мес}$ в выражение (6) для ΔV_{Ri} , а затем подставляя ΔV_{Ri} в (4). Соответствующее реальное значение V_e находится из (1), как $V_e = V_R / \cos \varphi$.

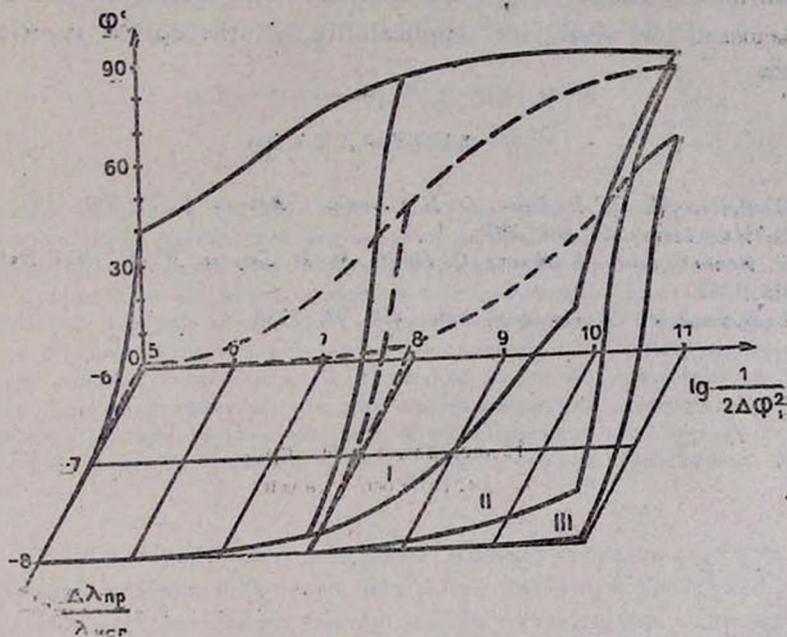


Рис. 2. Численное решение (7) для $V_R \cong 0.001$ с (пов. I), $V_R \cong 0.01$ с (пов. II), $V_R \cong 0.1$ с (пов. III).

Следует отметить, что неточность определения расстояния r до астрофизического объекта приводит к погрешности в определении $\Delta\varphi_i$ и, следовательно, в V_e и φ , однако главным ограничивающим чувствительность параметром является $\Delta\lambda_{пр}$, при этом необходимая чувствительность $\sim 10^{-8} \lambda_{мес}$ может быть достигнута при использовании современных гетеродинных спектрометров с лазерной накачкой.

Более высокую точность можно обеспечить, используя результаты спектроскопии высокого разрешения и методы квантовых невозмущающих измерений [4].

ON THE POSSIBILITY OF DETERMINATION OF THE
EQUATORIAL SPEED AND EQUATORIAL PLANE INCLINATION
OF AN ASTROPHYSICAL OBJECT IN SPACE

V. O. GLADYSHEV

Interdependence of the equatorial speed V_e and equatorial plane inclination angle φ of an astrophysical object in space with the spectral line profile variations $\Delta\lambda_{DPI}$ are analyzed. The results of this analysis are discussed in terms of applicability of the optical spectrometry methods.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Pettengill, R. B. Dyce, D. B. Campbell, *Astron. J.*, 72, 350, 1967.
2. A. Dollfus, *Icarus*, 28, 601, 1976.
3. D. C. Backer, S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davies, W. M. Goss, *Nature*, 300 615, 1982.
4. В. Б. Бразинский, *Успехи физ. наук.* 156, 93, 1988.

УДК: 52:535.317.1

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ
ИЗОБРАЖЕНИЙ. VI. ПРЕДЕЛ РАО-КРАМЕРА
ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ, В. В. БИРЮКОВ

Поступила 8 января 1991

Наличие внутреннего (радиационного) шума излучения неизбежно приводит задачу восстановления размытых и зашумленных изображений к статистической задаче оценивания многих неизвестных параметров—интенсивностей оригинала в пикселах. При этом независимо от метода существует теоретический предел эффективности восстановления, который определяется теоремой Рао-Крамера. Соображения общего характера, а также численные и аналитические примеры показывают, что восстановление при помощи описанного в [2, 3] метода максимума правдоподобия (MLIR) достигает предельной эффективности уже при интенсивности светового изображения, сравнимой со средним уровнем внешнего шума. Приведены расчетные соотношения, позволяющие найти естественную точность восстановления изображений (коридор ошибок).

1. Введение. Существует несколько десятков методов восстановления изображений и выбор одного из них часто диктуется традицией, вычислительными возможностями или иными сопутствующими факторами. Сопоставление всех методов друг с другом затруднено тем обстоятельством, что в различных условиях и для различных классов задач их эффективность может значительно изменяться. Сейчас можно лишь определенно сказать, что длительный опыт работы свидетельствует о превосходстве нелинейных методов восстановления, позволяющих достичь высокого разрешения.

Вместе с тем достаточно очевидно, что при заданных условиях наблюдения, включающих априорную информацию об оригинале, функции рассеяния точки и шуме, а также фиксированном уровне надежности оценки существует естественный предел эффективности восстановления деградированного изображения. Наличие такого предела позволяет ввести абсолютное упорядочение методов восстановления по их эффективности и, что не менее важно, количественно оценить точность восстановления (коридор ошибок).

Однако ни существование естественного предела эффективности, ни его конкретное представление не были ясны до тех пор, пока проблема восстановления изображений трактовалась как типичная обратная задача в рамках теории интегральных уравнений. При этом не принимались во внимание внутренний (радиационный) шум изображения, обусловленный квантовой природой света, и вообще вероятностный характер процесса формирования изображения. Между тем, легко видеть, что при типичном для эксперимента пуассоновском внешнем шуме пренебречь радиационным шумом можно лишь в случае очень слабых источников, но тогда меняется и вся стандартная постановка задачи.

Вероятностное рассмотрение процесса формирования изображения неизбежно приводит к трактовке задачи восстановления как статистической задачи оценивания совокупности неизвестных параметров—дискретного представления оригинала. В этой форме эффективность восстановления естественно описывается в терминах *смещения* и *дисперсии* оценок оригинала. Наконец, в математической статистике доказано неравенство Рао-Крамера (восходящее к фундаментальным результатам Р. Фишера [1]), утверждающее, что независимо от способа оценивания неизвестных параметров существует нижняя граница среднеквадратичного отклонения оценок параметров от их истинных значений. Эта нижняя граница (граница Рао-Крамера) и дает естественный предел эффективности восстановления изображений. При этом граничные значения в каждом конкретном случае в принципе могут быть вычислены заранее, до применения какой-либо процедуры восстановления.

Методы оценки неизвестных параметров, достигающие границы Рао-Крамера, называются *эффективными* или *максимально эффективными*. Наряду с указанным выше имеются и другие строгие результаты, представляющие в данном контексте особый интерес. Именно, показано, что при некоторых простых условиях эффективная оценка, если она вообще существует, совпадает с оценкой максимального правдоподобия. Аналогичный результат справедлив и для асимптотически-эффективных оценок. Это обстоятельство выделяет метод максимального правдоподобия среди других многочисленных способов получения оценок параметров: в определенном смысле оценки максимального правдоподобия являются наилучшими.

В данной статье показано, что в задаче о восстановлении изображений при некогерентном освещении, строго говоря, не существует эффективной оценки оригинала, однако метод максимального правдоподобного восстановления изображений (MLIR) в том виде, как он изложен в [2, 3], уже при очень незначительной яркости изображения во всех изученных случаях обеспечивает получение оценок, практически совпадающих с

границей Рао-Крамера. Таким образом, в смысле среднеквадратического отклонения в каждом пикселе изображения оценки MLIR фактически реализуют предельно достижимую точность восстановления.

2. *Численный пример.* Для сравнения между собой различных оценок оригинала нам понадобятся достаточно громоздкие математические понятия, и потому представляется весьма полезным рассмотреть сначала простой пример, на котором станут ясны смысл и необходимость выбранного описания.

Таблица 1

ЧИСЛЕННЫЕ ДАННЫЕ К МОДЕЛИ TEST-1

k, j	C_k	λ_j	\hat{z}_k	s_k	$(I^{kk})^{1/2}$
1	—	100	—	—	—
2	—	100	—	—	—
3	0	110	3.9 ± 1.0	9.8 ± 0.7	38.7
4	0	140	12.8 ± 2.0	20.5 ± 1.5	63.0
5	100	210	-8.9 ± 5.6	56.1 ± 4.0	75.8
6	200	360	-3.7 ± 8.1	80.9 ± 5.8	102.9
7	300	570	-0.3 ± 11.8	117.6 ± 8.4	130.2
8	1000	840	8.0 ± 14.3	143.2 ± 10.2	152.8
9	1000	920	-1.9 ± 14.5	144.8 ± 10.3	163.4
10	600	860	-1.9 ± 15.4	154.1 ± 11.0	162.9
11	700	850	12.9 ± 16.6	166.1 ± 11.8	166.1
12	800	1100	-8.6 ± 17.1	171.1 ± 12.2	183.8
13	900	1400	0.3 ± 17.9	179.4 ± 12.8	203.2
14	3000	1900	-15.7 ± 21.4	214.1 ± 15.2	221.6
15	1100	1600	-3.8 ± 18.2	182.5 ± 13.0	209.5
16	1200	1360	27.3 ± 16.7	166.6 ± 11.8	180.8
17	1300	970	-36.7 ± 11.4	114.0 ± 8.1	135.1
18	0	480	17.1 ± 3.5	34.6 ± 2.5	106.4
19	0	230	5.7 ± 1.3	13.0 ± 0.9	54.9
20	—	100	—	—	—
21	—	100	—	—	—

В качестве такого примера рассмотрим пуассоновскую модель TEST-1, кратко упоминавшуюся в [3]. Оригинал (C_3, \dots, C_{19}) здесь занимает $n = 17$ пикселей, а размытое и зашумленное изображение — $m = 21$

пиксел (табл. 1, рис. 1а). Полная средняя яркость оригинала составляет $N_* = 12200$ событий, средняя интенсивность пуассоновского шума в каждом пикселе постоянна и равна $b_j = 100$ событий, $j = 1, \dots, 21$. Функция рассеяния точки (ФРТ) задавалась в виде:

$$h_{jk} = \begin{cases} 0.4, & j - k = 0; \\ 0.2, & |j - k| = 1; \\ 0.1, & |j - k| = 2; \\ 0.0, & |j - k| > 2. \end{cases} \quad (1)$$

Напомним, что совокупность (C_k) представляет собой *средние* интенсивности в соответствующих пикселах, а конкретные значения интенсивностей оригинала суть реализации независимых пуассоновских величин с этими средними значениями. При выборе формы объекта мы стремились представить плавный градиент яркости, резкий обрыв, исходно равные отсчеты для оценки флуктуаций (пикселы 8, 9) и δ -образный пик (пиксел 14). Небольшая длина изображения обусловлена необходимостью его многократной обработки.

В третьем столбце табл. 1 приведены *средние* интенсивности λ_j в размытом и зашумленном изображении. В соответствии со стохастическим характером процесса формирования изображения далее при этих средних значениях были реализованы 100 случайных изображений (некоторые из них показаны на рис. 1 б), каждое из которых было затем восстановлено при помощи описанной в [3] процедуры MLIR (часть восстановленных объектов C_k^* показана на рис. 1 с). Как и следовало ожидать, результаты восстановления разных реализаций наблюдаемого изображения отличаются друг от друга. Качество метода восстановления характеризуется, во-первых, систематическим *смещением* оценок, т. е. разностью средних восстановленных отсчетов в пикселах и соответствующих истинных значений: $\delta_k = \overline{C_k^*} - C_k$, и, во-вторых, разбросом оценок потоков, т. е. дисперсией ε_k^2 величин C_k^* . Соответствующие значения, вычисленные по 100 реализациям, представлены в 4-м и 5-м столбцах табл. 1 (см. также рис. 1 а).

Прежде всего следует обсудить смещение оценок. Как видно из таблицы, в пределах естественной неопределенности величины δ_k сосредоточены главным образом вблизи нулевых значений, однако для утверждения о нулевом смещении, конечно, нет оснований. Можно лишь сказать, и это представляет действительно значительный интерес, что смещения MLIR-оценок δ_k по абсолютной величине значительно меньше наблюдаемых стандартных отклонений ε_k . В особенности четко такая закономерность проявляется на участках с относительно высокой яркостью изобра-

жения. По этой причине мы можем утверждать, что смещение оценок в данном случае пренебрежимо мало.

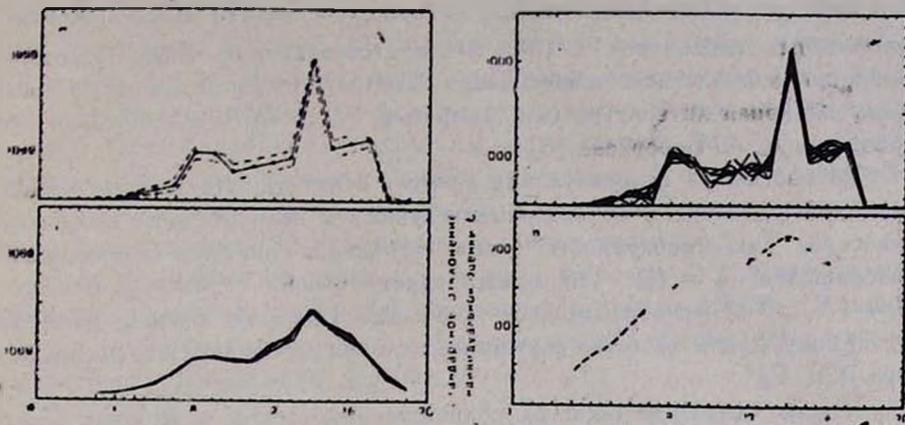


Рис. 1. а) Оригинал TEST-1 (сплошная линия), средние значения по 100 MLIR-оценкам оригинала (точки) и стандартные отклонения этих оценок (пунктир); б) Примеры размытых и зашумленных изображений TEST-1; в) Примеры восстановленных с помощью MLIR-изображений TEST-1; д) Эмпирические значения стандартного отклонения MLIR-оценок оригинала (точки) и теоретическая граница Рао-Крамера в первом приближении (пунктир).

Однако основной интерес представляет стандартное отклонение оценок ϵ_k , задающее «коридор ошибок» метода (он представлен пунктиром на рис. 1 а) или реальную точность MLIR. Здесь возникает следующий основной вопрос: существует ли для каждого конкретного условия наблюдения естественный коридор ошибок, который можно вычислить заранее, до проведения восстановления каким-либо методом? Положительный ответ на этот вопрос дается теоремой Рао-Крамера (см. раздел 3), возможность использования которой при восстановлении изображений была впервые отмечена, по-видимому, в [4]. В рассматриваемом примере наблюдаемая точность MLIR-оценок практически совпадает с теоретической нижней границей Рао-Крамера (рис. 1 д). Следует лишь отметить, что отсутствие сведений о смещении оценок, каким бы малым оно ни было, не позволяет точно вычислить границу Рао-Крамера при очень малых интенсивностях, в данном случае—на краях изображения, и потому в этих областях наблюдаемые значения ϵ_k на рис. 1 д расположены несколько ниже пунктирной кривой.

3. Теоретический предел эффективности восстановления. Напомним, что в соответствии с принятой в [2, 3] схемой формирования и восстановления изображений определяется вероятность $P\Gamma(N_1, N_2 \dots N_m; C_1,$

$C_2, \dots, C_n) \equiv f(N, C)$ получить на опыте совокупность $(N_1 \dots N_m) \equiv N$, описывающую размытое и зашумленное изображение, для произвольного неотрицательного оригинала $(C_1, \dots, C_n) \equiv C$. Далее в соответствии с каким-либо правилом нужно найти «хорошую» оценку $(C_1^*, \dots, C_n^*) \equiv C^*$ неизвестных параметров с $(m > n)$, представляющую собой некоторую функцию наблюдаемого изображения. Соответствующим вопросам посвящена обширная литература (см., например, [1, 5—7] и в особенности руководство А. А. Боровкова [8]).

Во избежание недоразумений следует отметить, что мы по-прежнему проводим различие в обозначениях случайных величин и их возможных значений. Так, совокупность чисел заполнения пикселей наблюдаемого изображения $\zeta = (\zeta_1 \dots \zeta_m)$ представляет собой случайный вектор, а $N = (N_1 \dots N_m)$ — его возможное значение. Искомые оценки являются функциями ζ , и в качестве случайных величин усредняются по распределению $f(N, C)$.

Второе замечание касается количества измерений в выборке. Статистика обычно имеет дело с несколькими независимыми измерениями одномерной или многомерной случайной величины, и оценка параметров производится на основании всей этой совокупности измерений. В задаче восстановления изображений мы имеем дело почти исключительно с единственным случайным изображением многомерного объекта. Поэтому в дальнейшем для простоты рассматривается только случай единственной реализации, хотя соответствующее обобщение не составляет труда.

Принципиальную сторону подхода проще всего пояснить в одномерном случае, когда оценивается единственный параметр C . В соответствии со среднеквадратическим критерием оценка C_1^* считается лучшей в точке C , чем C_2^* , если

$$S_1(C) < S_2(C), \quad (2)$$

где *рассеивание* относительно истинного значения параметра по определению равно

$$S(C) = E(C^* - C)^2 > 0 \quad (3)$$

и символ E означает математическое ожидание. Вводя среднее значение $\bar{C}^* = E(C^*)$ и *смещение оценки*

$$\delta = \bar{C}^* - C, \quad (4)$$

перепишем (3) в виде

$$S(C) = D(C^*) + \delta^2, \quad (5)$$

где $D(C^*) = E(C^* - \bar{C}^*)^2$ — дисперсия оценки. Таким образом, при сред-

неквадратическом подходе следует минимизировать рассеивание (5), включающее как смещение, так и дисперсию оценки.

Казалось бы, естественно считать оптимальной такую оценку, которая не хуже в указанном выше смысле любой другой оценки для *всякого* допустимого значения C . Однако уже простой пример фиксированной оценки $C^* \equiv \text{const}$ показывает, что такое определение будет бессодержательным («стоящие» часы один раз в сутки точнее любых других часов!). Поэтому разумно сузить класс возможных оценок, например, рассматривая лишь оценки с данным смещением δ или же асимптотически несмещенные оценки, и назвать *эффективной* такую оценку, для которой рассеивание (5) минимально в данном подклассе.

В общем случае оригинал описывается вектором C в n -мерном пространстве. Среднеквадратическое отклонение n -мерной оценки C^* теперь зависит от рассматриваемого в этом пространстве направления, так что *рассеивание* в направлении γ равно

$$S_\gamma = E \left(\sum_1^n (C_k^* - C_k) \cdot \gamma_k \right)^2 \geq 0. \quad (6)$$

Естественно назвать *эффективной* такую оценку C^* , для которой величина (6) минимальна в произвольном направлении γ . Вводя *матрицу рассеивания*

$$W = \| w_{ik} \| \quad (7)$$

с элементами

$$w_{ik} = E [(C_i^* - C_i) \cdot (C_k^* - C_k)], \quad (8)$$

равными вторым моментам отклонений оценок от истинных значений, можно сказать, что для *эффективной* оценки величина

$$S_\gamma = \sum_{i,k=1}^n w_{ik} \cdot \gamma_i \gamma_k \quad (9)$$

минимальна при любом векторе γ .

В матричном виде определения (7) и (8) можно переписать следующим образом.

$$W = E [(C^* - C)^T \cdot (C^* - C)], \quad (10)$$

где исходные векторы понимаются как вектор-строки и символ « T » означает операцию транспонирования. Вообще говоря, средние значения оценок \bar{C}_k^* не совпадают с истинными значениями C_k , т. е. имеет место *смещение оценок*

$$\delta(C) = \bar{C}^* - C, \quad \delta = (\delta_1, \dots, \delta_n). \quad (11)$$

Из двух последних равенств следует, что матрицу рассеивания можно представить в виде:

$$W = \sigma^2 + \delta^T(C) \cdot \delta(C), \quad (12)$$

где

$$\sigma^2 = E[(C^* - \bar{C}^*)^T \cdot (C^* - \bar{C}^*)] \quad (13)$$

— дисперсионная матрица. Как легко видеть, соотношение (12) вполне аналогично одномерному соотношению (5).

Обратимся теперь к формулировке теоремы Рао-Крамера. Вновь рассмотрим сначала для ясности одномерный случай. Тогда упомянутая теорема утверждает следующее: при выполнении некоторых условий регулярности (R) для всякой оценки C^* неизвестного параметра C со смещением $\delta(C)$ и ограниченной дисперсией существует нижняя граница рассеяния, определяемая неравенством

$$S(C) \geq \frac{[1 + \delta'(C)]^2}{I(C)} + \delta^2(C). \quad (14)$$

Здесь $I(C)$ —информация Фишера:

$$I(C) = E \left[\frac{\partial}{\partial C} \ln f(\zeta, C) \right]^2 = -E \left[\frac{\partial^2}{\partial C^2} \ln f(\zeta, C) \right], \quad (15)$$

$f(\zeta, C)$ —определенное выше основное вероятностное распределение, в котором вместо N фигурирует случайная величина ζ , и штрих означает дифференцирование по C . Условие (R) предполагает непрерывную дифференцируемость $f^{1,2}(N, C)$ по C , а также существование, положительность и непрерывность $I(C)$.

Пусть, например, случайная величина ζ подчиняется пуассоновскому распределению $f(N, C) = \exp(-C) \cdot C^N / N!$, $N = 0, 1, \dots$ с неизвестным параметром C . Мы имеем здесь: $\partial/\partial C \ln f(\zeta, C) = \zeta/C - 1$, $\partial^2/\partial C^2 \ln f(\zeta, C) = -\zeta/C^2$, и ввиду $E(\zeta) = C$ получаем $I(C) = 1/C$, и, наконец, $S(C) \geq [1 + \delta'(C)]^2 \cdot C + \delta^2(C)$. Это неравенство справедливо для

произвольного способа оценивания. В частности, MLIR-оценка $\hat{C} = \zeta$ имеет нулевое смещение, и для нее неравенство Рао-Крамера принимает вид: $S(C) \geq C$. С другой стороны, прямое вычисление дает $S = D(\hat{C}) = C$, так что разброс MLIR-оценки достигает нижней границы Рао-Крамера, — как говорят, она максимально эффективна.

Проблема восстановления изображений, как правило, имеет дело с большим количеством параметров—интенсивностями оригинала в каждом

пикселе. В многомерном случае теорема Рао-Крамера утверждает, что при условиях регулярности распределения (R) матрица рассеивания произвольной оценки C^* векторного параметра C удовлетворяет неравенству

$$W \geq A, \quad (16)$$

где матрица A по определению есть

$$A \equiv [U + \Delta(C)] I^{-1}(C) \cdot [U + \Delta(C)]^T + \delta^T(C) \cdot \delta(C), \quad (17)$$

U — единичная матрица, $\Delta(C) = \|\partial \delta_i(C) / \partial C_k\|$ и $I^{-1}(C)$ — матрица, обратная информационной матрице Фишера $I(C)$ с элементами

$$\begin{aligned} I_{lk}(C) &= E \left[\frac{\partial}{\partial C_l} \ln f(\zeta, C) \cdot \frac{\partial}{\partial C_k} \ln f(\zeta, C) \right] = \\ &= - E \left[\frac{\partial^2}{\partial C_l \partial C_k} \ln f(\zeta, C) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Условия регулярности включают непрерывную дифференцируемость $f(\zeta, C)$ по C_k , непрерывность матрицы $I(C)$ и отличие ее определителя от нуля. Для несмещенных оценок, очевидно,

$$W(C) \geq I^{-1}(C). \quad (19)$$

Здесь нужно дать некоторые пояснения смысла матричных неравенств. Именно, условие $W \geq A$ означает неотрицательную определенность матрицы $W - A$, т. е. выполнение обычного неравенства

$$\sum_{i, k=1}^n W_{ik} \gamma_i \gamma_k \geq \sum_{i, k=1}^n a_{ik} \gamma_i \gamma_k \quad (20)$$

для любых $\gamma_1 \dots \gamma_n$. В частности, полагая здесь $\gamma_i = \delta_{ip}$, $p = 1, 2, \dots, n$, где δ_{ip} — символ Кронекера, находим неравенства для элементов на главных диагоналях матриц W и A :

$$w_{pp} > a_{pp}, \quad p = 1, 2, \dots, n. \quad (21)$$

Учитывая (3) и (8), определим рассеяние k -ого компонента параметра с соотношением

$$S_k(C) = w_{kk} = E [(C_k^* - C_k)^2], \quad (22)$$

и тогда неравенство (21) принимает окончательный вид:

$$S_k(C) \geq a_{kk}, \quad k = 1, \dots, n, \quad (23)$$

где a_{kk} —диагональные элементы матрицы (17). Для несмещенной оценки

$$S_k(C) > I^{kk}(C), \quad (24)$$

где через I^{kk} мы обозначили элементы матрицы I^{-1} , обратной информационной матрице Фишера (18).

Таким образом, *рассеяния отдельных компонентов оценок многомерного параметра (на языке теории восстановления изображений—рассеяния восстановленных интенсивностей в пикселах относительно истинных интенсивностей) не могут быть менее некоторых предельных значений, определяемых соотношениями (17), (18), (23) и (24).*

Важное замечание касается другой возможной оценки нижней границы в неравенстве Рао-Крамера. Именно, нетрудно показать (см. [5]), что, например, для несмещенной оценки выполняется неравенство

$$S_k(C) \geq 1/I_{kk}(C), \quad (25)$$

т. е. рассеяние превосходит обратное значение диагонального элемента матрицы Фишера. Однако условие (24), привлекающее в качестве нижней границы диагональные элементы обратной матрицы Фишера, ставит существенно более жесткое ограничение.

Смысл неравенства Рао-Крамера для недиагональных элементов матрицы рассеяния мы обсудим в последующей публикации, а пока ограничимся оценением точности восстановления изображений.

Как уже отмечалось в начале статьи, имеется много методов восстановления. Ясно, что эффективность всякого метода определяется ответом на следующий основной вопрос: *насколько результаты данного метода приближаются к теоретической нижней границе Рао-Крамера?* В этой связи представляет значительный интерес тот факт, что все ситуации, когда предел Рао-Крамера достигается точно, можно охарактеризовать заранее. Именно, справедлив следующий результат: *для оценки C^* векторного параметра C знак равенства в (16) достигается тогда и только тогда, когда плотность распределения $f(N, C)$, принадлежит к экспоненциальному семейству, т. е. когда справедливо представление*

$$\ln f(N, C) = \sum_{i=1}^n C_i^*(N) \cdot \varphi_i(C) + \psi(C) + \chi(N), \quad (26)$$

где скалярные функции ψ и χ произвольны, а вектор $\varphi(C)$ имеет матрицу производных, равную

$$\| \partial \varphi_i(C) / \partial C_k \| = [(U + \Delta(C))^{-1}]^T \cdot I(C). \quad (27)$$

Для несмещенных оценок правая часть (27) равна просто информационной матрице Фишера $I(C)$. Наконец, в одномерном случае два последних равенства имеют вид:

$$\ln f(N, C) = C^*(N) \cdot \tau(C) + \psi(C) + \chi(N), \quad (28)$$

$$\psi'(C) = \frac{I(C)}{|1 + \delta'(C)|} \quad (29)$$

Подчеркнем еще раз, что приведенные выше результаты не зависят от способа оценивания параметров, т. е. от выбора функций $C^*(N)$. Поэтому практическая реализация эффективного метода оценивания (т. е. наиболее мощного способа восстановления изображений) должна рассматриваться особо. При этом определяющее значение приобретает следующая теорема: если выполнены условия регулярности (R) и существует эффективная оценка C^* , то она совпадает с оценкой максимального правдоподобия, т. е. с функцией $\hat{C}(N)$, доставляющей максимум плотности распределения при наблюдаемом изображении N :

$$f(N, C) \Big|_{C = \hat{C}(N)} = \max. \quad (30)$$

Именно этот факт и явился исходным при разработке MLIR [2].

4. Точность восстановления изображений при некогерентном освещении. Как показано в [3], плотность распределения $f(N, C)$ наблюдаемого изображения при некогерентном освещении имеет вид:

$$\ln f(N, C) = \sum_{j=1}^m N_j \cdot \ln \lambda_j(C) - \sum_{k=1}^n C_k + \text{const}, \quad (31)$$

$$\lambda_j(C) = \sum_{k=1}^n h_{jk} C_k + b_j,$$

где C — оцениваемый оригинал, N — реализация наблюдаемого размытого и зашумленного изображения, (h_{jk}) — функция рассеяния точки (ФРТ), b — средний фсн и предполагается $m \geq n$, $b_j \geq 0$, C_k и N_j — неотрицательные целые числа, $0 \leq h_{jk} < 1$, $\sum_j h_{jk} = 1$.

Весьма существенный результат сразу следует из непосредственного сравнения (31) и (26): при $m > n$ плотность распределения (31) не принадлежит к семейству, для которого существует эффективная оценка. Другими словами, при некогерентном освещении не существует метода восстановления размытого изображения, достигающего точной нижней границы Рао-Крамера.

Вместе с тем, вполне возможно, что при определенных условиях какой-либо метод будет давать практически совпадающую с теоретическим пределом точность восстановления. Ввиду сказанного в предыдущем разделе в первую очередь этого следует ожидать от метода максимального правдоподобия. Действительно, строгие решения для простейших случаев и численные результаты для более сложных изображений показывают, что MLIR, достигает очень близкой к теоретически возможной эффективности уже при сколь-нибудь заметной яркости изображения, когда количество световых событий в пикселе превосходит уровень шума.

Для точного вычисления границы Рао-Крамера согласно (17) нужно знать информационную матрицу Фишера I и смещение оценки δ . Информационная матрица для некогерентного освещения без труда находится из (18) и (31):

$$I_{ik}(C) = \sum_{j=1}^m \frac{1}{\lambda_j(C)} \cdot h_{ji} h_{jk}, \quad i, k = 1, 2, \dots, n, \quad (32)$$

где функции $\lambda_j(C)$ определены в (31). Это выражение справедливо для всякого способа оценивания. Строго говоря, вычисление информационной матрицы предполагает знание оригинала C , однако уже при интенсивности изображения порядка десятков соб/пиксел можно заменить средние интенсивности $\lambda_j(C)$ на реально наблюдаемые значения N_j . Это дает:

$$I_{ik} \cong \sum_{j=1}^m \frac{h_{ji} h_{jk}}{N_j}, \quad i, k = 1, \dots, n, \quad (32')$$

и достижимая точность восстановления может быть вычислена непосредственно по наблюдаемой картине.

Что касается смещения оценок, то оно, очевидно, зависит от выбранного метода. Найти явное выражение для δ во многих случаях весьма непросто. В частности, пока не удается получить общее выражение для смещения MLIR-оценок. Считая $\delta(C) = 0$, мы можем не совсем верно рассчитать теоретическую точность, причем в случае применения MLIR этого следует ожидать лишь в тех областях изображения, в которых количество световых событий сравнимо с внешним шумом.

Именно такая картина наблюдается, например, в рассмотренном выше модельном случае TEST-1. В шестом столбце табл. 1 приведены вычисленные на основании (32) квадратные корни из диагональных элементов обратной матрицы Фишера (эти значения указаны на рис. 1 d пунктиром). Сравнение с действительными результатами восстановлений (см. пятый столбец табл. 1 и рис. 1 d) подтверждает как очень близкое совпадение с границей Рао-Крамера в областях умеренной и высокой яркости, так и некоторую «сверхэффективность» на краях изображения, где

яркость ниже или сравнима с внешним шумом. Конечно, учет смещения устранит эту неопределенность. Аналогичные выводы следуют из рассмотрения других численных примеров.

5. *Аналитический пример.* Как это обычно и наблюдается, ограничиваясь только численными примерами, мы с трудом выявляем общие закономерности процесса. Поэтому желательно иметь аналитические результаты, даже если рассматриваемые примеры не имеют практического значения. Мы приведем здесь такой простой пример, когда оригинал включает только один пиксел, а размытое изображение—два пиксела ($n = 1, m = 2$). При этом ФРТ определяется значениями h_{11} и $h_{21} = 1 - h_{11}$. Нетрудно найти общее MLIR-решение этой задачи, однако даже при столь простых условиях оно оказывается громоздким. Поэтому мы предположим далее, что средние отсчеты шума в изображении связаны соотношением $b_2 = [(1 - h_{11})/h_{11}] \cdot b_1$. Тогда MLIR-оценка \hat{C}_1 действительной интенсивности C_1 оригинала имеет вид:

$$\hat{C}_1 = \begin{cases} 0, & w \leq r, \\ w - r, & w > r, \end{cases} \quad (33)$$

где $r = b_1/h_{11}$ и w —пуассоновская случайная величина со средним $\lambda = C_1 + r$. Из этого соотношения и формул (4), (5), (14), (15) нетрудно найти интересующие нас смещение оценки $\delta(C_1)$, ее рассеяние $S(C_1)$ и сопоставить последнюю величину с точной нижней границей Рао-Крамера $S_{RK}(C_1)$. При целом $r \geq 1$ имеем:

$$E(\hat{C}_1) = C_1 + \delta(C_1), \quad \delta(C_1) = e^{-\lambda} \left[\frac{\lambda^r}{(r-1)!} - \sigma \cdot C_1 \right], \quad (34)$$

$$S(C_1) = \lambda (1 - \sigma \cdot e^{-\lambda}) - \delta(C_1) \cdot C_1, \quad (35)$$

$$S_{RK}(C_1) = \lambda (1 - \sigma \cdot e^{-\lambda})^2 + \delta^2(C_1), \quad (36)$$

где вспомогательная величина $\sigma = \sum_{k=0}^{r-1} k^k / k!$. При $r = 0$ имеем: $\delta(C_1) \equiv 0$, $S(C_1) = S_{RK}(C_1) = C_1$.

Соотношения (34)—(36) для случая $r = 15$ иллюстрируются рис. 2.

Приведенные выше формулы позволяют сделать следующие весьма показательные заключения. 1) При нулевом внешнем шуме, т. е. при $b_1 = b_2 = r = 0$, смещение MLIR-оценки тождественно равно нулю. Следует изучить в общем случае возможность того, что смещенность MLIR-оценок полностью обусловлена внешним шумом. 2) Смещение $\delta(C_1)$ монотонно убывает с ростом интенсивности C_1 . Действительно,

при $r \neq 0$ имеем $\delta'(C_1) = -e^{-\lambda\sigma} \leq 0$. Поскольку величина $e^{-\lambda\sigma}$ в (34) по смыслу есть сумма первых r членов пуассоновской плотности со средним λ , очевидно, что при $C_1 > r$, т. е. при $\lambda > 2r$, указанная величина очень мала. Таким образом, относительное смещение MLIR-оценки $\delta(C_1)C_1$ пренебрежимо мало уже при интенсивности светового потока, превосходящей средний уровень шума (см. рис. 2). 3) Рассеяние MLIR-оценки при малых интенсивностях слегка превышает границу Рао-Крамера, но очень быстро, уже при $C_1 \cong r$, сравнивается с теоретическим пределом. При этом $S(C_1) \cong S_{RK}(C_1) \cong C_1$, так что стандартное отклонение MLIR-оценки приблизительно равно квадратному корню из ее среднего значения, как для обычных пуассоновских величин (этот факт, впрочем, виден непосредственно из (33)). Заметим здесь, что пуассоновский «закон квадратного корня» было бы наивно распространять на произвольный случай, так как имеет значение и вид ФРТ (соотношения (24), (32) и (32')) ясно показывают характер зависимости точности восстановления от функции рассеяния точки). 4) Для несмещенной оценки мы имели бы, согласно (24), $S_{RK}(C_1) = [I(C_1)]^{-1} = C_1 + r$. Пользуясь этим соотношением, мы преувеличим теоретический нижний предел в области малых интенсивностей $C_1 < r$, но уже при $C_1 \cong r$ вносимая ошибка пренебрежимо мала (рис. 2).

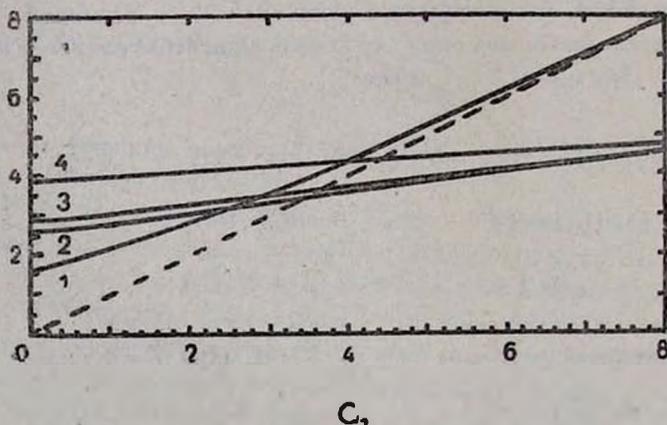


Рис. 2. Основные характеристики MLIR-решения для аналитического примера при $r = 15$: оценка истинной интенсивности (1), квадратный корень из рассеяния согласно теореме Рао-Крамера с истинным (2) и нулевым (4) смещением, аналогичная величина для MLIR-оценки (3).

6. *Заключительные замечания.* Как уже отмечалось в разделе 3, обычно в статистике имеют дело с набором ν независимых реализаций случайной величины, и оценка параметров производится по всей сово-

купности этих измерений. В теории восстановления изображений чаще всего $\nu = 1$, так что мощные асимптотические результаты, в частности, известная асимптотическая максимальная эффективность MLIR-решения, формально неприменимы. Вместе с тем нужно иметь в виду, что восстанавливается m -мерное изображение при $m \gg 1$, и для некогерентного источника все m отсчетов интенсивностей независимы друг от друга. Поэтому задачу восстановления изображения можно рассматривать как задачу нахождения оценки параметров при m реализациях независимых и различно распределенных случайных величин в асимптотической области $m \gg 1$. Вполне возможно, что асимптотика такого рода—по размерам изображения—ведет к эффективности MLIR-подхода подобно исследованной в этой работе асимптотике по интенсивности.

Все сказанное выше—и соображения теоретического характера, и численные, и аналитические примеры—позволяют предположить, что уже при интенсивности светового изображения, сравнимой со средним уровнем внешнего шума MLIR-решение имеет максимально высокую теоретическую точность восстановления изображения, так что стандартное отклонение оценки оригинала равно квадратному корню из обратной информационно-матрицы Рональда Фишера:

$$S_k^{1/2}(C) \cong [I^{kk}(C)]^{1/2}, \quad (37)$$

причем для некогерентного источника диагональные элементы обратной матрицы находятся путем обращения матрицы (32). Формула (37) и определяет реальный «коридор ошибок» при восстановлении методом максимального правдоподобия.

Представленные здесь результаты изучения эффективности MLIR следует рассматривать как предварительные. Все относящиеся к этой области вопросы имеют очевидное практическое значение и заслуживают всестороннего исследования.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION. VI. RAO-KRAMÉR LIMIT OF RESTORATION EFFICIENCY

V. YU. TEREbizh, V. V. BIRYUKOV

The existence of the inner noise of radiation inevitably reduces the problem of restoration of blurred and noised image to the search for the statistical estimation of unknown parameters (object intensities).

The method— independent theoretical limit of efficiency of image restoration exists which is given by the Rao—Kramér theorem. The general arguments as well as numerical and analytical examples indicate that described at [2, 3] maximum likelihood image restoration (MLIR) method reaches the limiting efficiency when light intensity at the image becomes approximately equal to the mean level of external noise. The expressions for calculating of the natural error corridor of restoration are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Fisher, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 222, 309, 1922.
2. В. Ю. Тербиж, *Астрофизика*, 32, 327, 1990.
3. В. Ю. Тербиж, О. К. Чербунина, Ю. Г. Чербунин, В. В. Бирюков, *Астрофизика*, 34, 91, 1991.
4. C. H. Slump, H. A. Ferwerda, *Adv. Electronics and Electron Phys.*, 66, 201, 1986.
5. D. R. Cox, D. V. Hinkley, *Theoretical Statistics*, Chapman and Hall, London 1974.
6. M. G. Kendall, A. Stuart, *Adv. Theory of Statistics*, v. 2, Griffin, London, 1969.
7. В. Г. Воинов, М. С. Никулин, *Несмещенные оценки и их применения*, Наука, М., 1989.
8. А. А. Боровков, *Математическая статистика*, Наука, М., 1984.

УДК: 524.86Н

РЕКОМБИНАЦИЯ ВОДОРОДА
В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

С. И. ГРАЧЕВ, В. К. ДУБРОВИЧ

Поступила 10 января 1991

Принята к печати 10 февраля 1991

Путем совместного численного решения уравнений статистического равновесия для водорода и уравнения энергии рассчитаны зависимости от красного смещения z ($0 < z < 1800$) степени ионизации $y = N_e/N$ и электронной температуры T_e в расширяющейся Вселенной при разных значениях постоянной Хаббла и космологических параметров плотности Ω и Ω_H . Получены приближенные формулы для $y(z)$ и $\tau(z) = T_e/T$ (T — температура фонового чернотельного излучения) при $z < 100$. Показано, что при $z > 900$ имеется хорошее согласие с предыдущими исследованиями ([1, 2, 4, 5]), в которых использовалась более упрощенная трактовка задачи, а при $z < 900$ рассчитанные нами y и τ оказываются систематически меньше, чем в указанных работах (при $z = 0$ величина y получается в ~ 2 раза меньше). Найдено также, что более строгое описание переноса излучения в линии водорода $Ly\alpha$ с учетом частичного перераспределения по частоте (включая отдачу) практически не влияет на кинетику рекомбинации, вопреки утверждениям, сделанным в [10].

1. *Введение.* Расчеты изменения со временем степени ионизации и температуры догалактической плазмы важны для анализа поведения возмущений, из которых образовались наблюдаемые нами структуры во Вселенной (галактики, скопления галактик). С тепловой историей догалактической плазмы связана и проблема флуктуаций температуры микроволнового реликтового излучения. Первые детальные расчеты кинетики рекомбинации догалактической плазмы проделали в 1968 г. Пиблс [1] и Зельдович, Курт и Сюняев [2] при предположении, что плазма чисто водородная, нет дополнительного энерговыделения, вклад в среднюю плотность дают только барионы. В обеих указанных работах решались некоторые приближенные уравнения рекомбинации. Так, в [1] считалось, что отношения населенностей верхних уровней атома водорода, начиная с уровня $2p$, к населенности состояния $2s$ даются формулой Больцмана. В [2] решались фактически два уравнения, в первом из которых (на ранних стадиях эпохи рекомбинации) населенности верхних состояний (начиная со второго) вычислялись по формуле Больцмана—Саха, а во вто-

ром (на поздних стадиях) предполагалось, что каждый акт рекомбинации (сначала через состояние $2s$, а потом и через состояние $2p$) является безвозвратным, и полное решение получалось шивкой решений двух этих уравнений. При этом первое уравнение решалось в [2] численно, а впоследствии Сюняев и Зельдович [3] нашли и его приближенное аналитическое решение. Приближенные решения из [2] и [3] были обобщены на случай наличия фона массивных нейтрино Заботиным и Насельским [4].

В одной из недавних работ по изучению рекомбинации в догалактической плазме—работе Джонса и Вайзе [5]—используется несколько уточненное уравнение Пиблса [1]. Уточнение фактически состоит в учете вынужденного излучения в линии $Ly\alpha$, что, однако, несущественно, как это и видно из табл. 1 в [5], где приведены для сравнения и результаты из [1]. В [5] найдены и приближенные аналитические решения для степени ионизации при красных смещениях $800 < z < 2000$. Расчеты кинетики рекомбинации догалактической плазмы проводились и другими авторами [6—9]. При этом работа [6], в которой была сделана попытка уточнить результаты Пиблса [1], подверглась критике в [5], а способы расчетов в [7—9] не указаны—приведены только результаты. В статье Кролика [10] изучалось влияние диффузии фотонов $Ly\alpha$ на кинетику рекомбинации водорода в расширяющейся Вселенной. Однако использованное в [10] уравнение диффузии неверно, и выводы о роли диффузии фотонов $Ly\alpha$ ошибочны (см. ниже в следующем разделе).

Резюмируя, можно сказать, что в большинстве исследований по кинетике рекомбинации догалактической плазмы используются приближенные уравнения для степени ионизации, полученные в [1] или в [2]. Эти уравнения могут быть близки к точным в предельных случаях—в начале и в конце эпохи рекомбинации. Однако имеется промежуточная область, для которой сделанные в [1] и в [2] предположения о заселенности верхних состояний атома водорода не выполняются, и населенности этих состояний следует находить из решения уравнений статистического равновесия, что и делается в настоящей работе. Наряду с этим более точно (с учетом частичного перераспределения по частоте и отдаче при рассеянии) трактуется перенос излучения в линии $Ly\alpha$. Полученные результаты сравниваются с результатами работ [1—5].

2. Основные уравнения и соотношения. Уравнение, описывающее изменение со временем t степени ионизации $y = N_e/N$ в однородно расширяющейся чисто водородной среде, имеет вид (см. [1])

$$N \frac{dy}{dt} = \sum_{i=2}^{\infty} (N_i R_{i,c} - N_e^2 \alpha_i), \quad (1)$$

где N_e и N_i —концентрации электронов и нейтральных атомов водорода

на i -ом уровне соответственно, α_i и R_{1c} —коэффициенты фоторекомбинации и фотоионизации соответственно,

$$N = N_e + \sum_{i=1}^{\infty} N_i. \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) следует дополнить системой уравнений статистического равновесия. При этом надо иметь в виду, что к началу эпохи рекомбинации: 1) роль ударных переходов по сравнению с радиативными становится пренебрежимо малой (см., например, [1, 6]); 2) Вселенная оказывается прозрачной в субординатных линиях и континуумах водорода и сильно непрозрачной в лаймановских линиях и континууме. Таким образом, можно принять, что вынужденные радиативные переходы (как вниз, так и вверх) в субординатных линиях и континуумах происходят под действием чернотельного фонового излучения с температурой T , а спонтанные и вынужденные переходы вниз в лаймановских линиях практически полностью компенсируются переходами при поглощении диффузных лаймановских фотонов, причем небольшая несбалансированность радиативных переходов между основным и первым возбужденным состояниями определяет темп рекомбинации (см. [1, 2]). В итоге, обозначив через R_s и R_p темпы нескомпенсированных радиативных переходов вниз из состояний $2s$ и $2p$ соответственно, можно записать систему уравнений статистического равновесия в виде

$$N_k \sum_{i=2}^{\infty} R_{ki} = N_e^2 \alpha_k + \sum_{i=2}^{\infty} N_i R_{ik}, \quad R_{lk} = 0, \quad k = 3, 4, \dots, \quad (3)$$

$$N_{2l} \sum_{i=3}^{\infty} R_{2l,i} = N_e^2 \alpha_{2l} + \sum_{i=3}^{\infty} N_i R_{i,2l} - R_l, \quad l = s \text{ и } p, \quad (4)$$

где индекс $i = c$ обозначает континуум,

$$R_{ki} = \begin{cases} A_{ki} / [1 - \exp(-h\nu_{ik}/kT)], & k > i, \\ (g_i/g_k) A_{ik} / [\exp(h\nu_{ik}/kT) - 1], & k < i, \end{cases} \quad (5)$$

коэффициент фоторекомбинации (с учетом вынужденной)

$$\alpha_k = R_{kc}^* [g_k/2g(T_e)] \exp(h\nu_{kc}/kT_e). \quad (6)$$

причем для R_{kc}^* и коэффициента фотоионизации R_{kc} имеем

$$R_{kc}^* = f(\nu_{kc}, T, T_e), \quad R_{kc} = f(\nu_{kc}, T, T_e), \quad (7)$$

а

$$J(\nu_{kc}, T, T_e) = \frac{8\pi}{c^2} \int_{\nu_{kc}}^{\infty} k_{kc}(\nu) \frac{\exp(-h\nu/kT_e)}{1 - \exp(-h\nu/kT)} \nu^2 d\nu. \quad (8)$$

В формулах (5)—(8) наряду с общепринятыми обозначениями физических постоянных использованы также следующие обозначения: g_i —статистический вес i -го уровня, A_{ki} —эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанных переходов,

$$g(T_e) = (2\pi m k T_e)^{3/2} h^{-3}, \quad (9)$$

T_e —электронная температура, ν_{kc} и $k_{kc}(\nu)$ —частота и сечение фотоионизации с k -го уровня соответственно.

Подстановка (3) и (4) в (1) дает

$$N dy/dt = -R_s - R_p, \quad (10)$$

причем для введенных выше темпов несбалансированных переходов, очевидно, имеем

$$R_s = A_s [N_{2s} - N_1 \exp(-h\nu_{12}/kT)], \quad (11)$$

поскольку заселение подуровня $2s$ (с энергией $h\nu_{12}$) снизу определяется двухфотонным поглощением чернотельного излучения, и

$$R_p = N_{2p} A_p - N_1 B_p J_{12} \equiv \beta N_{2p} A_p, \quad (12)$$

где J_{12} —средняя по частотам и углам интенсивность излучения в линии $\text{Ly}\alpha$. В (11) и (12) $A_s = 8.23 \text{ с}^{-1}$ и $A_p = 6.24 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ —вероятности спонтанных переходов из состояний $2s$ (двухфотонное излучение) и $2p$ соответственно.

Вторым равенством в (12) вводится вероятность выхода β фотонов $\text{Ly}\alpha$ из процесса рассеяний вследствие доплеровского смещения частоты в расширяющейся Вселенной. Поскольку можно считать, что диффузия фотонов $\text{Ly}\alpha$ происходит в квазистационарном режиме (характерное время диффузии гораздо меньше характерного времени рекомбинации), то β определяется из решения стационарного уравнения переноса в линии $\text{Ly}\alpha$ при заданных альbedo однократного рассеяния λ и безразмерном градиенте скорости

$$\gamma = (8\pi H/3\lambda_{12}^3)/(N_1 A_p), \quad (13)$$

где H —фактор Хаббла, $\lambda_{12} = 1216 \text{ \AA}$ —длина волны в центре линии. При частичном перераспределении по частоте с учетом отдачи такое решение было получено в [11] в диффузионном приближении. При этом использовалось нулевое граничное условие ($I(+\infty) = 0$) в далеком ко-

ротковолновом крыле профиля линии. В настоящей работе граничное условие должно, очевидно, иметь вид $I(+\infty) = B(T)$, где $B(T)$ — функция Планка на частоте центра линии. Тогда методом, предложенным в [11], можно получить для интенсивности в линии $\text{Ly}\alpha$ на безразмерной частоте $x = (\nu - \nu_{12})/\Delta\nu_D$ следующее выражение:

$$I(x) = S \cdot i(u) + B(T) \vartheta(u) v_1(u)/v_1(\infty), \quad (14)$$

где $\vartheta(u)$ — функция единичного скачка: $\vartheta(u) = 0$ при $u < 0$ и $\vartheta(u) = 1$ при $u > 0$.

$$S = (2h\nu_{12}^3/c^2)N_{2p}/3N_1, \quad B(T) = (2h\nu_{12}^3/c^2)e^{-h\nu_{12}/kT}, \quad (15)$$

причем вынужденным излучением в линии $\text{Ly}\alpha$ пренебрегается. Функции $i(u)$ и $v_1(u)$ аргумента $u = x/x_1$, входящие в (14), зависят от параметров

$$\sigma = x_1/x_\lambda, \quad \rho = 2\delta x_1, \quad (16)$$

где δ — параметр отдачи, а x_1 и x_λ — характерные безразмерные частоты:

$$\delta = h\nu_{12}/Mv_{th}c, \quad x_1 = (3a^2/2\pi\gamma)^{1/3}, \quad x_\lambda = \sqrt{\lambda/2(1-\lambda)}. \quad (17)$$

Здесь M — масса атома водорода, $v_{th} = \sqrt{2kT_e/M}$ — средняя скорость теплового движения атомов, $a = \Delta\nu_E/\Delta\nu_D$ — фойгтовский параметр ($\Delta\nu_E$ — естественная полуширина линии, $\Delta\nu_D = \nu_{12}v_{th}/c$ — доплеровская полуширина).

Аналитические представления для функций $i(u)$ и $v_1(u)$ получены в [11]. Функция $i(u)$ монотонно убывает с ростом u , а $v_1(u)$ монотонно растет, причем $i(0) = 1$, $v_1(0) = 0$, $i(+\infty) = 0$, $v_1(+\infty) < +\infty$. Если отдача не учитывается ($\rho = 0$), то $i(u) = 1$ при $u < 0$ и $i(u) = 1 - v_1(u)/v_1(\infty)$ при $u > 0$. В [11] для величины β , входящей в (12), найдено точное выражение, справедливое при любом законе перераспределения по частотам при рассеянии. С учетом другого граничного условия ($I(+\infty) = B(T)$ вместо $I(+\infty) = 0$) и несколько иного определения S и γ по сравнению с [11] это точное выражение записывается в виде.

$$\beta = \gamma [I(-\infty) - B(T)]/S. \quad (18)$$

Подстановка формулы (14) при $x = -\infty$ ($u = -\infty$) в (18) дает

$$\beta = \gamma [i(-\infty) - B(T)/S]. \quad (19)$$

Асимптотики и приближенная формула для $i(-\infty)$, а также таблица значений при разных величинах параметров ρ и σ имеются в [11]. При $\rho = 0$ имеем $i(-\infty) = 1$.

Альbedo однократного рассеяния λ фотонов $Ly\alpha$ определяется в рассматриваемом случае возбуждением и ионизацией атомов водорода из состояния $2p$ чернотельным излучением, так что

$$i = A_{\alpha} / (A_{\beta} + \sum_{i=1}^{\infty} R_{2p,i}). \quad (20)$$

Как показали расчеты а posteriori, ударные переходы, между подуровнями $2s$ и $2p$, а также ионизация атомов в состояниях $2s$ и $2p$ излучением в линии $Ly\alpha$ и излучением, возникающим при двухфотонных переходах $2s-1s$, не играют роли.

Подстановка (19) в (12) дает (с учетом (13)) для темпа рекомбинации за счет выхода фотонов $Ly\alpha$ из процесса рассеяний следующее выражение: $R_p = (8\pi H / v_{12}^3) [i(-\infty) N_{2p} / 3N_1 - e^{-h\nu_{12}/kT}]$. Если отдача не учитывается (роль ее на самом деле оказывается пренебрежимо малой), то, как указывалось выше, $i(-\infty) = 1$ и тогда $R_p = (8\pi H / v_{12}^3) \times [N_{2p} / 3N_1 - e^{-h\nu_{12}/kT}]$, что совпадает с выражением, использованным сначала в [1] (заметим, что в [1] полагалось $N_{2p}/N_{2s} = g_{2p}/g_{2s} = 3$) и в [2], а затем и в других работах, посвященных рекомбинации водорода в расширяющейся Вселенной. Последняя формула для R_p следует из точного соотношения (18), если положить $I(-\infty) = S$. Это равенство получается из решения уравнения переноса в линии $Ly\alpha$ в приближении полного перераспределения по частоте (ППЧ) при рассеянии [2]. Таким образом, величина темпа рекомбинации практически (при значениях параметров, характерных для эпохи рекомбинации) не зависит от предположений о характере переноса излучения в линии $Ly\alpha$: полное перераспределение по частоте при рассеянии или более адекватное частичное перераспределение в диффузионном приближении. К иному выводу пришел Кролик [10], который, как и мы, использовал диффузионное приближение (без учета отдачи). Однако выводы, сделанные в [10], ошибочны по нескольким причинам. Во-первых, в [10] используется неправильное выражение для дифференциального оператора, описывающего диффузию фотонов $Ly\alpha$ в пространстве частот (правильное выражение получено в [12], см. также [13]). Во-вторых, в уравнении диффузии необоснованно пренебрегается первичными источниками и не учитывается неконсервативность рассеяния. Следует отметить, что корректное решение задачи о переносе излучения в линии $Ly\alpha$ при частичном перераспределении по частоте (без учета отдачи) в бесконечной неконсервативной среде с хаббловской кинематикой было получено в диффузионном приближении в [14]. Затем в [11] было найдено более строгое решение, причем с учетом отдачи при рассеянии.

Продолжим далее вывод основной системы уравнений. Вместо населенностей N_k удобно ввести величины

$$r_k = N_k 2g(T_e) / g_k N_e^2, \quad (21)$$

связанные с мензельскими множителями $b_k = r_k \exp(-h\nu_{kc}/kT_e)$. Кроме того, целесообразно перейти от времени t к красному смещению z . Из определений z и фактора Хаббла H следует, что

$$dz/dt = -(1+z)/t. \quad (22)$$

В результате с учетом (11), (12) и (19) уравнение (10) принимает вид

$$(1+z)g(T_e) \frac{dy}{dz} = A_s y^2 [r_{2s} - r_1 e^{-h\nu_{2s}/kT}] \frac{N}{H} + \\ + \frac{8\pi}{i^3} \frac{N}{N_1} y^2 [i(-\infty) r_{7p} - r_1 e^{-h\nu_{12}/kT}], \quad (23)$$

а система уравнений (3) и (4) переходит в

$$r_k \sum_{i=2}^k R_{ki} = K_{ke}^* \exp(h\nu_{kc}/kT_e) + \sum_{i=l}^k r_i g_i R_{ik} / g_k, \quad k=3, 4, \dots, \quad (24)$$

$$r_{2l} (K_l + \sum_{i=3}^l R_{2l,i}) = M_l r_1 e^{-h\nu_{12}/kT} + K_{2l,c}^* e^{h\nu_{kc}/kT_e} + \\ + \frac{2}{g_{2l}} \sum_{i=3}^l r_i i^2 R_{l,2l},$$

где $l=s$ и p , $K_s = M_s = A_s = 8.23 \text{ с}^{-1}$, $K_p = A_p \gamma i(-\infty)$, $M_p = A_p \cdot \gamma$, $A_p = 6.24 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и согласно (2) и (21)

$$r_1 = \frac{1-y}{y^2} \frac{g(T_e)}{N} - \frac{1}{2} \sum_{i=2}^{\infty} g_i r_i. \quad (25)$$

К этой системе следует добавить уравнение энергии, которое в предположении о равенстве температур электронов, ионов и нейтральных атомов имеет вид (см. [1, 2])

$$(1+z) \frac{d\tau}{dz} = \tau - \frac{8\sigma_0 a T^4}{3Hmc} (1-\tau) y, \quad \tau = T_e / T, \quad (26)$$

где $\sigma_0 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — сечение томсоновского рассеяния, a — постоянная плотности излучения. Второе слагаемое в правой части (26) описывает нагрев газа за счет комптоновского рассеяния чернотельного фонового

излучения на электронах, а первое—адиабатическое охлаждение газа. В дальнейшем мы пренебрегаем числом атомов в возбужденных состояниях по сравнению с числом атомов в основном состоянии и считаем (см. формулы (2) и (25))

$$N_1 = (1 - y)N, \quad r_1 = (1 - y)g(T_1)/(y^2N). \quad (27)$$

При этом предположении (которое оказывается очень хорошим) система уравнений (24) является линейной относительно r_1 .

В выписанные выше уравнения входят температура фонового чернотельного излучения T , концентрация атомов и ионов водорода N и фактор Хаббла H , для которых справедливы следующие зависимости от красного смещения z :

$$T = T_0(1 + z), \quad N = N_0(1 + z)^3, \quad H = H_0(1 + z) \sqrt{1 + \Omega z}, \quad (28)$$

где T_0 , N_0 и H_0 —современные значения указанных величин, а космологический параметр

$$\Omega = 8\pi G \rho_0 / 3H_0^2 \quad (29)$$

есть отношение средней плотности ρ_0 к критической в современную эпоху (G —гравитационная постоянная). Величину N_0 удобно измерять в единицах критической концентрации:

$$N_0 = 0.632 \cdot 10^{-5} \Omega_H h_0^2 \text{ см}^{-3}, \quad h_0 = H_0 / 75 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпк}}, \quad (30)$$

причем параметр Ω_H включает в себя в качестве множителя содержание водорода по массе ($\Omega_H = X\Omega_B$).

3. *Результаты расчетов степени ионизации и электронной температуры.* Для вейнштейновских коэффициентов A_{kl} , входящих в (5), при $i=2s$ и $2p$ использовались значения (при $k \leq 8$) и асимптотики (при $k > 8$) из [15], а при $k > j > 3$ применялась приближенная формула Мензела—Пекериса (см. [16]). Для сечения фотоионизации, входящего в (8), использовались приближенные выражения из [15].

Система уравнений (23) и (26) для y и τ решалась численно методом Рунге—Кутты четвертого порядка. При этом входящие в (23) и (26) величины r_{2s} и r_{2p} находились из решения линейной (согласно (27)) по r_1 системы уравнений (24). Входными параметрами являются T_0 , H_0 , Ω и Ω_H . Эти параметры определяют модель (см. табл. 1). Модель М1 рассматривалась в [1], в модели М2 используются более точные современные данные о T_0 и H_0 , модель М3 рассматривалась в [4], где изучалось влияние гипотетического фона массивных нейтрино на

флуктуации температуры микроволнового реликтового излучения, модели М4, М5 и М6 рассчитывались в [5].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Входные параметры					Рассчитанные параметры ($z = 0$)					
Мод.	T_0, K	H_0	Ω	Ω_H	y	T_e/T	ρ	$i(-\infty)$	γ	x_T
М1	2.7	98	1	1	5.97-6	1.90-3	36.9	8380	2.21-6	52.1
М2	2.76	55	1	1	1.28-5	2.87-3	22.8	2000	3.92-6	40.1
М3	2.7	50	5.13	0.03	1.26-3	1.07-2	2.90	8.83	1.44-4	9.72
М4	2.7	100	1	1	5.79-6	1.88-3	37.6	8840	2.16-6	52.7
М5	2.7	100	0.1	0.1	2.54-5	4.01-3	10.5	202	2.16-5	21.5
М6	2.7	100	1	0.1	7.45-5	4.04-3	10.5	200	2.16-5	21.5

Начальное (при $z = z_0$) значение y находилось по формуле Саха. При решении системы (24) использовалась модель атома водорода с 60-ю уровнями, причем верхние уровни с $60 \geq i > n_{np}(z)$ считались находящимися в равновесии с континуумом (для них мензеловские множители $b_i = 1$). Эмпирически было найдено, что

$$n_{np}(z) \approx T_* / [T_0(1+z)], \quad (31)$$

где $T = 39450 K$ —температура порога ионизации со второго уровня. При $z_0 > z > z_1$, где z_1 —параметр (обычно ~ 1000), все верхние уровни, начиная со второго, находятся в равновесии с континуумом ($b_i = 1$, $i \geq 2$), $T_e = T$, и решается лишь одно уравнение (23). При $z < z_1$ населенности уровней с $i < n_{np}(z)$ определяются из решения системы (24). В дальнейшем, при еще меньших z , к уравнению (23) подключается уравнение (26), когда начальное значение τ , определяемое из условия равенства нулю правой части (26), станет меньше 0.99.

Результаты расчетов приведены на рис. 1, где для сравнения представлены также и данные [1] и [5] для моделей М1 и М4, М5, М6 соответственно (графики $\lg y$ и τ для М1 и М4 неразличимы). Видно, что расхождения имеются при $z < 900$. Как раз в этой области населенности уровней с $n \geq 2$ заметно отличаются от равновесных. Предельная (при $z = 0$) степень ионизации получается примерно в 2 раза меньше, чем в [1]. В табл. 1 приведены предельные значения параметров для всех рассмотренных моделей, а в табл. 2—более подробные данные для моделей М2, М4, М5 и М6. В табл. 2а приведены значения τ_2 и

r_{2p}/r_{2s} лишь при $z < 1100$, поскольку при $z > 1100$ мензеловские множители $b_{2s} = b_{2p} = 1$. На рис. 2а приведены графики зависимости степени ионизации от красного смещения согласно решению системы (23) и (26) и по формуле Саха. Для модели М3 дан также график зависимости $y(z)$, рассчитанной без учета выхода фотонов $Lu\alpha$ из процесса рассеяний вследствие космологического расширения. В моделях М1 и М2 выход фотонов $Lu\alpha$ практически не влияет на степень ионизации: для модели М1 его вклад меньше 3% при $z > 600$, а для модели М2—меньше 4.5% при $z > 700$.

Таблица 2а

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ М2, М4, М5 И М6

z	М2		М4		М5		М6	
	r_{2s}	r_{2p}/r_{2s}	r_{2s}	r_{2p}/r_{2s}	r_{2s}	r_{2p}/r_{2s}	r_{2s}	r_{2p}/r_{2s}
1100	4.35+5	1	5.81+5	1	5.73+5	1.00	5.72+5	1.00
1000	1.53+6	1.00	2.18+6	1.00	2.08+6	1.00	2.05+6	1.00
900	6.50+6	1.00	8.61+6	1.00	8.53+6	1.00	8.30+6	1.00
800	2.18+7	1.00	2.42+7	1.00	2.40+7	1.00	2.16+7	1.00
700	2.90+7	1.01	2.8+7	1.01	2.84+7	1.01	2.41+7	1.01
600	2.54+7	1.06	2.40+7	1.09	2.40+7	1.08	1.95+7	1.08
500	1.88+7	1.86	1.75+7	2.24	1.67+7	2.16	1.15+7	1.96
440	9.07+6	7.11	8.20+6	10.5	6.64+6	7.88	4.63+6	4.49
400	4.08+6	18.0	3.50+6	21.2	3.52+6	13.7	3.18+6	5.22
350	2.51+6	22.6	2.05+6	37.8	2.60+6	13.8	2.57+6	4.69
300	1.72+6	17.7	1.35+6	27.3	1.91+6	10.6	1.89+6	3.56
200	8.18+5	9.13	5.94+5	14.4	9.84+5	5.53	9.84+5	1.90
100	2.55+5	2.74	1.75+5	3.86	3.31+5	1.73	3.31+5	0.627
60	1.04+5	1.04	6.93+4	1.34	1.35+5	0.692	1.36+5	0.267
20	1.40+4	9.34-2	9.15+3	7.97-2	1.92+4	7.59-2	1.93+4	3.61-2
0	36.2	2.05-6	23.4	8.66-7	50.0	3.78-6	50.4	3.83-6

Результаты наших расчетов и результаты численных расчетов Джонса и Вайзе [5] приведены на рис. 2б. Для модели М4 между ними имеется хорошее согласие, а для модели М6 результаты из [5] хорошо «ложатся» на нашу кривую, но построенную без учета выхода фотонов $Lu\alpha$.

Сравнение точных зависимостей $y(z)$ с рассчитанными по приближенным формулам Сюняева и Зельдовича [3], Зельдовича и др. [2],

Заботина и Насельского [4], Джонса и Вайзе [5] приведено на рис. 3. Согласно рис. 2 для моделей M1 и M2 при $z > 1000$ степень ионизации не сильно отличается от равновесной, т. е. наряду с двухфотонными «распадами» состояния $2s$ существенную роль играют и обратные пере-

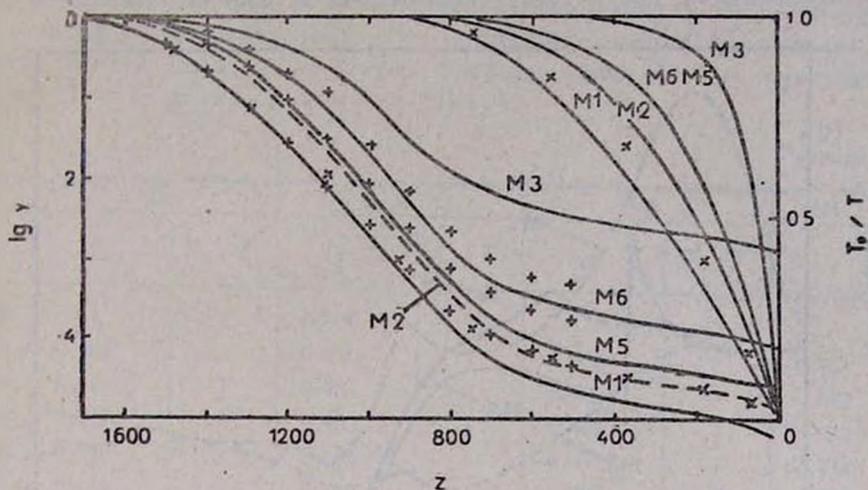


Рис. 1. Зависимости $\lg y(z)$ и $\tau(z) = T_0/T$: линии—согласно настоящей работе (указаны номера моделей по табл. 1), косые крестики—согласно [1] для модел M1; прямые крестики—согласно [5] для моделей M4, M5 и M6.

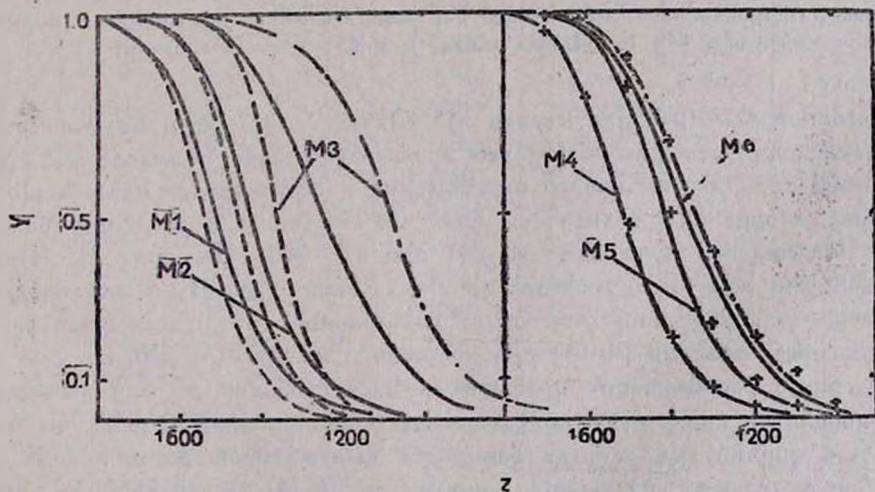


Рис. 2. Зависимости $y(z)$: сплошные линии—согласно настоящей работе; штриховые—по формуле Саха; штрихпунктирные—по нашим расчетам, но без учета выхода фотонов $Ly\alpha$; крестики—согласно [5].

ходы—с поглощением двух фотонов фонового чернотельного излучения, которые в [3] и в [4] не учитывались. Этим и объясняется существенное отличие от точных результатов для модели М1 при $z > 1000$. В [5] было предложено другое (более точное, чем в [3]) приближенное решение. Как видно на рис. 3, оно действительно не сильно отличается от

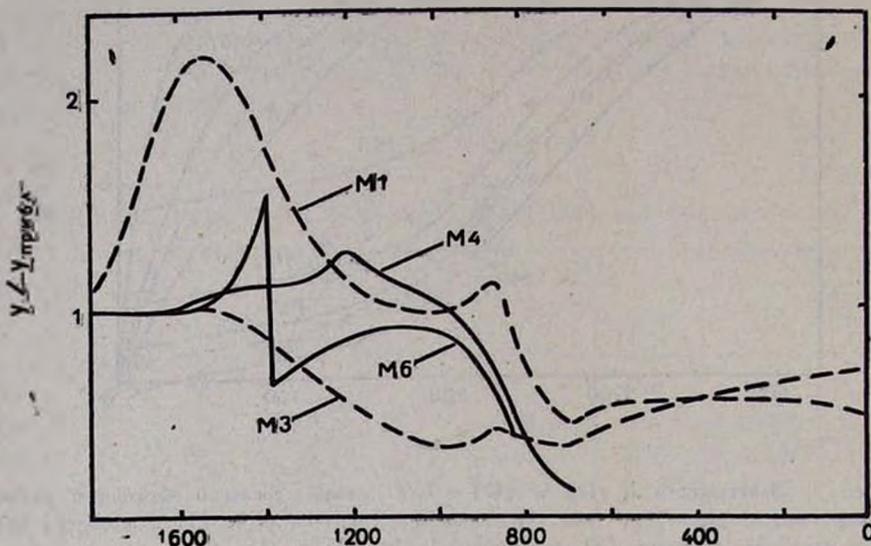


Рис. 3. Отношения точных значений y к вычисленным по приближенным формулам, приведенным в [4] (штриховая линия) и в [5] (сплошная линия).

точного при $z > 1000$ для модели М1. Однако для модели М6 точность приближенного решения из [5] уже значительно ниже. В модели М3 при $z > 1600$ роль двухфотонного возбуждения в состоянии $2s$ мала, а роль выхода фотонов $Ly\alpha$ велика (см. рис. 2). Последнее и объясняет большую погрешность решения из [4] при $z > 900$ (см. рис. 3). При $z < 900$ для всех шести моделей начинает также сказываться отклонение населенностей состояний $2s$ и $2p$ от равновесных. Что же касается различий с результатами [1—4] при достаточно малых z (< 320 , см. рис. 1 и 3), когда рекомбинация практически идет свободно, то они вызваны и недооценкой суммарного коэффициента рекомбинации, который вычислялся в упомянутых работах без учета вынужденной рекомбинации в поле чернотельного излучения, причем в [2—4] предполагалось, что «отрыв» излучения от вещества происходит при $z = 150$, тогда как на самом деле (для модели М1) он происходит гораздо раньше (см. рис. 1).

Для сравнения нами были проведены также расчеты в предположении, что отдачи нет, т. е. $\rho = 0$, $i(-\infty) = 1$. Оказалось, что отдача практически не влияет ни на кинетику рекомбинации, т. е. на $y(z)$ и $\tau(z)$, ни на крупномасштабный спектр $I(\nu)$ рекомбинационного излучения в линии $Ly\alpha$ (см. в следующем разделе формулу (37)). Влияние отдачи на y составляет менее 1%, на $\lg I(\nu)$ —менее 0.4%. Отдача заметно влияет лишь на локальный профиль линии $Ly\alpha$ в современную эпоху ($z = 0$) в окрестности $\lambda = 1216 \text{ \AA}$.

Таблица 26

z	M2		M4		M5		M6
	y	T_e/T	y	T_e/T	y	T_e/T	y
1800	—	1	0.990	1	—	1	—
1700	0.992	1	0.950	1	0.994	1	0.994
1600	0.949	1	0.784	1	0.967	1	0.962
1500	0.766	1	0.465	1	0.802	1	0.842
1400	0.429	1	0.201	1	0.479	1	0.614
1300	0.176	1	7.41-2	1	0.208	1	0.362
1200	6.28-2	1	2.58-2	1	7.71-2	1	0.174
1100	2.06-2	1	8.40-3	1	2.56-2	1	6.71-2
1000	5.95-3	1	2.39-3	1	7.34-3	1	2.04-2
900	1.43-3	1	5.73-4	1	1.76-3	1	5.00-3
800	3.29-4	1	1.40-4	0.968	4.39-4	1	1.29-3
700	1.17-4	0.969	5.46-5	0.917	1.78-4	0.985	5.37-4
600	6.48-5	0.930	3.13-5	0.844	1.05-4	0.965	3.22-4
500	4.38-5	0.871	2.12-5	0.752	7.35-5	0.932	2.27-4
400	3.32-5	0.784	1.60-5	0.639	5.73-5	0.875	1.77-4
300	2.69-5	0.661	1.29-5	0.507	4.75-5	0.779	1.47-4
200	2.25-5	0.493	1.07-5	0.356	4.05-5	0.621	1.25-4
100	1.85-5	0.272	8.66-6	0.186	3.41-5	0.368	1.06-4
60	1.67-5	0.169	7.80-6	0.113	3.14-5	0.234	9.68-5
20	1.44-5	5.95-2	6.76-6	3.93-2	2.78-5	8.37-2	8.49-5
0	1.25-5	2.85-3	5.79-6	1.88-3	2.54-5	4.01-3	7.45-5

В конце этого раздела отметим некоторые законы подобия в рассматриваемой задаче. Речь идет о зависимости решений систем (23) и (26) от параметров H_0 , Ω и Ω_H . Согласно (28) и (30) при $z \gg 1/\Omega$ решения зависят лишь от двух комбинаций этих трех параметров: $h_0 \sqrt{\Omega}$ и $h_0^2 \Omega_H$. Кроме того, при $1/\Omega \ll z \ll 1000$ справедлив и такой закон подобия:

$$y(z, T_0, h_0 \sqrt{\Omega}, h_0^2 \Omega_H) = h_0 \sqrt{\Omega} y(z, T_0, 1, h_0^2 \Omega_H), \quad (32)$$

$$\tau(z, T_0, h_0 \sqrt{\Omega}, h_0^2 \Omega_H) = \tau(z, T_0, 1, h_0^2 \Omega_H). \quad (33)$$

Он был обнаружен из сравнения результатов численных расчетов для моделей М5 и М6 при $h_0 = 4/3$ и проверен на модели с $h_0 = 2/3$. Соотношения (32) и (33) вытекают и из уравнений (23) и (26) и справедливы тогда, когда двухфотонное возбуждение атомов водорода из состояния $1s$ в состояние $2s$ играет малую роль, а роль выхода фотонов $Ly\alpha$ либо мала с самого начала, либо рекомбинация через состояние $2p$ уже идет беспрепятственно. В последнем случае величина r_{2p} в правой части (23) пропорциональна $1/\gamma$ согласно последнему уравнению в (24) при $l = p$. Отсюда, используя (13), получаем $r_{2p} \propto (1 - y) N/H$. В итоге правая часть уравнения (23) оказывается пропорциональной параметру $p_1 = \sqrt{\Omega}/(h_0 \Omega_H)$. Если сделать замены

$$y = p_1 p_2^{1/4} u(z, t_0, p_2), \quad \tau = v(p_2 z, t_0, p_2), \quad (34)$$

где

$$p_1 = \sqrt{\Omega} t_0 / (h_0 \Omega_H), \quad p_2 = t_0^{3/2} (h_0^2 \Omega_H)^{-1/2}, \quad t_0 = T_0 / 2.7 \text{ К}, \quad (35)$$

то можно убедиться, используя полученные численные решения, что u и v слабо зависят от параметров t_0 и p_2 в области $z < 600$. Приведем еще приближенные формулы

$$y = 0.83 \cdot 10^{-5} p_1 p_2^{1/4} / (1 - 3.12 \cdot 10^{-2} p_2^{-1/4} \sqrt{z}), \quad \tau = 0.23 \cdot 10^{-2} p_2 (z + 1), \quad (36)$$

которые дают y и τ с ошибками менее 10% при $z < 400$ и $z < 100$ (< 60 для модели М3) соответственно.

Масштабный фактор p_1 (см. формулу (35)), характеризует также и влияние выхода фотонов $Ly\alpha$ на кинетику рекомбинации, поскольку согласно (13) и (19) вероятность выхода $\beta \propto p_1$. Для моделей М4, М1 и М2 соответственно $p_1 = 0.75, 0.77$ и 1.36 , а для моделей М5, М6 и М3 — $p_1 = 2.37, 7.5$ и 113 . Таким образом, на стадиях рекомбинации при $z < 800$ решения целесообразно классифицировать по величине параметра p_1 . На важность параметра $\psi = 1/p_1$ обращалось внимание и в [10]. Этот параметр появляется и в [5].

4. Спектр рекомбинационного излучения в линии $Ly\alpha$. Профиль линии $Ly\alpha$, даваемый формулой (14) при значениях параметров при $z = 0$, формируется в современную эпоху и характеризует мелкомасштабное распределение энергии в районе $\lambda = 1216 \text{ \AA}$. С длинноволновой стороны от этого профиля должно «находиться» излучение в линии $Ly\alpha$, испущенное в предыдущие эпохи ($z > 0$) и регистрируемое нами в настоящий

момент времени. Оно образует крупномасштабный спектр рекомбинационного $Ly\alpha$ -излучения. Излучение на частоте ν в этом спектре возникает ранее при $z = \nu_{12}/\nu - 1$ в длинноволновом крыле соответствующего локального (мелкомасштабного) профиля линии $Ly\alpha$ (на крупномасштабной частоте ν_{12}) и затем свободно распространяется в расширяющейся среде без рассеяний по пути, так что $I(\nu) = (\nu/\nu_{12})^3 I(-\infty)$ и согласно (14)

$$I(\nu) = (2h\nu^3/c^2)(r_{2p}/r_1) i(-\infty), \quad (37)$$

где все величины, зависящие от z , вычисляются при $z = \nu_{12}/\nu - 1$. На рис. 4 приведены спектры для моделей М3, М4 и М6, рассчитанные по формуле (37). На больших длинах волн (малые частоты ν) все они переходят в планковский спектр, поскольку при соответствующих больших z степень ионизации и населенности—равновесные, а $i(-\infty) \sim 1$.

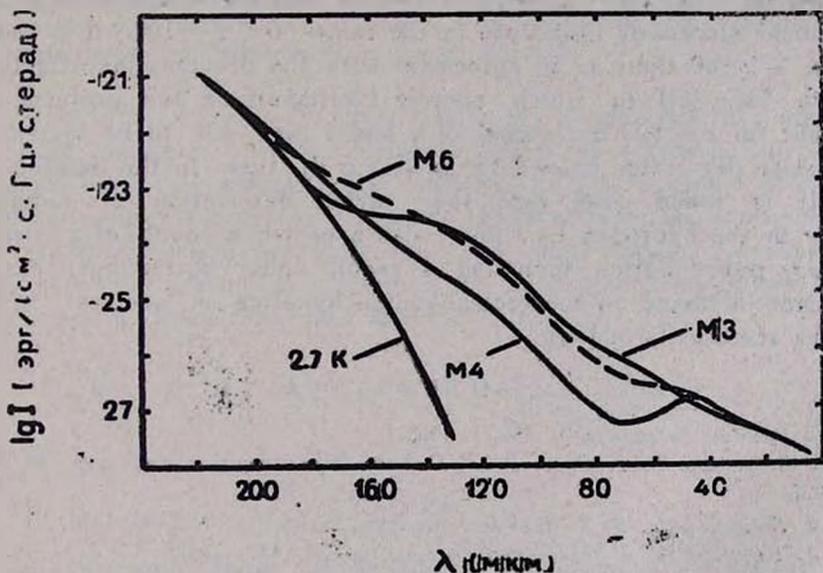


Рис. 4. Спектры рекомбинационного излучения в линии $Ly\alpha$ в современную эпоху. Приведен также планковский спектр при $T=2.7$ К.

5. **Заключение.** В настоящей работе показано, что более аккуратное описание кинетики рекомбинации с использованием уравнений статистического равновесия приводит к меньшим (примерно в 2 раза) предельным значениям степени ионизации и к меньшим температурам газа по сравнению с предыдущими исследованиями [1, 2, 4, 5]. Найдено также, что более детальное описание переноса излучения в линии $Ly\alpha$ (ЧПЧ

в диффузионном приближении с учетом отдачи вместо ППЧ) практически не влияет на кинетику рекомбинации.

Ленинградский государственный университет

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

THE HYDROGEN RECOMBINATION IN THE EXPANDING UNIVERSE

S. I. GRACHEV, V. K. DUBROVICH

A fractional electron density $y = N_e / N$ and an electron temperature T_e in the expanding Universe are calculated as functions of a redshift z ($0 < z < 1800$) by means of combined numerical solutions of statistical equilibrium equations (for hydrogen atoms) and energy equation for different values of the Hubble constant and cosmological density parameters Ω and Ω_H . Approximate analytical expressions are obtained for $y(z)$ and $\tau(z) = T_e / T$ (where T is the temperature of the background blackbody radiation) in the range $0 < z < 100$. It is shown that for $z > 900$ there is an agreement with the previous investigations ([1], [2], [4], [5]) in which simpler treatments of the problem are used, but for $z < 900$ our values of y and τ turn out to be systematically lesser (by factor of ~ 2 for y at $z = 0$) than in the pointed papers. It is found also that the strict description of radiation transfer in the hydrogen Ly α line (with a proper account of a partial frequency redistribution including a recoil under scatterings) has no significant influence on the recombination kinetics in contrast to the previous statements in [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. P. J. Peebles, *Astrophys. J.*, 153, 1, 1968.
- 2 Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 55, 273, 1968.
3. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astrophys. Space Sci.*, 7, 3, 20, 1970.
4. Н. А. Забогин, П. Д. Насельский *Астрон. ж.*, 59, 447, 1982.
5. B. J. T. Jones, R. F. G. Wyse, *Astron. and Astrophys.*, 149, 144, 1985.
6. T. Matsuda, H. Sato, H. Takeda, *Progr. Theor. Phys.*, 46, 416, 1971.
7. S. A. Bonometto, A. Caldarà, F. Lucchin, *Astron. and Astrophys.*, 126, 377, 1983.
8. M. L. Wilson, J. Silk, *Astrophys. J.*, 243, 14, 1981.
9. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.*, 248, 885, 1981.
10. J. H. Krolk, *Astrophys. J.*, 338, 594, 1989.
11. С. И. Грачев, *Астрофизика*, 30, 347, 1989.
12. J. P. Harrington, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 162, 43, 1973.
13. М. М. Баско, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 75, 1278, 1978.
14. Н. Н. Чузай, *Астрофизика*, 26, 89, 1987.
15. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
16. A. Burgess, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 118, 477, 1958.

УДК: 52:531.51

О ФОРМУЛЕ ТОЛМЕНА В СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНЫХ ТЕОРИЯХ ГРАВИТАЦИИ

М. Р. АВАКЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН

Поступила 14 февраля 1991

Принята к печати 13 марта 1991

В рамках скалярно-тензорных и скалярно-тензорно-биметрических теорий гравитации полная масса вещества и постоянного гравитационного поля выражена в виде интеграла только по пространству, завязаному материей.

1. В ОТО формула Толмена выражает полную энергию постоянно-гравитационного поля и тяготеющих масс через интеграл от тензора энергии—импульса вещества (см., например, [1]). В данной работе аналогичная формула выведена в рамках скалярно-тензорных теорий с нулевой космологической функцией связи. В этих теориях гравитационное поле наряду с метрическим тензором g_{ik} характеризуется также скалярным полем φ . Уравнения поля имеют вид [2]

$$\varphi R_i^k = T_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k T + \varphi_{;i}^k + \frac{1}{2} \delta_i^k \varphi_{;n}^n + \frac{\zeta(\varphi)}{\varphi} \varphi_{;i} \varphi^{;k}, \quad (1a)$$

$$\varphi_{;n}^n = \frac{T - \zeta'(\varphi) \varphi_{;n} \varphi^{;n}}{3 + 2\zeta(\varphi)}, \quad (1b)$$

где R_{ik} — тензор Риччи пространства — времени; T_{ik} — тензор энергии — импульса гравитирующих масс; $\varphi_{;i} = \partial\varphi/\partial x^i$; $\varphi^{;n} = g^{nm} \varphi_{;m}$ и, наконец, $\zeta(\varphi)$ — априори заданная функция связи; $\zeta'(\varphi) = \partial\zeta/\partial\varphi$. Например, в известной теории Йордана-Бранса-Дикке [3—8] $\zeta(\varphi) = \text{const}$.

Нетрудно доказать равенство

$$\varphi R_0^0 - \varphi_{;0}^0 = (\sqrt{-g} \varphi g^{0i} \Gamma_{i0}^a)_{;a} / \sqrt{-g} \quad (2)$$

для постоянного гравитационного поля, когда g_{ik} и φ не зависят от времени. Здесь и далее греческие индексы пробегают значения 1, 2, 3; а

Γ_{kl}^i — символы Кристоффеля, соответствующие метрическому тензору g_{ik} . В силу (2) $\frac{0}{0}$ — компонента уравнения (1а) сводится к соотношению

$$\left[\sqrt{-g} (\varphi g^{0i} \Gamma_{i0}^{\alpha} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \varphi_{,\beta}) \right]_{, \alpha} = \sqrt{-g} (T_0^0 - \frac{1}{2} T). \quad (3)$$

Интегрируя его по достаточно большому объему V и применяя теорему Гаусса, находим

$$\int_{\partial V} \sqrt{-g} (\varphi g^{0i} \Gamma_{i0}^{\alpha} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \varphi_{,\beta}) dS_{\alpha} = \int_V (T_0^0 - \frac{1}{2} T) \sqrt{-g} d^3 x, \quad (4)$$

где dS_{α} — элемент поверхности ∂V . На больших расстояниях от системы [1, 2, 7, 8].

$$g_{00} = 1 - 2G_0 \frac{M}{r} + \dots, \quad \varphi = \varphi_0 (1 + 2G_0 \frac{M_s}{r} + \dots), \quad (5)$$

r — расстояние от гравитирующих масс, G_0 — ньютоновская гравитационная постоянная, скорость света $c=1$, M — тяготеющая масса, M_s — «скалярная масса» (см. [9]), а φ_0 определяется равенством

$$\frac{2 + \zeta_0}{3 + 2\zeta_0} = 4\pi G_0 \varphi_0, \quad \zeta_0 = \zeta(\varphi_0). \quad (6)$$

Подставив (5) в левую часть (4), находим

$$M - M_s = \frac{1}{4\pi G_0 \varphi_0} \int (T_0^0 - \frac{1}{2} T) \sqrt{-g} d^3 x. \quad (7)$$

Таким образом, остается вычислить M_s . Преобразуя (1б) к виду

$$(\sqrt{-g} |3 + 2\zeta| \varphi_{,n})_{,n} = b T \sqrt{-g}, \quad b = \frac{\sqrt{|3 + 2\zeta|}}{3 + 2\zeta}, \quad (8)$$

аналогично выводу (7) убеждаемся, что

$$M_s = \frac{1}{4 + 2\zeta_0} \int \frac{b}{b_0} T \sqrt{-g} d^3 x, \quad b_0 = b(\varphi_0). \quad (9)$$

Следовательно верна формула

$$M = \frac{1}{8\pi G_0 \varphi_0} \int [2T_0^0 + \left(\frac{b}{\sqrt{|3 + 2\zeta_0|}} - 1 \right) T] \sqrt{-g} d^3 x, \quad (10)$$

являющаяся аналогом формулы Толмена

$$M = \int (T_0^0 - T_2^2) \sqrt{-g} d^3 x. \quad (11)$$

(10) переходит в (11) при $\zeta \rightarrow \infty$, так как в этом случае скалярно-тензорные теории переходят в ОТО [6]. Когда же $\zeta = \text{const}$ (теория Йордана-Бранса-Дикке)

$$M_s = \frac{1}{4 + 2\zeta} \int T \sqrt{-g} d^3x, \quad M = \int (T_0^0 - \frac{1 + \zeta}{2 + \zeta} T_s) \sqrt{-g} d^3x. \quad (12)$$

Второе из этих равенств было выведено в [10, 11] для случая сферически-симметрического гравитационного поля.

2. В [10—12] был предложен класс скалярно-тензорно-биметрических теорий (СТБТ), в которых наряду с g_{ik} и φ фигурирует также плоская фоновая метрика γ_{ik} . Уравнения поля имеют вид [12]

$$\varphi R_{ik} + \varphi_{,n} \bar{\Gamma}_{ik}^n - \varphi_{,(i} \bar{\Gamma}_{k)n}^n - \frac{\zeta(\varphi)}{\varphi} \varphi_{,i} \varphi_{,k} = T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T, \quad (13a)$$

$$2\zeta \varphi_{;n}^n + \left(\zeta' - \frac{\zeta}{\varphi} \right) \varphi_{,n} \varphi^{,n} + \varphi g^{ik} \left(\bar{\Gamma}_{in}^l \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^l \bar{\Gamma}_{ln}^n \right) = 0, \quad (13b)$$

где $\bar{\Gamma}_{ik}^l = \Gamma_{ik}^l - \tilde{\Gamma}_{ik}^l$ — тензор аффинной деформации, $\tilde{\Gamma}_{ik}^l$ — символы Кристоффеля, соответствующие метрике γ_{ik} , а вятые в круглые скобки индексы i, k означают симметризацию соответствующего выражения. Для постоянного гравитационного поля из (13a) следует соотношение

$$\int_{\partial V} \sqrt{-g} \varphi g^{0i} \Gamma_{i0}^a dS_a = \int_V \left(T_0^0 - \frac{1}{2} T \right) \sqrt{-g} d^3x \quad (14)$$

(ср. с (4)) в системе координат с $\tilde{\Gamma}_{i0}^a = 0$. Такие координаты получают-ся преобразованием

$$t = \bar{t}, \quad x^a = f^a(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) \quad (15)$$

(f^a произвольные функции) из координат, соответствующих интервалу

$$ds_0^2 = \bar{\gamma}_{ik} d\bar{x}^i d\bar{x}^k = \frac{1}{c_0} d\bar{t}^2 - \frac{1}{c_1} (d\bar{x}^2 + d\bar{y}^2 + d\bar{z}^2), \quad (16)$$

поскольку в этом случае $\tilde{\Gamma}_{i0}^a$ преобразуются как компоненты тензора; c_0, c_1 — космологические коэффициенты связи [2]. Подставив в (14) разложение (5) и учитывая соотношение

$$\varphi_0 = 1/8\pi G_0 \quad (17)$$

справедливое в СТБТ [10—12], для тяготеющей массы получим (11). Следовательно в СТБТ формула Толмена имеет тот же вид, что и в

ОТО. Для случая сферически-симметрического гравитационного поля и $\zeta = \text{const}$ этот результат был получен в [10, 11].

В случае $\zeta(\varphi) = \text{const}$ из (13) следует уравнение [10]

$$\{V\sqrt{-g}[2\zeta\varphi_{,n} - \varphi(g^{ik}\bar{\Gamma}_{ik}^n - g^{ni}\bar{\Gamma}_{ik}^k)]\}_{,n} = V\sqrt{-g}T, \quad (18)$$

которое по аналогии с (8) позволяет определить M_0 . Для этого кроме (5) необходимо иметь также соответствующее разложение для $g_{\alpha\beta}$. В системе координат (16) из общих соображений имеем

$$g_{\alpha\beta} = -\delta_{\alpha\beta} \left(1 + 2G_0 \frac{M_1}{r}\right) + 2G_0 \frac{M_2}{r} n_\alpha n_\beta + \dots, \quad (19)$$

где $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, M_1 и M_2 — некоторые постоянные с размерностью массы, а $n_\alpha = x^\alpha/r$ (здесь и далее черту над x^α мы опускаем). После этого из пространственной части (13а), в первом исчезающем порядке по $g_{\alpha\beta}$ находим

$$M_1 = M + M_2. \quad (20)$$

Наконец, из уравнения [13, 14]

$$\left(\varphi_{,n} \bar{g}_{i,k}^{in} - \varphi_{,k} \bar{g}_{i,n}^{in}\right)_{|i} = 0, \quad (21)$$

которое является следствием (13), определяем $M_2 = 0$. В (21) вертикальная черта означает ковариантное дифференцирование по отношению к метрике γ_{ik} (совпадает с частной производной в случае (16)).

$\bar{g}_{ik} = g_{ik}V\sqrt{-g}$. Таким образом,

$$g_{\alpha\beta} = -\delta_{\alpha\beta} \left(1 + 2G_0 \frac{M}{r}\right) + \dots \quad (22)$$

на больших расстояниях от гравитирующих масс. Теперь остается проинтегрировать (18) по объему V с учетом (5) и (22). В результате

$$M + 2\kappa M_2 = \int V\sqrt{-g} T d^3x \quad (23)$$

и поэтому

$$M_2 = \frac{1}{\zeta} \int T_\alpha^\alpha V\sqrt{-g} d^3x. \quad (24)$$

В [10, 11] формула для $\zeta M_0/M$ была выведена в случае сферически-симметрического гравитационного поля.

3. Формула Толмена (11) применима для класса метрик с $g_{00}(r) \rightarrow 1$ при $r \rightarrow \infty$, и поэтому не инвариантна относительно преобразования времени

$$t \rightarrow st, \quad (25)$$

где s —некоторая постоянная. Однако простой модификацией выкладок в рамках ОТО можно вывести модифицированную формулу

$$M = \frac{1}{\sqrt{g_{00}(\infty)}} \int (T_0^0 - T_a^a) \sqrt{-g} d^3x, \quad (26)$$

совместимую с преобразованием (25). В [15] получено соответствующее выражение в частном случае сферически-симметрического гравитационного поля с интервалом

$$ds^2 = e^{\nu(r)} dt^2 - e^{\lambda(r)} dr^2 - r^2 d\Omega^2 \quad (27)$$

и калибровкой

$$\nu(\infty) = \nu(a) + \lambda(a), \quad (28)$$

a —радиус небесного тела.

В вышеприведенных формулах для M и M_g скалярно-тензорных теорий и СТБТ также следует добавить множитель $1/\sqrt{g_{00}(\infty)}$ аналогично (26).

Ереванский государственный
университет

Институт прикладных проблем
физики АН Армении

ON TOLMAN MASS FORMULA IN THE SCALAR-TENSOR THEORIES OF GRAVITATION

M. R. AVAKIAN, L. SH. GRIGORIAN, A. A. SAHARIAN

In the framework of scalar-tensor and scalar-tensor-bimetric theories of gravitation the total mass of the matter and of the constant gravitational field is expressed in the form of an integral over the volume occupied by the matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
2. К. Уилл, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М., 1985.
3. P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, Friedr. Vieweg and Sohn, 1955.
4. P. Jordan, *Z. Phys.*, 157, 112, 1959.
5. C. Brans, R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
6. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
7. С. Вайнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
8. Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, Гравитация, Мир, М., 1977.
9. S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.*, 25, 167, 1972.
10. Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, *Астрофизика*, 31, 359, 1989.
11. L. Sh. Grigorian, A. A. Saharian, *Astrophys. and Space Sci.*, 167, 271, 1990.
12. А. А. Саарян, Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 32, 491, 1990.
13. А. А. Саарян, Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 33, 107, 1990.
14. L. Sh. Grigorian, A. A. Saharian, *Astrophys. and Space Sci.* 180,39, 1991.
15. J. Devitt, P. S. Florides, *Gen. Rel. Grav.*, 21, 585, 1989.

ПЯТНА И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА ЗВЕЗДАХ ПОЗДНИХ ТИПОВ

П. Ф. ЧУГАЙНОВ

Поступила 23 января 1991

В последние 20 лет были предприняты большие усилия, чтобы найти пятна и магнитные поля на звездах спектральных типов F—G—K, которые были известны как звезды с эмиссионными линиями H и K в их спектрах. В этом обзоре представлены результаты по угловым скоростям вращения звезд, размерам и расположению пятен, циклам активности. Наиболее важными достижениями являются соотношение активность—вращение и теория α — ω динамо.

1. *Введение.* В 1970-х годах началось широкое исследование звезд поздних типов, у которых были обнаружены периодические изменения блеска небольшой амплитуды от нескольких сотых до 0.1^m — 0.2^m в широкополосной системе *UBV*. Эти изменения были объяснены наличием пятен на поверхности звезды, занимающих до 40—50% поверхности звезды и имеющих температуру более низкую, чем незапятнанная часть поверхности.

Исторически для пятнистых звезд поздних типов предлагались два названия: звезды типа BY Dga и звезды типа RS CVn. Оба этих прототипа являются спектрально-двойными звездами. Предлагалось [1] считать активные спектральнодвойные компоненты которых типов K—M главной последовательности, звездами типа BY Dga, а те из них, компоненты которых типов F—M субгиганты или гиганты, звездами типа RS CVn. Однако в литературе можно встретить обозначения типов BY Dga и RS CVn, применяемые к одиночным звездам, или обозначение типа BY Dga, применяемое к звездам типа G. Часто одну и ту же звезду относят к типу BY Dga и RS CVn. Кроме того, были открыты пятнистые звезды до главной последовательности, и если их отнести к одному из этих типов, то возникнут дальнейшие противоречия. Мы в этом обзоре не употребляем эти обозначения типов, чтобы не поддерживать указанные расхождения.

В настоящее время известно более 200 пятнистых звезд типов F—M: 176 звезд поля, из них 50 одиночных звезд, и 126 двойных систем, 37

звезд типа Т Тау и 50 звезд—членов молодых звездных скоплений α Пер, Плеяды и Гиады. Часть из них является звездами главной последовательности и до главной последовательности, другая часть—субгигантами и гигантами. Большинство пятнистых звезд, как одиночных, так и двойных, были ранее известны как звезды с эмиссионными линиями Н и К CaII в спектрах. Эти сведения были дополнены впоследствии данными об H_α—эмиссии, ультрафиолетовых эмиссионных линиях, регистрируемых космическим аппаратом IUE, рентгеновской и радио эмиссией. Все это привело к представлению о звездной активности, которая порождается магнитным полем и одним из проявлений которой являются звездные пятна. Имеются основания считать, что пятнистость, как и вообще активность звезд поздних типов, связана с осевым вращением и конвективными движениями, приводящими в действие механизм магнитного динамо. Мы рассмотрим соответствующие исследования далее в этом обзоре.

Фотометрические наблюдения пятнистых звезд впервые дали возможность определять период осевого вращения. В ряде случаев спектроскопически бывает определена проекция скорости осевого вращения $v \sin i$, и по ней при некоторых предположениях для индивидуальных звезд или статистически для групп звезд может быть тоже определен период вращения. Однако к данным о скоростях вращения пятнистых звезд, выведенным по контурам спектральных линий, следует относиться с осторожностью, т. к. в отдельных случаях и особенно определено для звезды ВУ Дга наблюдения указывают, что расширение линий вызвано не только вращением [2].

Как показано Чугайновым [3], возрасты пятнистых одиночных звезд поздних типов, принадлежащих окрестностям Солнца, в 87% случаев не превышают 10^9 лет, а в 46% случаев возрасты в пределах 10^7 — 10^8 лет. Это вместе с открытием пятнистых звезд среди звезд типа Т Тау дает возможность установить связь звездной активности, неоднородности поверхностной яркости звезд с их молодостью, а также изучить эволюцию углового момента как молодых, так и старых звезд. Однако возрасты пятнистых звезд, являющихся компонентами двойных систем, в общем значительно больше возрастов одиночных пятнистых звезд, что указывает на связь пятнистости и активности с приливными явлениями в двойных системах.

2. *Физические характеристики звездных пятен.* Геометрические размеры звездных пятен и оценки разности температур пятна и фотосферы, составляющей 500—1500 К, получены в основном путем моделирования фотометрических наблюдений [4, 5]. Хотя принято считать, что изменения блеска в оптической области обусловлены наличием темных пятен,

Доррен и Гуинан [6], основываясь на ультрафиолетовых внеатмосферных наблюдениях, показали, что изменения видимого блеска V 711 Тау являются комбинацией вкладов темных пятен и ярких областей (плейдж). Вогт [7] впервые открыл избыточное поглощение полос TiO в спектре II Peg и объяснил его как свидетельство темного, холодного пятна. Впоследствии это было подтверждено Хуенмоердером и др. [8] и было показано, что избыточное поглощение полос TiO возникает в области с температурой, меньшей температуры звезды примерно на 1500 К, и с радиусом 20—40°.

Большие трудности в интерпретации наблюдений связаны с тем, что физические модели звездных пятен остаются пока что довольно неопределенными. Как было отмечено Стемпином [9] и Мулланом [10], темные пятна, по-видимому, порождаются выходом на поверхность звезды магнитной трубки с напряженностью порядка нескольких тысяч Гаусс. Но при этом сразу же возникает вопрос: как изменится полный поток излучения звезды? Предполагается, что связанный с появлением темного пятна «пропавший поток» может выходить как оптическое излучение той части поверхности звезды, которая не занята пятном, или как невидимые альфвеновские волны, энергия которых выделяется в хромосфере и короне. Влияние магнитного поля на поверхности может быть двояким: в зависимости от напряженности поля яркость поверхности может либо увеличиваться, либо уменьшаться. Таким образом, представляется важным не только зарегистрировать фотометрическую волну, свидетельствующую о неоднородности поверхностной яркости, но также наблюдать полный поток излучения звезды. Второй важный вопрос связан со стабильностью распределения неоднородностей поверхностной яркости, поскольку, вероятно, стабильность поддерживается магнитным полем. У пятнистых звезд наблюдается сохранение когерентности колебаний блеска в течение года и более, а также нарушения когерентности за время порядка нескольких недель. Кроме того, наблюдаются изменения формы и амплитуды колебаний, указывающие на неприемлемость предположения об устойчивом существовании только одного пятна или об изменении формы темной области.

Большое число фотовольтрических наблюдений получено для двойной пятнистой звезды II Peg. Считается, что изменения блеска вызваны наличием двух темных пятен на поверхности главного компонента (вторичный не виден) спектрального типа K2 IV—V, вращающегося с периодом, почти равным орбитальному периоду 6.7442^d системы II Peg. Как видно из рис. 1, на котором приведены наблюдения II Peg, выполненные в 1974 г. и 1980 г., второе пятно проявляется либо в асимметрии кривой блеска, либо в появлении второго минимума блеска в течение одного орбитального периода.

На рис. 2 представлены пределы изменения блеска и орбитальные фазы прохождения пятен через меридиан. Интересно, что в течение 15 лет изменялся не только средний блеск звезды, но также и амплитуда блеска, размеры и относительное расположение пятен. Возможно, что главное пятно становилось вторичным и наоборот. С 1979 г. по 1986 г. орбитальные фазы пятен изменялись скачкообразно, так что по крайней мере три раза ведущим по фазе становилось то главное, то вторичное пятно. В эти годы средний блеск достиг минимума, амплитуда

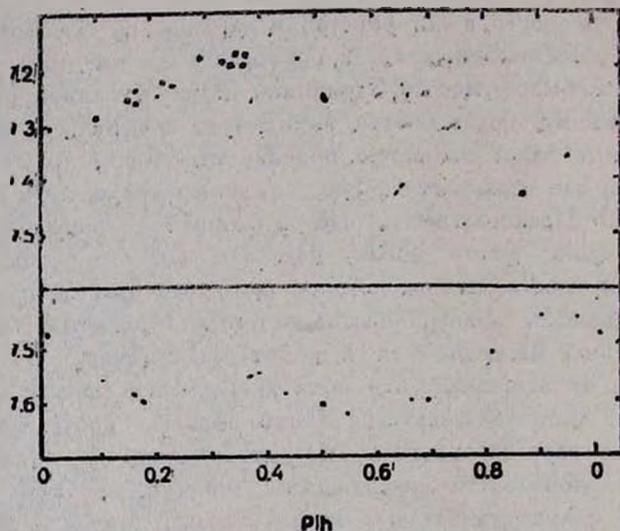


рис. 1

Рис. 1. Зависимости визуального блеска V от орбитальной фазы Ph для II Peg. Верхняя часть—наблюдения Чугайнова [11] в 1974 г., нижняя часть—наблюдения Пос и Итона [5] в 1980 г.

блеска была сравнительно небольшой, в кривых блеска в большинстве случаев были два минимума, мало различающихся по глубине, и мы можем предположить, что два пятна полностью перекрывали всю видимую часть звезды. Отрезок времени с 1986 г. по 1989 г. характеризуется большими амплитудами блеска (за исключением 1987 г.), сравнительно небольшими вторичными минимумами и устойчивым дрейфом орбитальных фаз минимумов. По-видимому, в 1986—1989 гг. около 50% видимой части звезды было покрыто гигантским пятном [21], а вторая половина была мало запятненной, достигался максимум кривой блеска, близкий к наивысшему за 15 лет. Дрейф орбитальных фаз минимумов в 1986—1989 гг. соответствует периоду осевого вращения главного компонента

на 0.02^m меньше орбитального, если считать, что средняя долгота главного пятна на звезде не изменялась. Отметим также, что наблюдения 1986—1989 гг., в отличие от наблюдений других лет указывают, что устойчиво сохранялось различие долгот центров пятен на 180° .

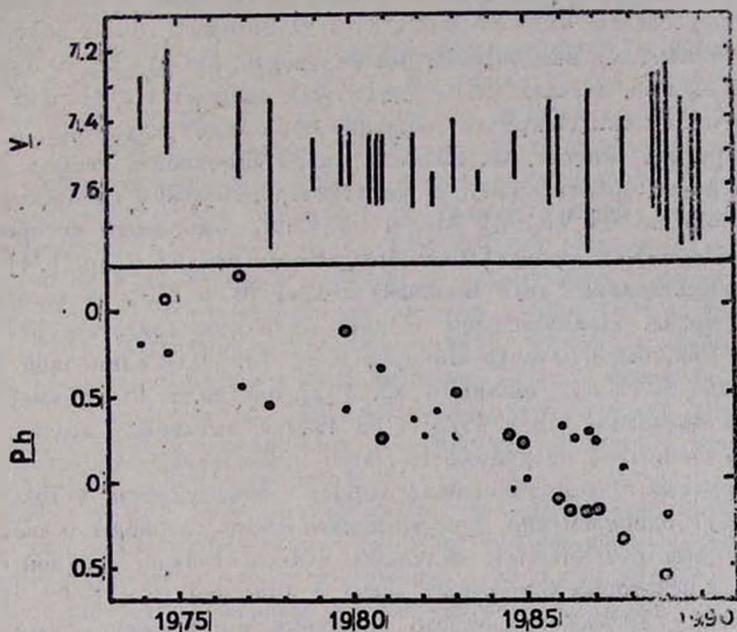


Рис. 2. Изменения визуального блеска и орбитальных фаз пятен у II Peg в 1974—1989 гг. Верхняя часть—пределы блеска V по Кутиспото и Родоно [12]. Нижняя часть—орбитальные фазы Pb главного пятна (темные кружки) и вторичного пятна (светлые кружки) по наблюдениям Чугайнова [11], Ручински [13], Вогта [7], Нейшюнс, Рамзей [14], Равендрана и др. [15], Пое и Итона [5], Мохина и др. [16], Эндрюса и др. [17], Бирна и др. [18], Арсвало и др. [19], Калужны [20], Бирна [21], Бойда и др. [22], Хуенмоердера и др. [8], Каю и др. [23], Казиса и др. [24], Генри [25], Вакжера, Гушняна [26]. Орбитальные фазы вычислены по элементам Ручински [13].

Систематический дрейф орбитальных фаз минимумов и максимумов фотометрической «мигрирующей» волны наблюдается у ряда спектрально-двойных пятнистых звезд, и он в некоторых случаях сопровождается изменением амплитуды волны, скорости смещения волны и среднего блеска звезды [27, 28]. Мигрирующая волна может быть «наступающей» и «отстающей» по орбитальной фазе, асинхронность осевого и орбитального вращения, о которой свидетельствует эта волна, в большинстве случаев мала. Только у двойной системы BY Dra асинхронность большая:

орбитальный период равен 5.975, а фотометрический период изменяется в пределах 3.80^d — 3.90^d [29, 30, 31]. Смещения пятна по долготе на поверхности звезды, вероятно вызываемые дифференциальным вращением, у VY Drg происходят с циклом 5—6 лет и достигают $\pm 290^\circ$ [32].

Понятие «активных долгот» было впервые введено Буссо и др. [33] для двойных систем RU Sps и CQ Aug, у которых были обнаружены циклы в изменении направления мигрирующей волны. Было предположено, что на этих звездах пятно циклически смещается с высоких широт в низкие, на высоких широтах вращение происходит медленнее, а на некоторой средней широте, называемой «коротационной», период осевого вращения равен орбитальному. У короткопериодических пятнистых спектрально-двойных BH Vir, RT And и SV Cam, компоненты которых вращаются синхронно с орбитальным вращением, Зейлик и др. [34] обнаружили существование двух активных долгот 90° и 270° , на которых образуются пятна. Представление о двух активных долготах, различающихся на 180° , было развито Иннисом и др. [35] для одиночной пятнистой звезды AB Dog. Иннис и др. [35] обсудили 18 кривых блеска AB Dog и показали, что с 1978 г. по 1987 г. активные долготы оставались постоянными, но видимость пятен изменялась, что вызывало изменения кривых блеска. Наблюдательные свидетельства того, что на звезде могут одновременно присутствовать пятна, периоды осевого вращения которых различаются, получены для спектрально-двойной σ Gem [36] и для некоторых одиночных звезд с эмиссией H и K Ca II [37]. Для изучения дифференциального вращения пятен очень важным является определение не только долгот, но также и широт пятен; но такие синоптические карты построены лишь для отдельных спектрально-двойных, для которых достаточно уверенно определен угол наклона орбиты к лучу зрения [5, 38, 39].

Оценки относительных изменений угловой скорости вращения $\Delta\Omega/\Omega$ показывают, что дифференциальное вращение у двойных систем, особенно у короткопериодических, меньше, чем у одиночных звезд. По Каталано [27] у двойных систем $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-3}$ — 10^{-2} , а по Балиунас и др. [37] у одиночных активных звезд $\Delta\Omega/\Omega$ в пределах 5—21%. Возможно, что эти оценки являются заниженными из-за того, что они основаны на наблюдаемых изменениях фотометрического периода всей звезды и поэтому представляют собой глобальные эффекты. Для сравнения отметим, что у Солнца $\Delta\Omega/\Omega = 40\%$, а согласно Балиунас и др. [37] при наблюдениях Солнца как звезды глобальный эффект изменения периода вращения в течение цикла активности составлял бы 3%.

Цикличность в образовании пятен и эмиссионных областей может быть установлена по изменениям визуального блеска или потока в эмиссионной линии, усредненным за период вращения, а также фотометриче-

ского периода. Имеющиеся данные пока что довольно противоречивы. Так, Филиппс и Хартманн [40] по фотографическим наблюдениям блеска BY Dga нашли период 50—60 лет. Кутиспото и Родоно [12] по фотовольтрическим наблюдениям BY Dga за 1965—1990 гг. нашли циклические флуктуации среднего блеска с периодом 8.5 лет. Кроме того, как уже упоминалось, по изменениям фотометрического периода BY Dga с 1965 г. по 1981 г. Родоно и др [32] нашли 5—6-летнюю цикличность. По Петтерсену и др. [41] цикличность в изменениях периода BY Dga с 1965 г. по 1990 г. составила 13—14 лет. У спектрально-двойной V 711 Тау 5-летняя цикличность заметна в изменениях блеска [12] и в изменениях фотометрического периода [27]. Можно отметить также спектрально-двойные RU Spc, CQ Aug, RT Lac, AR Lac, у которых найдены цикличности от 4 до 40 лет в изменениях амплитуды и фазы мигрирующей волны [27, 33]. По наблюдениям потоков в линиях H и K Ca II Вилсоном [42], Ваугханом и Престоном [43], Ваугханом [44], Ваугханом и др. [45], обнаружены циклы активности звезд типов F—M от 7 до 14 лет. Мачерони и др. [46] провели статистический анализ циклов различных спектрально-двойных и одиночных активных звезд и определили среднюю длину цикла как 6 лет.

Ланца и др. [47] предположили, что изменения фотометрических периодов пятнистых звезд вызваны тем, что скорость осевого вращения зависит от возраста пятен, причем она у молодых пятен больше, чем у старых. Этот вывод основан на непосредственных наблюдениях движений солнечных пятен. Поскольку во время минимума активности относительное число молодых пятен больше, чем старых, то средняя угловая скорость пятен в минимуме активности может быть больше, чем в максимуме, и таким образом можно объяснить циклические изменения фотометрических периодов звезд, используя аналогию с Солнцем. Наличие больших изменений амплитуды и формы кривой блеска, происходящих иногда всего за один месяц, позволяет предположить, что пятна на звездах обновляются, и связанные с этим изменения фотометрических периодов не обязательно следует считать свидетельством смещения пятен по широте и наличия дифференциального вращения.

3. *Вспышки и рентгеновское излучение.* Наблюдения вспышек и других кратковременных событий у пятнистых звезд в оптической, рентгеновской и ультрафиолетовой областях очень важны для исследования жорон и хромосфер этих звезд. Небольшое число пятнистых звезд одиночных и двойных, компоненты которых спектральных типов главной последовательности от K4 до более поздних, например BY Dga и YZ CM1, давно известны как вспыхивающие звезды. Пятнистые звезды более ранних типов в большинстве не известны как вспыхивающие, вероятно

потому, что у них в видимой и ближней ультрафиолетовой областях контраст вспышек по отношению к спокойному излучению невелик. Однако необходимо рассмотреть те вспышки более ранних звезд, которые наблюдались в последнее время.

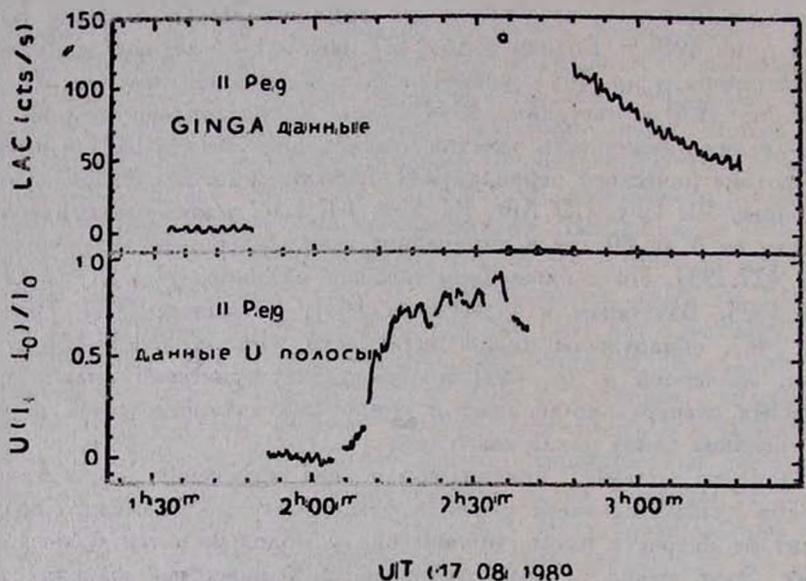


Рис. 3. Рентгеновские (GINGA) и оптические (полоса U) наблюдения вспышки II Peg 17 августа 1989 г. по Дойлу и др. [48].

Дойл и др. [48], Бирн и др. [49] наблюдали рентгеновскую, ультрафиолетовую и оптическую вспышки II Peg, спектральный тип главного компонента которой K2 IV—V. Рентгеновские вспышки наблюдались Тальяферри и др. [50] у звезды типа G5 Ve, Агравалом и Вайдья [51] у пятнистой спектрально-двойной V 711 Тау, в спектре которой видны линии компонентов G5 IV и K1 IV. Жанг и др. [52] сообщили о наблюдениях вспышки V 711 Тау, проводившихся в полосах UBV , в линиях H_α и H_β . Продолжительность этой вспышки составила более четырех часов, ее амплитуды были 0.61^m в U , 0.27^m в B , 0.16^m в V . По показателям цвета вспышечного излучения вспышка V 711 Тау, а также вспышки других пятнистых звезд не отличаются от вспышек звезд типа UV Cet. Следует, однако, отметить, что некоторые вспышки пятнистых звезд отличаются большой длительностью и полной энергией, сложной временной структурой [49, 52, 53]. На рис. 3 приведены наблюдения вспышки II Peg.

Характерная особенность звездных корон—спокойное рентгеновское излучение—известна главным образом для спектрально-двойных звезд [1, 54]. С другой стороны, открытие по наблюдениям обсерваторий Epstein и EXOSAT точечных рентгеновских источников, отождествленных со звездами типов F—M, привело к открытию спектрально-двойных и одиночных пятнистых звезд, неизвестных ранее [50, 55]. Несколько известных пятнистых звезд отождествляется с F—M звездами, для которых Стьюартом и др. [56] было измерено радиоизлучение на частоте 8 ГГц.

4. *Вращение, активность и возрасты пятнистых звезд.* 1) *Звезды типа T Tau.* Сводки определений периодов вращения около 40 пятнистых звезд типа T Tau приведены Буви [57] и Чутайновым [3]. Врба и др. [58, 59] показали, что вращательная модуляция у звезд типа T Tau с сильными эмиссионными линиями вызвана яркими пятнами, а у звезд типа T Tau со слабыми эмиссионными линиями она вызвана темными пятнами. Периоды осевого вращения составляют несколько дней. Буви [57], Дамиани и др. [60] нашли обратную корреляцию между рентгеновской светимостью и периодом вращения. Как видно из рис. 4 по Буви [57], существует общее соотношение между рентгеновской светимостью и скоростью вращения для звезд типа T Tau и других пятнистых звезд. Другие показатели активности—эмиссии в H_{α} , H и K Ca II, h и k Mg II, которые у обычных звезд связаны с излучением хромосферы, согласно Буви [57], у звезд типа T Tau не коррелируют с осевым вращением. Буви [57] объясняет это тем, что у звезд типа T Tau рентгеновское корональное излучение, как и у обычных звезд, вызвано магнитным динамо, а хромосферное излучение звезд типа T Tau с сильными эмиссионными линиями возникает в околосредных дисках, обладающих дополнительным притоком энергии, кроме энергии магнитного динамо. У звезд типа T Tau со слабыми эмиссионными линиями зависимость между хромосферной эмиссией и вращением такая же, как у активных карликов поздних типов.

2) *Одиночные звезды в окрестностях Солнца и в молодых звездных скоплениях.* Как это видно из исследований Паллавичини и др. [61]. Нойеса и др. [62], Марилли и др. [63], Симона и др. [64], пятнистые одиночные звезды карлики окрестностей Солнца удовлетворяют общим корреляциям между эмиссиями хромосферы, переходного слоя и короны и периодом или скоростью вращения для звезд-карликов. В указанные исследования были включены звезды с возрастными от 10^3 лет до $5 \cdot 10^9$ лет и было показано, что эмиссии уменьшаются с уменьшением угловой скорости вращения, а последняя уменьшается с увеличением возраста. Для звезд солнечного типа (F7—G2 главной последовательности) по

Симону и др. [64] период осевого вращения равен 4^d при возрасте 10^8 лет и 22^d при возрасте $4 \cdot 10^9$ лет.

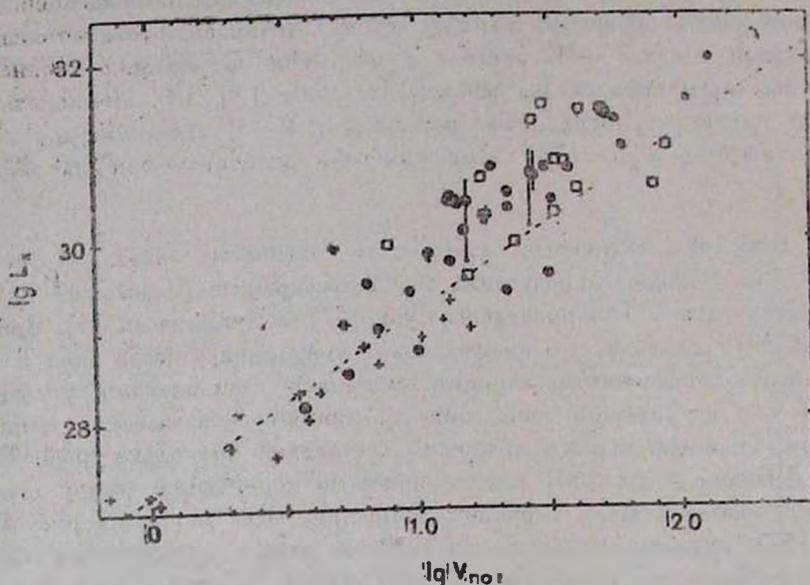


Рис. 4. Зависимость между рентгеновской светимостью L_x и скоростью вращения ν_{rot} по Буви [57] для звезд типа Т Тау (\odot), звезд-карликов поздних типов (+), звезд dKe-dMe (\oplus), систем типа RS CVn (\square).

Как уже отмечалось [3], возрасты 46% пятнистых звезд-карликов окрестностей Солнца (т. е. примерно 20 звезд) не превышают 10^7 — 10^8 лет, и пятнистые звезды такого же возраста обнаружены в скоплениях α Пер и Плеяды [65, 66]. У звезд с возрастaми 10^7 — 10^8 лет Иннисом и др. (1986), Стауффером и др. [66], Ван Лееуеном и др. [67] были открыты замечательные различия фотометрических периодов при почти одинаковых спектральных типах и светимостях. Это интересное явление было интерпретировано как кратковременное закручивание звезды в стадии эволюции, близкой к главной последовательности. Наиболее короткие периоды в звездных скоплениях составляют около 0.2^d . Среди пятнистых звезд окрестностей Солнца наиболее быстро вращаются НК Aqr типа dM 1.5 с периодом 0.43^d , AB Dog типа G8V с периодом 0.51^d и PZ Tel типа K0Vp с периодом 0.94^d . Можно отметить также две одиночные звезды, гиганта или субгиганта: FK Com типа G2 III—IV с периодом 2.4^d и V 1794 Cyg типа G 5 III—IV с периодом 3.34^d . Как показано Чугайновым [3], FK Com и V 1794 Cyg принадлежат к

звездному населению окрестностей Солнца с возрастом 10^7 — 10^8 лет. Их периоды меньше, чем период 4^d звезд солнечного типа с возрастом 10^8 лет [64]. Вероятно, FK Com и V 1794 Cyg являются не проэволюционировавшими звездами, а еще не достигшими главной последовательности.

Как отмечено Чугайновым [3], большинство одиночных пятнистых звезд с периодами 0.2^d — 0.9^d , испытывающих фазу закручивания, имеет спектральные типы G8—K7, а в группе G0—G6 присутствует только одна быстровращающаяся звезда с периодом 0.6^d . У звезд типа T Tau с возрастaми 10^6 — 10^7 лет периоды наиболее быстро вращающихся звезд $\approx 3^d$. Таким образом, у звезд типа T Tau и одиночных звезд поля G0—G6 с возрастом 10^7 — 10^8 лет либо закручивание не происходит, либо закручивание невозможно наблюдать вследствие того, что эти звезды окружены непрозрачными, медленно вращающимися оболочками.

Вилху и Вальтером [68] была выдвинута концепция существования верхнего предела зависимостей рентгеновской эмиссии и других показателей хромосферно-корональной активности от осевого вращения. Основным ее аргументом является ограниченная площадь звездной поверхности. С увеличением вращения увеличивается площадь, занятая активными областями, и достигается точка, где звездная поверхность полностью покрыта активными областями, рентгеновская светимость достигает максимума. Нойесом и др. [62] впервые было предложено рассматривать зависимость показателя активности—эмиссии H и K Ca II не только от периода вращения, но и от спектрального типа звезды. Если эта эмиссия выражена как отношение хромосферного потока к болометрическому, то она коррелирует с числом Россби P/τ_c , где P —наблюдаемый период осевого вращения и τ_c —время конвективного оборота, зависящее от спектрального типа. Зависимости поверхностных потоков, излучаемых хромосферой в линиях Mg II 2800, переходным слоем в линии C IV 1550, короной в рентгене 0.2—4 кэВ, от спектрального типа звезд были рассмотрены Вилху и Вальтером [68], Вилху [69], Вилху и Лински [70], и было показано, что их верхние границы, соответствующие насыщению, определяются быстровращающимися звездами, таким, как G—K звезды поля AB Dor, FK Com и молодых звездных скоплений [71], dMe-карлики окрестностей Солнца.

Между различными исследователями существуют значительные расхождения в методике определения эмиссионных потоков, характеризующих звездную активность, и в выборе эмпирических соотношений активность—вращение. Как отмечено Цвааном [72], следует выражать эмиссии как разности поверхностных плотностей потоков $\Delta F = F - \Phi$, в которых составляющая F —наблюдаемый поток, а составляющая Φ —

часть потока F , зависящая от показателя $(B-V)$. При этом корреляции между различными эмиссиями хромосферы, переходного слоя и короны получаются очень уверенными. Связь ΔF с периодом вращения P оказывается не зависящей от светимости звезды, но зависящей от показателя $(B-V)$ (рис. 5). Выдвигаются, однако, возражения, что эффекты возраста по-разному влияют на зависимость активность—вращение, и поэтому единой такой зависимости не существует [73]. Цваан [72] при обсуждении зависимости активность—вращение отмечал дефициты потоков в хромосферных линиях у карликов К—М. Позднее Дойл и Матиоудакис [74] отметили, что корреляция между потоками в Mg II h, k и в рентгене у dK, dM звезд отсутствует, а у dKe, dMe звезд она есть. По Дойлу и Матиоудакису [74] светимости dKe, dMe звезд в Mg II и рентгене представляют верхнюю границу в группе dKe, dMe, dK, dM звезд, которая зависит от звездных радиусов. Вилху [69] обратил внимание на различия отношения хромосферной и корональной эмиссий особенно активных и мало активных звезд: у последних хромосферная эмиссия относительно сильнее.

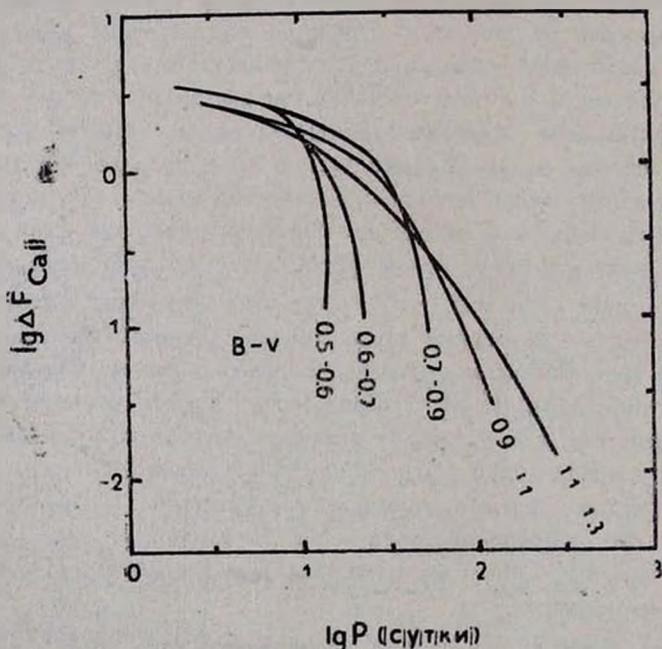


Рис. 5. Зависимость между избыточной плотностью потока ΔF_{CaII} и периодом вращения P для различных показателей $(B-V)$ по Цваану [72].

Остается дискуссионным вопрос о том, каково функциональное соотношение между активностью и вращением. Паллавичини и др. [61]

выразил его как $L_x \sim (v \sin i)^2$, где L_x —светимость в рентгене и $v \sin i$ —проекция скорости вращения звезды. Буви [57] нашел почти такое же соотношение $L_x \sim v^2$, где v —экваториальная скорость вращения (рис. 4). Марилли и Каталано [75] выразили его как $L_x = 5.69 \cdot 10^{29} \cdot 10^{-P/10.43}$, где P —период вращения. Мангенай и Прадери [76] получили степенную зависимость между L_x и числом Россби. Вальтер [77] отметил, что у карликов типов F8—G2 эмпирическая зависимость между L_x и P хотя и может быть представлена степенным законом, но она имеет излом, который, по-видимому, вызван обнаруженным позднее явлением насыщения. Флеминг и др. [78], рассмотрели рентгеновские светимости L_x выборки F—M звезд, включающей карлики и гиганты. Флеминг и др. [78] нашли корреляцию между L_x и проекцией скорости вращения $v \sin i$, однако оказалось, что L_x не коррелирует с проекцией угловой скорости вращения $\Omega \sin i$, и поэтому найденная корреляция, вероятно, является корреляцией L_x с радиусами звезд. Хотя может показаться, что результаты Флеминга и др. [78] противоречат результатам других авторов, связывающих L_x со скоростью или периодом вращения или числом Россби, на самом деле все они могут быть непротиворечивыми, поскольку выбор объектов был сделан по-разному. Вероятно, в других исследованиях, например, у Марилли и Каталано [75], Буви [57] были представлены объекты с различными уровнями активности, а Флеминг и др. [78] рассматривали объекты с высокой рентгеновской светимостью, находящиеся вблизи предела насыщения.

В общем, исследование звездной активности сильно осложнилось после того, как была выяснена важность того, какова эволюционная стадия рассматриваемой группы звезд, что считается показателем и источником энергии активности, и каков уровень насыщения для данной группы. В целом вряд ли можно усомниться в существовании зависимости активность—вращение, но, вероятно, еще многое нужно сделать, чтобы учесть ряд эффектов, влияющих на вид этой зависимости.

3) *Двойные пятнистые звезды.* Различные показатели корональной и хромосферной активности компонентов двойных систем по Буви [57] удовлетворяют зависимости активность—вращение, одинаковой для одиночных и двойных звезд. Каталог Штрассмайера и др. [1] содержит 168 хромосферно-активных спектрально-двойных звезд, из них для 126 установлена принадлежность к пятнистым звездам. Возрасты этих пятнистых звезд, как можно судить по их кинематическим характеристикам, приведенным в каталоге [1], в общем значительно больше возрастов пятнистых одиночных звезд окрестностей Солнца.

У одиночных и двойных звезд, за исключением звезд типа Т Тау, источником активности и пятнистости, вероятно, является взаимодействие осевого вращения и конвекции, приводящее в действие механизм магнитного динамо. У одиночных звезд с этим связана потеря углового момента, а у двойных звезд за счет приливного трения часть орбитального момента переходит в момент вращения звезды, и замедления ее вращения не происходит. Как показано Тассулем [79], Фекелем и Эйттером [80], в двойных системах вследствие приливных явлений происходит синхронизация осевого и орбитального вращений, и по этой причине почти все системы с периодами менее 30^d синхронизованы. Можно предположить, что синхронизация устраняет замедление осевого вращения, происходящее с увеличением возраста у одиночных звезд. Вследствие синхронизации в двойных системах в течение более продолжительного времени поддерживается звездная активность и наличие пятен, которые зависят от осевого вращения.

Однако существует двойная система ВУ Дга с орбитальным периодом 5.97^d , которая не синхронизована (период осевого вращения 3.8^d) и, более того, она имеет эксцентриситет орбиты 0.3. Согласно вычислениям Петтерсена [81] время синхронизации вращения для ВУ Дга $2 \cdot 10^4$ лет, а время округления орбиты $4 \cdot 10^8$ лет. Эти значения противоречат тому, что ВУ Дга принадлежит к населению с возрастом 10^9 — 10^{10} лет по кинематическим характеристикам. Но возможно, что последнее заключение связано с ошибками в определении параллакса и собственного движения. Если все же считать, как считали Вогт и Фекель [82], что ВУ Дга лишь недавно миновала стадию Т Тау, то аномалии ее осевого и орбитального вращений показывают необходимость проверки предположений о процессах, происходящих в молодых двойных системах.

Согласно Вогту и Фекелю [82] эффективные температуры компонентов ВУ Дга 4100 К и 3800 К, их спектральные типы dM0e и dMe, болометрические светимости 6.8 и 7.5. При этих значениях оба компонента оказываются на 0.35^m выше главной последовательности, и их можно считать молодыми объектами, недавно закончившими стадию Т Тау. Спектральные типы компонентов ВУ Дга Вогт и Фекель (1979) определили по красной области спектра, а по линиям в синей области для главного компонента Кинан и Мак Нейл [83] нашли спектральный тип K4 V. Расхождение спектральных типов показывает, что в красной области спектра звезда холоднее, чем в синей, и это подтверждается тем, что эффективная температура главного компонента, полученная в основном по распределению энергии в красной и инфракрасной областях спектра, больше соответствует типу M0, чем типу K4. Возможно, что эти аномалии распределения энергии характерны не только для ВУ Дга, но

и для других пятнистых звезд, и они объясняются наличием темных пятен, как это отметил Ручински [84].

5. *Проблема лития.* У звезд типов G—K—M вследствие наличия протяженных конвективных зон литий должен выгорать в шкале времени порядка 10^6 — 10^9 лет, и поэтому наличие лития в спектрах считается свидетельством молодости этих звезд [85]. Проблема лития состоит главным образом в том, что у сравнительно молодых звезд G—M главной последовательности наблюдается очень большая дисперсия содержания лития, свидетельствующая, что выгорание происходит неодинаково. Такая дисперсия установлена для K-карликов в Плеядах [86]. Представляют интерес несколько K-гигантов поля, у которых обнаружение лития не коррелирует с активностью, оцениваемой по интенсивности эмиссий H и K Ca II. Положение этих богатых литием гигантов на диаграмме ГР таково, что теоретически литий у них должен был полностью выгореть [87].

Кроме пятнистых звезд типа T Тау и K-карликов в Плеядах до 1990 г. было известно 8 пятнистых звезд поля с высоким содержанием лития: BE Cet, VY Ari, V1005 Ori, AB Dor, LQ Hya, ξ Boo A, PZ Tel, V 815 Her, V 478 Lyr. Хотя эта выборка небольшая, она все же дает указание на возможную дисперсию возрастов литиевых звезд: из 8 звезд только 3 имеют возрасты, не превышающие 10^7 — 10^8 лет.

В 1990 г. появились первые сообщения об открытии большого ряда активных звезд поля с высоким содержанием лития. Для исследования Рандик и Паллавичини [88], Паллавичини и др. [89] было выбрано 60 одиночных и спектрально-двойных звезд G—K карликов, субгигантов и гигантов, для которых либо было известно об эмиссиях H и K Ca II, либо была обнаружена или заподозрена фотометрическая волна, свидетельствующая о пятнистости. Сильная линия лития обнаружена у одной трети этих звезд, у другой трети эта линия слаба или отсутствует, и для остальной трети результаты по литию неуверенные, и они не доказывают отсутствия лития. В целом содержание звезд с уверенно обнаруженным или возможным большим обилием лития высокое, и особенно интересно то, что было найдено несколько звезд, у которых обилие лития исключительно велико—выше, чем космическое. Тальяферри и др. [50] исследовали 16 звезд G—K, известных как рентгеновские источники, у 13 из них обнаружили литий. По спектрам, полученным по программе поиска лития, было обнаружено также быстрое вращение звезд по скоростям $\sin i$ 10—15 км/с. Из 20 рентгеновских источников, входивших в программу Тальяферри и др. [50], у 13 были найдены периодические изменения блеска, свидетельствующие, что эти звезды являются пятнистыми. Программы Рандик и Паллавичини [88], Тальяферри и др. [50]

показывают, что среди звезд, известных как пятнистые или активные, часто встречаются звезды, богатые литием, но дисперсия содержания лития, вероятно, велика—от низкого до исключительно высокого. Решение обратной задачи, являются ли звезды G—K, богатые литием, непременно молодыми, быстровращающимися, активными и пятнистыми, в настоящее время едва ли возможно из-за того, что возможности наблюдений лития, требующих высокого разрешения, довольно ограничены.

Весьма актуальным является проведение теоретических исследований по проблемам выгорания лития, взаимосвязи конвекции, магнитного поля и углового момента в одиночных и двойных звездах и сравнение предсказаний теории с наблюдениями. Теория Зана [90] турбулентности, индуцированной вращением, предсказывает выгорание лития в быстровращающихся F-звездах и объясняет «литиевый провал» в Гиадах [91] и дисперсию в содержании лития у молодых G—K звезд [92]. Шацман [93] показал, что такие проблемы лития, как его дефицит в Гиадах и отсутствие корреляции между угловой скоростью вращения и содержанием лития в «провале», вызывают сомнения в предположениях относительно того, что генерация турбулентности вызвана вращательными нестабильностями, и последние, вероятно, вообще не возникают. Шацманом [93] предложен новый подход к турбулентности, объясняющий соотношение между переносом углового момента и изменениями в содержании лития. Как отметили Рандик и Паллавичини [88], высокое содержание лития, во-первых, подтверждает, что приливное трение в короткопериодических двойных препятствует потере углового момента внешних слоев звезды и, во-вторых, для некоторых активных звезд требует некоторого ядерного механизма, приводящего к образованию лития в атмосферах этих звезд.

6. *Звездная активность и пятнистость.* Наряду с рентгеновским излучением, ультрафиолетовыми эмиссиями Mg II выделен целый ряд оптических показателей активности: H_{α} , HeI D3, H и K Ca II, TiO и инфракрасный триплет Ca II [94]. Поведение этих показателей довольно сложное, но все же можно отметить их общую зависимость от вращения звезды [94] и наличие предела насыщения [68]. Стемпинь [95] ввел параметр f_x , обозначающий долю звездного диска, покрытого активными областями, излучающими в рентгене, и показал, что предельное значение, определенное сравнением наблюдаемых и теоретических значений потоков рентгеновского излучения, $f_x \approx 0.1$. Но эта величина найдена неуверенно, и в действительности доля активных областей может быть порядка 0.5—1.0.

Как мы отмечали в разделе 2, доля поверхности звезды, покрытой пятнами, может достигать 0.5—1.0. Амплитуда изменений блеска зависит от размеров и неоднородностей распределения пятен, а также раз-

ности температур пятна и фотосферы, и она не может быть большой, если пятна занимают лишь небольшую часть поверхности звезды или почти всю звезду. Эти соображения приводят к выводу, что при обычной точности фотометрических данных порядка 0.01^m амплитуда фотометрической волны не может рассматриваться как количественный показатель активности, хотя в большинстве случаев открытия пятнистости и активности звезды совпадают. Для небольшого числа активных двойных систем установлено отсутствие фотометрической волны [1], но оно может быть объяснено тем, что пятна расположены на той части поверхности звезды, которая не наблюдается, например, на экваторе или полюсе. В связи с этим представляет интерес открытие того, что темные и светлые пятна располагаются в противоположных по долготе областях звезды [96].

7. *Околзвездные газопылевые диски.* Рассмотрение результатов наблюдений IRAS привело Цикоуди [97, 98], Чугайнова и Ловкую [99] к выводу, что распределение энергии в области от 12 мкм до 100 мкм у нескольких пятнистых звезд и звезд с эмиссиями H и K Ca II соответствует температурам абсолютно черного тела, не превышающим 1500 K, и поэтому оно, вероятно, свидетельствует о наличии околзвездных газопылевых оболочек. Свидетельства существования холодных дисков у звезд главной последовательности по данным IRAS впервые были найдены для четырех звезд-прототипов: Веги, β Pic, α PsA и ϵ Eri (Джиллетт и др. [100]), а затем Уолкером и Волстенкрофтом [101] аналогичное открытие было сделано и для ряда других звезд. Оценки температуры газопылевого вещества дисков довольно сильно различаются: у звезд типа β Pic они около 100 K, у звезд, рассмотренных Уолкером и Волстенкрофтом [101], в пределах 50—650 K, у пятнистых и активных звезд в пределах 100—1500 K.

Необходимо учитывать возможное влияние наблюдательной селекции, связанной с ограниченной чувствительностью IRAS в инфракрасной области, а также возможность того, что вообще все звезды от типа A до самых поздних обладают избытками излучения в инфракрасной области, вызываемыми околзвездными дисками. Однако некоторые пятнистые звезды по светимости в инфракрасной области явно отличаются от других звезд. Например, у VY Aгi отношение светимости на 12 мкм к болометрической светимости значительно больше, чем у других звезд таких же спектральных типов [98]. VY Aгi известна тем, что является пятнистой звездой, имеет высокое содержание лития и напряженность ее магнитного поля составляет 2000 Гс [107]. Такими же, как VY Aгi, являются BE Cet, AB Dor и ξ BooA [99]. Особенности этих четырех пятнистых звезд является наличие лития в атмосферах и то, что инфракрасный избыток излучения у них заметен уже начиная с 12 мкм. Как

известно, такими же особенностями обладают звезды типа Т Тау, и хотя у последних инфракрасные избытки намного больше, все же можно предположить, что процессы аккреции и истечения вещества, обнаруженные у звезд типа Т Тау, в меньшей степени присущи также и некоторым пятнистым звездам главной последовательности. По-видимому, сходства со звездами типа Т Тау у VY Aгi и АВ Dog больше, чем у BE Cet и ξ Boo A, т. к. по кинематическим характеристикам возраст VY Aгi ч АВ Dog 10^7 — 10^8 лет, а возраст BE Cet и ξ Boo A 10^8 — 10^9 лет, и можно отметить также, что избытки лития и инфракрасного излучения у первых двух звезд больше, чем у последних двух.

Пятнистые dMe-звезды YZCMi, AU Mic и V 1285 Aq1, показывающие инфракрасные избытки [97, 99], имеют возрасты 10^7 — 10^8 лет. Остальные пятнистые звезды и звезды с эмиссиями H и K Ca II, у которых отмечены инфракрасные избытки, имеют возрасты не менее 10^9 лет, и, по-видимому, они не отличаются существенно по свойствам их дисков от звезд таких же возрастов, не известных как пятнистые или имеющие эмиссии H и K Ca II. У звезд с возрастом не менее 10^9 лет, составляющих большинство в выборке F, G, K звезд, рассмотренной Цикоуди [98], среднее значение отношения потоков на 12 мкм и 25 мкм для активных и неактивных звезд одинаково, и оно соответствует температуре абсолютно черного тела 2500 К, что, по-видимому, указывает на слабость инфракрасных избытков в этой области. Отметим пятнистые звезды ϵ Eгi и 61 Cyg A. Их инфракрасное излучение имеет избытки на 60 мкм и 100 мкм [98], то есть температура дисков около 100 К. Возрасты обеих звезд около 10^9 лет, на что указывают их кинематические характеристики, а также периоды вращения, равные 11.3^d у ϵ Eгi и 37.9^d у 61Cyg A (Нойес [62] и др. 1984).

8. *Магнитные поля звезд и теория магнитного динамо.* Напряженности магнитных полей измерены у примерно 30 карликовых звезд G—K, большинство из которых известны как пятнистые звезды. Напряженности составляют от 500 до 3000 Гаусс, а площади, покрываемые полями, от 20% до 80% площади поверхности звезды [102—108]. Саар [109] заключил, в частности, что магнитные поля увеличиваются к поздним спектральным типам и с увеличением скорости вращения коррелируют с эмиссиями, в частности в рентгене, изменяются со временем. Относительная величина площади поверхности, покрытой магнитным полем (филлинг-фактор f), пропорциональна угловой скорости при $\Omega < 0.25 d^{-1}$ с некоторым свидетельством насыщения ($f \approx 0.80$) при больших значениях Ω . Магнитный поток ($\sim fB$) коррелирует с Ω в соответствии с теориями динамо. Наибольшие магнитные поля—у звезд типа VY Dгa и d Me, а у звезд d M они необнаружимы.

Как было показано впервые Вайаной и Рознером [110], рентгеновская эмиссия звезд поздних типов, обнаруженная по наблюдениям обсерватории Einstein, является свидетельством превращения магнитной энергии в тепловую. Механизм генерации магнитного поля у звезд поздних типов был рассмотрен Бельведере и др. [111—114]. Как показал анализ, проведенный вначале для Солнца, взаимодействие конвекции и вращения является главным механизмом образования дифференциального вращения. По так называемой теории α - ω динамо наличие дифференциального вращения приводит к образованию тороидального поля (α -эффект) с последующим его превращением в полоидальное вследствие скручивания под воздействием силы Кориолиса (ω -эффект). На Солнце полный цикл преобразования полоидального и тороидального полей составляет 11-летний цикл активности, и предполагается, что такие же циклы сравнимой продолжительности существуют и на звездах. Вследствие напряжения магнитных трубок, вызываемого поверхностной турбуленцией, магнитная энергия переходит в тепловую и излучается в виде рентгеновской эмиссии. Обзоры теорий звездных динамо даны Бельведере [115, 116].

Гилман [117] выдвинул следующую концепцию «обратной связи» в механизме динамо. Вероятно, всякое усиление магнитного поля уменьшает дифференциальное вращение и подавляет конвекцию, вследствие чего должно происходить ослабление магнитного поля. Вилху [69] отметил, что эта обратная связь и ограниченность звездной поверхности объясняют найденные из наблюдений предельное значение филлинг-фактора 0.80 и напряженности магнитного поля порядка 2 кГс.

Подтверждением теории α - ω динамо было открытие корреляций между показателями звездной активности—рентгеновской светимостью, потоками в H и K Ca II и периодами осевого вращения [62, 75]. Стьюарт и др. [56] для объяснения найденной ими связи радиосветимости на частоте 8 ГГц со скоростью осевого вращения звезд F, G, K предложили модель гирোসинхротронного источника с различным филлинг-фактором, который увеличивается с увеличением скорости вращения. Предполагается, что напряженности звездных магнитных полей не превышают нескольких тысяч Гаусс.

Теория α - ω динамо предсказывает, что у активных звезд дифференциальное вращение не меньше, чем у Солнца, а продолжительности циклов превращения тороидальных и магнитных полей увеличиваются от 1 года для звезд F5 до 40 лет у звезд M0. Как мы уже отмечали, наблюдения показывают, что и дифференциальное вращение, и продолжительности циклов действительно могут быть такими, как предсказывает теория, причем Мачерони и др. [46] даже отмечена корреляция между спектральным типом и продолжительностью цикла. Необходимо, однако,

указать, что согласие между наблюдениями и теорией может быть лишь кажущимся, во-первых, из-за трудности интерпретации наблюдений и, во-вторых, потому, что выводы теории α - ω динамо относятся пока только к одиночным звездам, а для двойных звезд, составляющих значительную часть изученных активных звезд, теория дифференциального вращения усложняется [118, 119], но все же показывает, что оно должно быть меньше, чем у одиночных звезд.

Большое число работ посвящено проблеме так называемого магнитного торможения осевого вращения звезд. Как было показано впервые Шацманом [120], вращение конвективной оболочки звезды замедляется звездным ветром, поддерживаемым сильным магнитным полем и выносящим в пространство угловой момент. В последнее время [121] предложены три модели магнитного торможения, применяемые к стадиям эволюции на главной последовательности, характеризующимся существенно различными угловыми скоростями Ω . Первая из них описывает потерю углового момента при непрерывном звездном ветре, текущем вдоль осесимметричной открытой конфигурации магнитного поля, вращающегося с той же угловой скоростью, что и поверхность звезды. Эта модель применима к звездам с возрастом не менее 10^8 лет, и она согласуется с наблюдаемым у них замедлением вращения по закону $\Omega \sim t^{-1/2}$. Вторая модель относится к быстровращающимся звездам, только что закончившим стадию Т Тау, и она предсказывает спорадические выбросы (не коронального) плотного газа, которые под воздействием центробежной силы преодолевают «мертвую зону» закрытого магнитного поля. Наконец, третья модель объясняет резкое замедление вращения со 100 км/с до 10 км/с, наблюдаемое у звезд с возрастом порядка $(3-5) \cdot 10^7$ лет, которое может происходить в режиме насыщенного магнитного динамо. Для звезд типа Т Тау Хартманном [122] предложена модель взаимодействия магнитосферы с околозвездным диском, приводящего к ускорению вращения звезды.

Для разработки концепции закрытой магнитной конфигурации и протяженной околозвездной оболочки с радиусом порядка 5—10 радиусов звезды важное значение имеют многочисленные наблюдения профиля линии H_{α} у пятнистых звезд FK Com, AB Dor и HK Aqr, показавшие очень сложный характер происходящих процессов [123—129]. Как было впервые показано Чугайновым [123], у FK Com профиль H_{α} -эмиссии, полуширина которого 20 Å, свидетельствует о коротации, т. е. твердотельном вращении протяженной оболочки, вероятно, поддерживаемом закрытой конфигурацией магнитного поля, способной даже на значительных расстояниях от звезды противодействовать центробежной силе. Гипотеза Боппа и Стенсела [130] о том, что FK Com представляет собой слившуюся двойную систему типа W UMa, не нашла под-

тверждения в дальнейших исследованиях. Нейшионс и др. [127] показали, что изменения фиолетового и красного пиков H_{α} -эмиссии у FK Com объясняются неоднородностями оболочки, большую ширину H_{α} -эмиссии невозможно объяснить без предположения о коротации оболочки. Большой интерес представляют также наблюдавшиеся у AB Drg и НК Aqr выбросы неионизованного водорода [128, 129].

9. *Заключение.* Открытие и исследование пятнистых и других активных звезд явилось продолжением и развитием исследований вспыхивающих звезд. Значительно увеличилось число звезд поздних типов, которые наряду со вспыхивающими следует считать активными. Выяснилось, что основной причиной активности звезд поздних типов является осевое вращение. С другой стороны, теория α - ω динамо дала возможность понять связь звездной активности с конвекцией, осевым вращением и магнитными полями звезд. С открытием очень быстро вращающихся пятнистых К-карликов в Плеядах, различий скорости вращения между молодыми и сравнительно старыми звездами главной последовательности стали актуальными проблемы эволюции углового момента, магнитного торможения осевого вращения. Многие замечательные открытия у пятнистых звезд заслуживают того, чтобы и в дальнейшем на них было сосредоточено внимание как наблюдателей, так и теоретиков. Среди них можно назвать активные долготы и изменения расположения активных областей, дифференциальное вращение, очень быстрое осевое вращение таких звезд, как К-карлики в Плеядах, протяженные оболочки FK Com и AB Drg, исключительно высокое содержание лития у некоторых звезд, структура околос звездных дисков.

При изучении пятен и других неоднородностей звездной поверхности неоднократно использовались накопленные знания для Солнца и проводились аналогии между Солнцем и другими звездами. Такой подход оправдан тем, что Солнце, особенно его поверхность, является гораздо более доступным для наблюдений астрофизическим объектом. Однако при сравнении Солнца и звезд оказалось, что Солнце—сравнительно мало активная звезда, и причиной тому является очень медленное осевое вращение. Но, обращаясь к активным звездам, мы, несомненно, получаем гораздо больший выбор и новые возможности для исследования поверхностных неоднородностей, их связи с внутренним строением и эволюцией звезд.

SPOTS AND MAGNETIC FIELDS ON LATE-TYPE STARS

P. F. CHUGAINOV

In the last 20 years many efforts have been devoted to find out spots and magnetic fields on stars of G—K—M spectral types which were known to possess H and K emission lines in their spectra. In this review the results are presented on stellar angular velocities, spot dimensions and locations, and activity cycles. The most important establishments are activity-rotation relation and α - ω dynamo theory.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. G. Strassmeler, D. S. Hall, M. Zeilik, E. Nelson, Z. Eker, F. C. Fekel, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 72, 291, 1988.
2. P. B. Lucke, M. Mayor, *Astron. and Astrophys.*, 92, 182, 1980.
3. P. F. Chugainov, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
4. S. S. Vogt, in "Activity in Red-Dwarf Stars", Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, Reidel Publ. Comp., 1983, p. 137.
5. C. H. Pos, J. A. Eaton, *Astrophys. J.*, 289, 694, 1985.
6. J. D. Dorren, E. F. Guinan, *Astrophys. J.*, 348, 703, 1990.
7. S. S. Vogt, *Astrophys. J.*, 247, 975, 1981.
8. D. P. Huenemoerder, L. W. Ramsey, D. L. Buzasi, *Astron. J.*, 98, 2264, 1989.
9. K. Stepien, in "Flare Stars, Fuors and Herbig-Haro Objects", Ed. L. V. Mirzoyan, *Armenian Acad. Sci.*, 1980, p. 181.
10. D. J. Mullan, in "Activity in Red-Dwarf Stars", Eds P. B. Byrne, M. Rodono, Reidel. Publ. Comp., 1983, p. 527.
11. П. Ф. Чугайнов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 54, 89, 1976.
12. G. Cutispoto, M. Rodono, *Catania Observ. Prepr.*, N 16/1990.
13. S. M. Rucinski, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 280, 1977.
14. H. L. Nations, L. W. Ramsey, *Astron. J.*, 85, 433, 1981.
15. A. V. Ravendran, S. Mohin, M. V. Maccaden, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 196, 289, 1981.
16. S. Mohin, A. V. Ravendran, M. V. Maccaden, in "Instrumentation and Research Programmes for Small Telescopes", Eds. J. B. Hearnshaw, P. L. Cottrell, Reidel Publ. Comp., 1986, p. 309.
17. A. D. Andrews, M. Rodono, J. L. Linsky, A. Brown, C. J. Butler, S. Catalano, P. Scaltritt, M. Busso, Il-Seong Nha, J. I. Oh, M. C. D. Henry, J. L. Hopkins, H. J. Landis, S. Engelbrekton, *Astron. and Astrophys.*, 204, 177, 1988.
18. P. B. Byrne, P. Panagt, J. G. Doyle, C. A. Engelbrecht, R. McMahan, F. Marang, G. Wegner, *Astron. and Astrophys.*, 214, 227, 1989.
19. M. J. Arevalo, C. Lazaro, J. J. Fuensalida, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 2840, 1985.
20. J. Kaluzny, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 2627, 1984.
21. P. B. Byrne, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 3043, 1986.
22. P. T. Boyd, K. R. Garlow, E. F. Guinan, G. P. McCook, J. P. McMullin, S. W. Wacker, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 3089, 1987.

23. *J. A. Cano, R. Casas, C. Gallart, J. M. Gomez, E. Jartod, M. Percaula*, Inform. Bull. Var. Stars, N 3107, 1987.
24. *R. Casas, J. M. Gomez-Forellad, Ll. Tomas*, Inform. Bull. Var. Stars, N 3330, 1989.
25. *G. W. Henry*, Inform. Bull. Var. Stars, N 2970, 1983.
26. *G. W. Wacker, E. F. Gulnan*, Inform. Bull. Var. Stars, N 2970, 1986.
27. *S. Catalano*, in „Activity in Red-Dwarf Stars“, Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, Reidel Publ. Comp., 1983, p. 343.
28. *C. Blanco, S. Catalano, E. Marilli, M. Rodono*, in „Activity in Red-Dwarf Stars“, Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, Reidel Publ. Comp., 1983, p. 379.
29. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 48, 3, 1973.
30. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 52, 3, 1974.
31. *S. Cristaldi*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 59, 187, 1985.
32. *M. Rodono, V. Pazzani, G. Cutispoto*, in „Activity in Red-Dwarf Stars“, Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, Reidel Publ. Comp., 1983, p. 175.
33. *M. Busso, F. Scaltritti, C. Blanco, S. Catalano, E. Marilli, V. Pazzani, M. Rodono*, Astron. and Astrophys., 135, 255, 1984.
34. *M. Zeilik, M. Ledow, M. Rhodes, M. J. Arevulo, E. Badding*, Astrophys. J., 354, 352, 1990.
35. *J. L. Innis, K. Thompson, D. W. Coates, T. Lloyd, Evans*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 233, 867, 1988.
36. *K. Olah, V. P. Panov, B. R. Pettersen, E. Valtaja, L. Valtroja*, Astron. and Astrophys., 218, 192, 1989.
37. *S. L. Baliunas, J. H. Horne, A. Porter, D. K. Duncan, J. Frazer, H. Lanning, A. Misch, J. Maeller, R. W. Noyes, D. Soymer, A. H. Vaughan, L. Woodard*, Astrophys. J., 294, 310, 1985.
38. *S. S. Vogt, G. D. Penrod*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 95, 565, 1983.
39. *K. G. Strassmeier*, Astrophys. J., 348, 682, 1990.
40. *M. J. Phillips, L. Hartmann*, Astrophys. J., 224, 182, 1978.
41. *B. R. Pettersen, K. Olah, W. H. Sandmann*, in „Surface Inhomogeneities in Late-Type Stars“ (in press).
42. *O. C. Wilson*, Astrophys. J., 226, 379, 1978.
43. *A. H. Vaughan, G. W. Preston*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 92, 385, 1980.
44. *A. H. Vaughan*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 92, 392, 1980.
45. *A. H. Vaughan, S. L. Baliunas, F. Middlekoop, L. Hartmann, D. Mihalas, R. W. Noyes, G. W. Preston*, Astrophys. J., 250, 276, 1981.
46. *C. Maceroni, A. Bianchini, M. Rodono, F. Vant Veer, R. Vio*, Catania Observ. Prepr. N 16/1990.
47. *A. F. Lanza, M. Rodono, R. A. Zappala*, in „Angular Momentum Evolution of Young Stars“ (in press).
48. *J. G. Doyle, S. Avouloups, G. E. Bromage, B. J. Kellett, L. N. Mauridis, T. Tsuru, I. M. McHardy, P. B. Byrne, J. H. Seriadakis, K. Makishima*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. (in press).
49. *P. B. Byrne, J. G. Doyle, T. Tsuru, S. Avouloups, L. N. Mauridis, J. H. Seriadakis, D. W. Kilkenny, J. D. Lating, F. Marang*, Irish Astron. J. (in press).
50. *G. Tagliaferri, G. Cutispoto, P. Glommi, R. Pallavicini, M. Rodono*, Catania Observ. Prepr., N 16/1990.
51. *P. C. Agrawal, J. Vatdya*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 235, 239, 1988.

52. R. -X. Zhang, D. -S. Zhai, X. -B. Zhang, J. T. Zhang, Inform. Bull. Var. Stars, N 3456, 1990.
53. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 54, 1987.
54. L. Pasquini, G. H. M. M. Schmitt, K. Pallavicini, Astron. and Astrophys., 226, 225, 1989.
55. E. Poretti, L. Mantegazza, E. Antonello, Inform. Bull. Var. Stars, N 2807, 1985.
56. R. T. Stewart, J. L. Innis, O. B. Slee, G. I. Nelson, A. E. Wright, Astron. J. 96, 371, 1988.
57. J. Bouvier, Astron. J., 99, 94, 1990.
58. F. J. Vrba, A. E. Rydgren, P. F. Chugainov, N. I. Shukovskaya, D. S. Zak, Astrophys. J., 306, 199, 1-86.
59. F. J. Vrba, A. E. Rydgren, P. F. Chugainov, N. I. Shukovskaya, W. B. Weaver, Astron. J., 97, 483, 1989.
60. F. Damiani, G. Micela, G. S. Vatana, in „Angular Momentum Evolution of Young Stars“ (in press).
61. R. P. Pallavicini, L. Golub, R. Rosner, G. S. Vatana, T. Ayres, J. L. Linsky, Astrophys. J., 248, 279, 1981.
62. R. W. Noyes, L. V. Hartmann, S. L. Balunas, D. K. Duncan, A. H. Vaughan, Astrophys. J., 279, 763, 1984.
63. E. Marilli, S. Catalano, C. Trigllo, Astron. and Astrophys., 167, 297, 1986.
64. T. Simon, G. H. Herbig, A. M. Bossgaard, Astrophys. J., 293, 551, 1985.
65. F. van Leeuwen, P. Alphenaar, ESO Messenger, 28, 1982.
66. J. R. Stauffer, L. W. Hartmann, J. N. Burnham, Astrophys. J., 289, 247, 1985.
67. F. van Leeuwen, P. Alphenaar, J. J. M. Meys, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 67, 483, 1987.
68. O. Vilhu, F. M. Walter, Astrophys. J., 321, 958, 1987.
69. O. Vilhu, in „Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun“, Eds. J. L. Linsky, R. E. Stencel, Springer-Verlag, 1987, p. 110.
70. O. Vilhu, J. L. Linsky, Publ. Astron. Soc. Pacif., 99, 1071, 1987.
71. T. Simon, Astrophys. J., 359, L51, 1990.
72. C. Zwaan, in „Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun“, Eds. M. Zeilik, D. M. Gibson, Springer-Verlag, 1986, p. 19.
73. M. Rodono, in „Angular Momentum Evolution of Young Stars“ (in press).
74. M. Mathioudakis, J. G. Doyle, Astron. and Astrophys., 224, 179, 1989.
75. E. Marilli, S. Catalano, Astron. and Astrophys., 133, 57, 1984.
76. A. Mangenay, F. Praderis, Astron. and Astrophys., 130, 143, 1984.
77. F. M. Walter, Astrophys. J., 253, 745, 1982.
78. T. A. Fleming, I. M. Gota, T. Maccacaro, Astrophys. J., 340, 1011, 1989.
79. J. L. Tassoul, Astrophys. J., 322, 856, 1987.
80. F. C. Fekel, J. J. Eitter, Astron. J., 97, 1139, 1989.
81. B. R. Petterson, Astron. and Astrophys., 209, 279, 1989.
82. S. S. Vogt, F. C. Fekel, Astrophys. J., 234, 958, 1979.
83. P. C. Keenan, R. C. McNeil, Astrophys. J. Suppl. Ser., 71, 245, 1989.
84. S. M. Rucinski, Publ. Astron. Soc. Pacif., 99, 288, 1987.
85. A. Skumanich, Astrophys. J., 171, 265, 1972.
86. D. R. Soderblom, J. D. Hudon, B. F. Jones, J. R. Stauffer, in „Angular Momentum Evolution of Young Stars“ (in press).
87. C. A. Pilachowski, G. Saeden, D. Hudek, Astron. J., 99, 1225, 1990.

88. *S. Randich, R. Pallavicini*, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
89. *R. Pallavicini, S. Randich, M. S. Giampapa*, in "Surface Inhomogeneities in Late-Type Stars" (in press).
90. *J.-P. Zahn*, in "Stellar Instability and Evolution", Eds. P. Ledoux, A. Noels, A. W. Rodgers, Reidel Publ. Comp., 1974, p. 185.
91. *C. Charbonnel, S. Vauclair*, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
92. *M. H. Pinnaoneault*, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
93. *E. Schatzman*, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
94. *B. W. Bopp*, Mem. SAI (in press).
95. *K. Stepien*, Acta Astron., 39, 209, 1989.
96. *G. Cutispolo, R. Pallavicini*, Catania Observ. Prepr. N 16/1990.
97. *V. Tatkoudt*, Astron. J., 95, 1797, 1988.
98. *V. Tatkoudt*, Astrophys. Space Sci., 170, 69, 1990.
99. *П. Ф. Чудайнов, М. Н. Лоская*, Астрофизика, 30, 243, 1989.
100. *F. C. Gillett, H. H. Aumann, F. J. Low*, Paper Presented at the Meeting on Protostars and Planets, Univ. Arizona, 1984.
101. *H. J. Walker, R. D. Wolstencroft*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 100, 1509, 1988.
102. *G. W. Marcy*, Astrophys. J., 276, 286, 1984.
103. *S. H. Saar, J. L. Linsky*, Astrophys. J., 299, L47, 1985.
104. *S. H. Saar, J. L. Linsky*, in "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun", Eds. M. Zellik, D. M. Gibson, Springer-Verlag, 1986, p. 278.
105. *S. H. Saar, J. L. Linsky*, Astrophys. J., 302, 777, 1986.
106. *S. H. Saar*, Astrophys. J., 324, 441, 1988.
107. *B. W. Bopp, S. H. Saar, C. Ambruster, P. Feldman, K. Dempsey, M. Allen, S. P. Barden*, Astrophys. J., 339, 1059, 1989.
108. *D. H. Bruning, R. E. Chenoweth, G. W. Marcy*, in "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun", Eds. J. L. Linsky, R. E. Stencel, Springer-Verlag, 1987, p. 36.
109. *S. H. Saar*, in "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun", Eds. J. L. Linsky, R. E. Stencel, Springer-Verlag, 1987, p. 10.
110. *G. S. Vatana, R. Rosner*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 15, 303, 1978.
111. *G. Belvedere, L. Paterno, M. Stix*, Astron. and Astrophys., 88, 240, 1980.
112. *G. Belvedere, L. Paterno, M. Stix*, Astron. and Astrophys., 91, 328, 1980.
113. *G. Belvedere, C. Chioderi, L. Paterno*, Astron. and Astrophys., 96, 369, 1981.
114. *G. Belvedere, C. Chioderi, L. Paterno*, Astron. and Astrophys., 105, 133, 1982.
115. *G. Belvedere*, in "Activity in Red-Dwarf Stars", Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, Reidel Publ. Comp., 1983, p. 579.
116. *G. Belvedere*, Astron. Nachr., 305, 237, 1984.
117. *P. Gilman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 243, 1983.
118. *E. T. Scharlemann*, Astrophys. J., 248, 305, 1981.
119. *E. T. Scharlemann*, Astrophys. J., 253, 298, 1982.
120. *E. Schatzman*, Ann. Astrof., 25, 18, 1962.
121. *A. C. Cameron, L. Mestel*, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
122. *L. Hartmann*, in "Angular Momentum Evolution of Young Stars" (in press).
123. *П. Ф. Чудайнов*, Изв. Крым. астрофиз. observ., 57, 31, 1977.

124. *L. W. Ramsey, H. L. Nations, S. C. Barden*, *Astrophys. J.*, 251, L101, 1981.
125. *F. M. Walter, G. S. Basri*, *Astrophys. J.*, 260, 735, 1982.
126. *J. K. Mc Carthy, L. W. Ramsey*, *Astrophys. J.*, 283, 200, 1984.
127. *H. L. Nations, D. L. Buzasi, D. P. Haenmoerder*, *Astrophys. J.*, C. W. Ramsey, BAAS, 20, 1023, 1988.
128. *A. C. Cameron, R. D. Robinson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 238, 657, 1989.
129. *J. G. Doyle, A. C. Cameron*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* (in press).
130. *B. Bopp, R. Stencel*, *Astrophys. J.*, 247, L131, 1981.

Сдано в набор 25.05.1991 г. Подписано к печати 3.12.1991 г.
Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 9,25. Усл. печ. лист. 12,95.
учет.-изд. 9,95. Тираж 770. Заказ 143. Издат. 7953. Цена 3 р.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, 27-34-52.
Типография Издательства АН Армении, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна 24.

CONTENTS

The chemical composition of the components of the lithium binary star ϵ Peg <i>L. S. Lyubimkov, N. S. Polosukhina, S. I. Rostopchin</i>	149
On the synchronization of magnetic Nova V1500 Cyg <i>E. P. Pavlenko, J. Pelt</i>	169
The character of V 1143 Ori subfluor variation <i>E. S. Parsamian, L. G. Gasparian, G. B. Ohanian, E. Chavira</i>	175
Dust around young stars. The model of envelope of Ae-Herbig star WW Vulpecula <i>N. V. Voshchinnikov, V. P. Grinin</i>	181
The period-luminosity relations for classical Cepheids of Large Magellanic Cloud <i>R. A. Vardanian, A. V. Pogostan</i>	199
The Second Byurakan sky survey. Spectra of galaxies. IV <i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, L. K. Erastova, A. I. Shapovalova</i>	205
Dynamical models of the Local group of galaxies <i>S. Ninković, A. Chernin, M. Shakenov</i>	213
On the possibility of determination of the equatorial speed and equatorial plane inclination of an astrophysical object in space . . . <i>V. O. Gladyshev</i>	227
Maximum likelihood image restoration. VI. Rao-Kramer limit of restoration efficiency <i>V. Yu. Terebtzh, V. V. Biryukov</i>	233
The hydrogen recombination in the expanding Universe <i>S. I. Grachev, V. K. Dubrovich</i>	249
On Tolman mass formula in the scalar-tensor theories of gravitation <i>M. R. Avaktan, L. Sh. Grigorian, A. A. Saharian</i>	265
Reviews	
Spots and magnetic fields on late-type stars <i>P. F. Chugainov</i>	271