

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 29

ДЕКАБРЬ, 1988

ВЫПУСК 3

- ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ SS ЛЕБЕДЯ *И. Б. Волошина, В. М. Лютый* 433
- ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОЙ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ ПЛЕЙОНЫ В 1971—76 гг. *В. Т. Дорошенко* 440
- О МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ АНТИВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ЛИНИИ H_{α} *А. Ф. Пузач* 448
- ИНТЕРЕСНАЯ ЗВЕЗДА V 627 Cas (= AS 501) — МОЛОДОЙ ОБЪЕКТ, МИРИДА ИЛИ ДВОЙНАЯ СИМБИОТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА? *Е. А. Колотилов* 458
- НИЗКОДИСПЕРСНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. III. ОБЛАСТЬ $145^{\circ} < l < 165^{\circ}$, $-5^{\circ} < b < +5^{\circ}$ *О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили* 470
- О КОРРЕЛЯЦИИ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРАХ РАННИХ В-ЗВЕЗД С ИХ ВОЗРАСТОМ И МАССОЙ *А. С. Любимков* 479
- СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД С МАССАМИ 10^2 — $10^6 M_{\odot}$ *А. Б. Меньшиков, А. В. Тутуков* 495
- ЭВОЛЮЦИЯ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ СЛАБЫХ ЗВЕЗД *О. Ю. Малков, А. Э. Пискунов* 504
- ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ХИМСОСТАВА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД КИСЛОРОДНОЙ И УГЛЕРОДНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ *Г. В. Хозов* 513
- РЕШЕНИЕ НАТР-ЗАДАЧИ ДЛЯ Mg I В АТМОСФЕРЕ М-ГИГАНТА С ХРОМОСФЕРОЙ. II. ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ ЛИНИЙ $\lambda\lambda$ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 НМ *Я. В. Павленко* 520

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

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

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բինուվատի-Վոզան, Վ. Գ. Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրինից, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուրդ, Ն. Ս. Վարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերեբիժ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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

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

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանաչում է, որը հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը պատգամ է ինֆեռարային երկրամասերի աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղադինամիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

УДК: 524.337.7:520.82

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ
НОВОЙ SS ЛЕБЕДЯ

И. Б. ВОЛОШИНА, В. М. ЛЮТЫЙ

Поступила 8 января 1988

Принята к печати 23 июля 1988

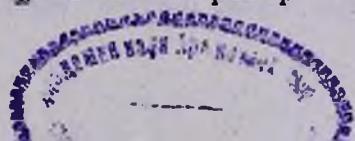
На стадии падения блеска вспышки SS Cyg в сентябре 1982 г. (максимум блеска—16 сентября 1982 г.) обнаружены квазипериодические изменения блеска с полной амплитудой $\sim 1.5\%$. Осцилляции присутствуют на кривой блеска SS Cyg 20 сентября в фильтрах V и U , 19 сентября (фильтр V) в пределах ошибок измерений осцилляции не наблюдались. Возможно, у SS Cyg обнаружена третья группа осциллиций.

1. *Введение.* Карликовые новые представляют собой тесные двойные системы, в которых вещество красного карлика (звезда позднего спектрального класса) перетекает на белый карлик, образуя вокруг него яркий аккреционный диск. С интервалами в 10—200 дней звезды вспыхивают на несколько величин, возвращаясь к спокойному состоянию (минимум блеска) через 3—20 дней. Во время вспышки и на стадии падения блеска после вспышки часто наблюдаются квазипериодические осцилляции яркости с периодами от десятков до нескольких сотен секунд и так называемые когерентные, с периодами 8—40 с.

SS Cyg — одна из самых ярких звезд этого класса объектов. Впервые быстрые осцилляции в SS Cyg были обнаружены во время вспышки в октябре 1976 г. [1]: в течение 3.5 часов наблюдались колебания яркости с периодом 9.735 ± 0.002 с и с амплитудой 0.0002 . В дальнейшем были найдены осцилляции с периодами 8.5—10.9 с и 32—36 с [2, 3] значительно большей амплитуды (до 0.001). Во время вспышки в июне 1978 г. с борта HEAO-1 проводились наблюдения в диапазоне 0.1—1 КэВ. Были выявлены колебания с периодом 9 с и амплитудой $\sim 30\%$ [4].

В настоящей работе мы представляем результаты высокоскоростной фотометрии SS Cyg, проводившейся во время вспышки в сентябре 1982 г.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в кассегреновском фокусе 125-см телескопа Крымской станции ГАИШ в фильтрах V и U стандарт-



ной системы *UBV* 19 и 20 сентября 1982 г. Временное разрешение 1.06 с, время накопления импульсов 1 с. Для считывания информации со счетчика использовалась микро-ЭВМ типа «Электроника ДЗ—28» (объем ОЗУ 32К). В качестве стандартной звезды использовалась звезда BD + 42°4186 [5].

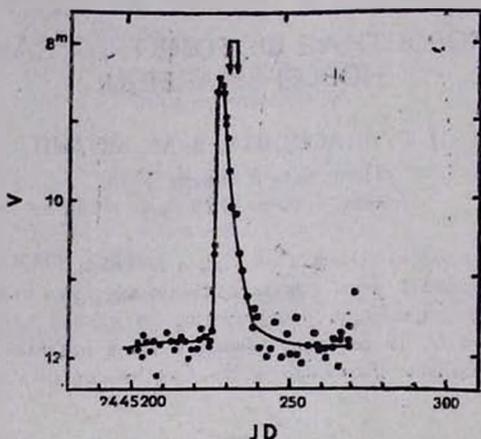


Рис. 1. Кривая блеска сентябрьской вспышки SS Cyg в 1982 г., построенная по данным Bull. AFOEV. Стрелками указаны моменты наблюдений авторов.

На рис. 1 показана сентябрьская вспышка 1982 г. SS Cyg согласно [6], максимум блеска приходится на 16 сентября. Поскольку ставилась задача поиска 9-секундных колебаний блеска, аналогичных найденным в рентгеновской области, время непрерывной записи ограничивалось ~ 35 циклами (300 отсчетов, 318 с), так как во время рентгеновских наблюдений [4] фаза сохранялась не более 25 циклов. Стандарт записывался до и после переменной (по 150 отсчетов). Результаты наблюдений приведены на рис. 2 (имп/с за вычетом фона неба), а сведения о состоянии звезды и характере наблюдений — в табл. 1.

19 сентября за 5 минут изменений блеска не зарегистрировано, 20-го наблюдалась быстрая переменность с максимальной амплитудой $\sim 8\%$ в фильтре *V* и $\sim 12\%$ в *U*. Звезда сравнения никакой переменности не показала. Простая статистическая обработка — вычисление среднего и дисперсии — показывает, что среднее квадратичное отклонение SS Cyg 20 сентября в 1.5—2 раза превышает статистическую ошибку, определяемую по числу накопленных импульсов (относительная ошибка $\sigma_{\text{стат.}} = 1/\sqrt{N}$), см. табл. 2 Среднеквадратичное отклонение для стандартной звезды и для SS Cyg 19 сентября равно $\sigma_{\text{стат.}}$. Такой результат является прямым свидетельством присутствия быстрой переменности в SS Cyg 20 сентября.

3. Поиск периодичности. Частотный спектр (спектр мощности) в диапазоне 0—0.15 Гц вычислялся методом, описанным в [7], отдельно для

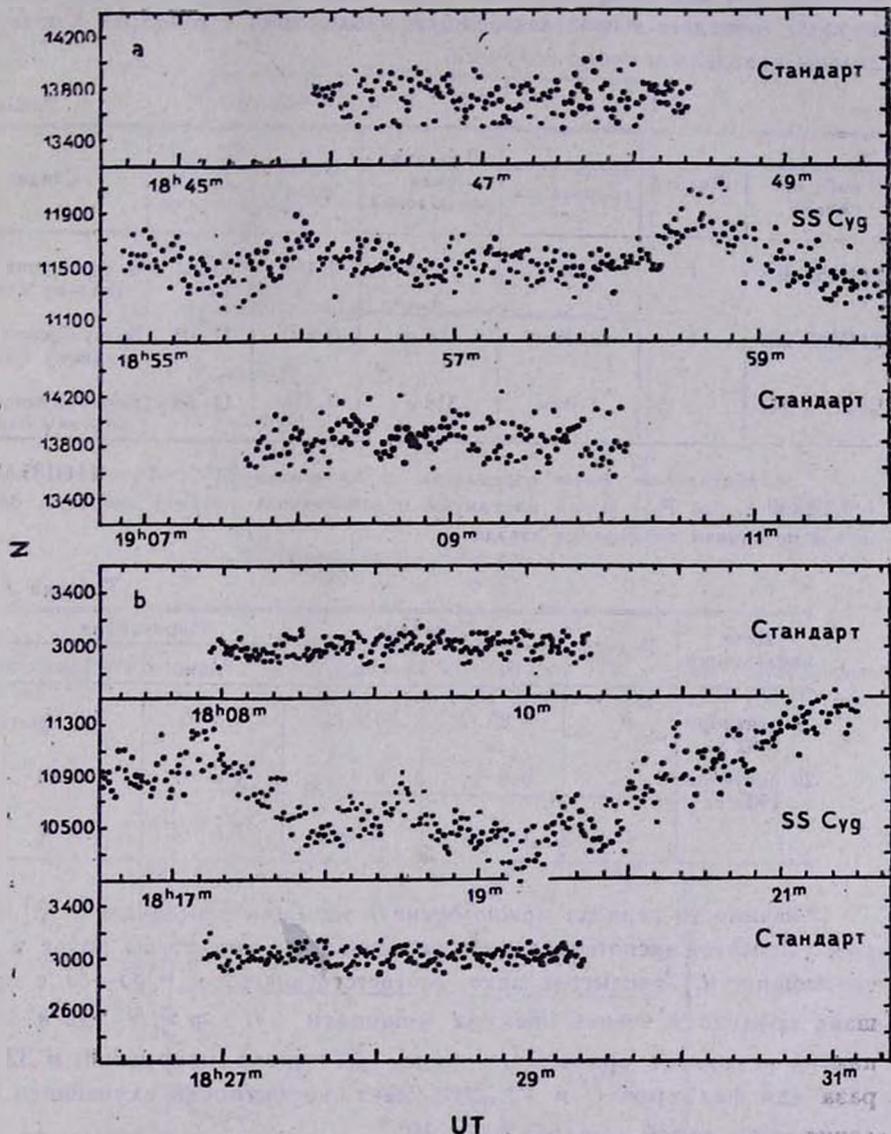


Рис. 2. Наблюдаемые кривые блеска SS Cyg: а) 20 сентября 1982 г., фильтр V; б) 20 сентября 1982 г., фильтр U.

наблюдений в фильтрах V и U 20 сентября. Для наблюдений в фильтре U учитывался медленный тренд (см. рис. 2b), амплитуда которого значительно больше амплитуды возможной периодической составляющей. В

спектре мощности (рис. 3) не видно никакого значимого пика, соответствующего периоду 9 с, но есть очень сильный пик, соответствующий $P=87\pm 1.5$ с для фильтра U и $P=85\pm 1.5$ с для фильтра V . Значение периода совпадает в пределах ошибки, наблюдения в фильтрах V и U разделены интервалом около получаса.

Таблица 1

JD начального момента	Фильтр	Время интегрирования	Продолж. ряда наблюдений	Орбит. фаза*	Сред. блеск системы	Стадия
2445232.408	V	1.06 с	318 с	0.456	$9^m.64$	Возвращение к исходному блеску
2445233.288	V	1.06 с	318 с	0.655	$11^m.05$	Возвращение к исходному блеску
2445233.261	U	1.06 с	318 с	0.556	$11^m.05$	Возвращение к исходному блеску

* — орбитальные фазы определены с элементами [10]: $T_0 = 2444185.6881 + 0.275130 E$, где T_0 — время максимума положительной лучевой скорости, определенной по линиям поглощения звезды.

Таблица 2

Дата наблюдения	Фильтр	Стандарт		Переменная	
		$\sigma_{\text{стат.}}$	$\sigma_{\text{набл.}}$	$\sigma_{\text{стат.}}$	$\sigma_{\text{набл.}}$
19 сентября 1982 г.	V	0.85 %	0.9 %	0.8 %	0.9 %
20 сентября 1982 г.	V	0.9 %	0.9 %	1.0 %	1.4 %
	U	1.9 %	2.0 %	1.0 %	2.9 %

Значимость периода можно оценить методом, описанным в [8], который учитывает экспоненциальное распределение амплитуды пиков в спектре мощности. Амплитуда пика, соответствующего $P=85-87$ с превышает среднее значение спектра мощности $\langle I \rangle \approx \sigma_f^2/N$, где σ_f^2 — дисперсия исходного временного ряда, N — число измерений, в 32 и 24 раза для фильтров U и V . Это дает вероятность случайного появления пика такой амплитуды $\sim 10^{-9}$.

Поскольку период осцилляций в фильтрах U и V совпадает в пределах ошибки, сведем все наблюдения в средние кривые с $P=86.0$ с и одним и тем же начальным моментом (рис. 4). Средние кривые вычислялись следующим образом: диапазон фаз 0—1 разбивался на 7 интервалов и в каждом вычислялось среднее значение блеска; затем то же самое делалось для

нового разбиения, сдвинутого на $1/14$ периода. На кривой блеска при этом получается 14 средних точек, из которых независимых — семь. Штрихо-

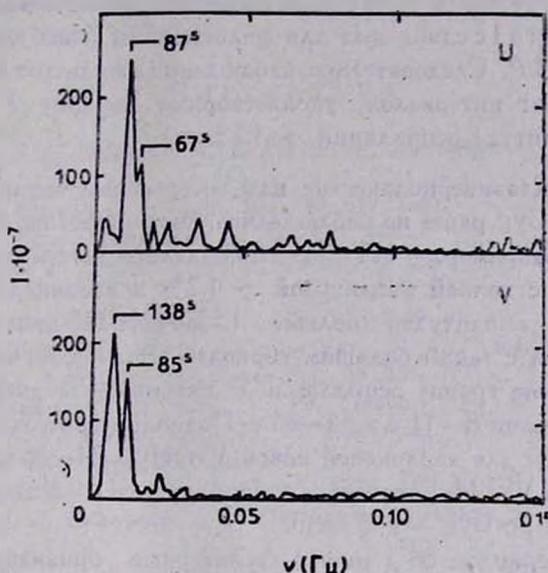


Рис. 3. Спектр мощности для наблюдений 20 сентября 1982 г. Пик, соответствующий $P = 85-87$ с превышает среднее значение в 24 раза для фильтра V и в 32 раза для фильтра U .

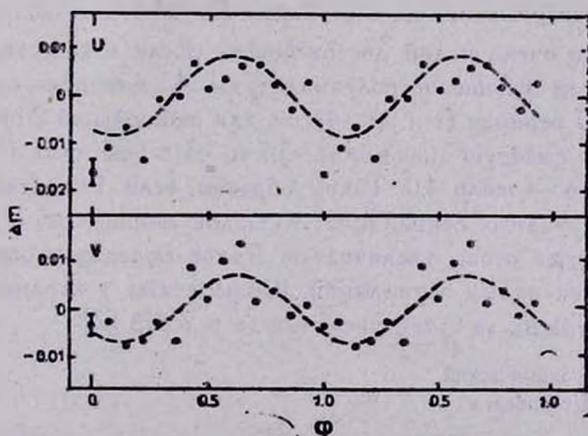


Рис. 4. Средние кривые блеска SS Cyg 20 сентября 1982 г., построенные для значения 86 с. Синусоида проведена по средним точкам методом наименьших квадратов.

вой линией на рис. 4 показана синусоида с $P = 86.0$, проведенная по этим точкам методом наименьших квадратов.

Амплитуда синусоиды $A_h = 0^m0086 \pm 0^m0019$ и $0^m0073 \pm 0^m0016$ в фильтрах U и V соответственно, фаза обеих кривых совпадает (разность фаз ~ 0.03). При этом не может быть сдвига фазы на целый период, так как при неточности периода в 1 с сдвиг фаз для фильтров U и V не будет превышать ~ 30 с, т. е. $\sim 1/3 P$. Следовательно, наблюдения в фильтрах U и V , разделенные получасовым интервалом, удовлетворяют периоду $P = 86.0 \pm \pm 0.2$ с. Полная амплитуда осцилляций $\sim 1.5\%$.

4. *Обсуждение.* Квазипериодические или когерентные осцилляции такой амплитуды в SS Cyg ранее не наблюдались, хотя известны для других карликовых новых. Например, у HT Cas наблюдались когерентные 20-секундные осцилляции с полной амплитудой $\sim 1.2\%$ и квазипериодические (~ 100 с) с полной амплитудой больше 1.5% [2]. Не наблюдались в SS Cyg и осцилляции с таким большим периодом. Возможно, мы обнаружили у SS Cyg третью группу осцилляций в дополнение к двум первым: осцилляциям с периодами 8—11 с и 32—36 с. Подобные три группы осцилляций блеска известны для карликовой новой VW Hyi: 24—36 с, 70—90 с и 190—420 с [9]. Но VW Hyi относится к подклассу SU UMa карликовых новых, в то время как SS Cyg — к U Gem.

Осцилляции с периодом 86 с имеют характерные признаки обычно наблюдаемых в карликовых новых квазипериодических пульсаций: во-первых, они наблюдались на стадии падения блеска системы после максимума; во-вторых, появились (или же у них сильно увеличилась амплитуда) внезапно, скачком. Наблюдения 19 сентября не показали быстрой переменности, однако свертывание их с периодом $P=86$ с дает волну с амплитудой $\leq 0.3\%$, но очень малой достоверности. Если в качестве критерия значимости возьмем отношение полуамплитуды A_h к ошибке средней точки в интервале $1/7$ периода (см. рис. 4), то для наблюдений 20-го сентября получим довольно высокую значимость: 3.7 и 3.3 в фильтрах U и V соответственно, а 19-го — около 1.0. Таким образом, если 19 сентября и присутствовали 86-секундные осцилляции, то малой амплитуды, а на следующий день амплитуда резко увеличилась. Такое поведение очень похоже на поведение 28-секундных осцилляций, наблюдаемых у карликовой новой AN Hег: амплитуда их за сутки увеличилась в 5 раз [2].

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

HIGH — SPEED PHOTOMETRY OF DWARF NOVA SS CYGNI

I. B. VOLOSHINA, V. M. LYUTYI

Quasi — periodic oscillations with full amplitude of 1.5% have been found for SS Cyg in the decline from the 1982 September outburst

(maximum light 1982 September 16). These oscillations were observed in the *V* band and *U* band light curves on the night of September 20, but no pulsations were observed on the previous night September 19 in the limits of accuracy. Possibly, the new third group of oscillations in SS Cyg have been detected.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Patterson, E. L. Robinson, A. L. Kiplinger, Astrophys. J. Lett.*, 226, L 137, 1978.
2. *J. Patterson, Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 45, 517, 1981.
3. *K. Horne, R. Gomer, Astrophys. J.*, 237, 845, 1980.
4. *F. A. Cordova, T. J. Chester, G. P. Garmir, I. Tuohy, Astrophys. J.*, 235, 163, 1980.
5. *G. Grant, H. A. Abt, Astrophys. J.*, 129, 323, 1959.
6. *Bull. Assoc. Franc. des Observ. d'Etoiles Var.*, 22, 207, 1982; 23, 39, 1983.
7. *T. J. Deeming, Astrophys. and Space Sci.*, 36, 137, 1975.
8. *V. T. Doroshenko, V. M. Lyuty, V. Yu. Terebizh, Yu. S. Eftmov, N. M. Shakhovskoy, V. Pitrola, S. Huarala, T. Korhonen, A. Stellanpää, E. Valtaoja, Astron. and Astrophys.*, 163, 321, 1986.
9. *E. L. Robinson, B. Warner, Astrophys. J.*, 277, 250, 1984.
10. *A. P. Cowley, D. Crampton, J. B. Hutchings, Astrophys. J.*, 241, 269, 1980.

УДК: 524.3:524.5:520.82

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОЙ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ ПЛЕЙОНЫ В 1971—76 гг.

В. Т. ДОРОШЕНКО

Поступила 12 апреля 1988

Принята к печати 10 июля 1988

Для объяснения *UBV*-наблюдений Плеяды в 1971—76 гг. использовалась двухкомпонентная модель, состоящая из постоянного (звезда) и переменного (оболочка) источника, который меняет яркость, но не меняет своего цвета. Показатели цвета оболочки, освобожденные от межзвездного покраснения, получались равными: $(U - V)_0 = -1^m 25$ и $(B - V)_0 = -0^m 26$. Они хорошо соответствуют следующим параметрам звезды и газа: $T_{eff} = 11\,500 - 12\,000$ К, $T_e = 10\,000$ К, $N_e = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, диалюция излучения $W \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-2}$ и вероятности выхода L_α -кванта $\beta_{12} \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-5}$. Поведение показателей цвета и блеска звезды в фильтре *V* в 1976—82 гг. свидетельствует об усилении селективного фактора, действующего только в ультрафиолетовой области и, по-видимому, связанного с блокирующим влиянием линий поглощения оболочки. В результате последующей диссипации оболочки показатели цвета звезды в 1986 г. возвратились к значениям, которые были до сброса оболочки в 1970—71 гг.

1. *Введение.* Плеяды — шелл-звезда *B8V*, оболочка которой временно становится довольно мощной, а затем диссипирует и исчезает вовсе. В 1969—70 гг. вокруг Плеяды образовалась новая оболочка. С 1971 г. А. С. Шаров и В. М. Лютый ведут *UBV*-фотометрический патруль Плеяды. Их данные, опубликованные в [1—6], послужили основанием для представленной работы, в которой рассматриваются свойства оболочки Плеяды, полученные только из анализа *UBV*-наблюдений.

2. *Показатели цвета оболочки.* Согласно *UBV*-наблюдениям [1—8] кривая блеска Плеяды в фильтре *V* (рис. 1) показывает вначале ослабление $V \approx 5^m 0 - 5^m 4$, длившееся с 1971 г. до 1974 г., а затем постепенное медленное увеличение яркости. С 1978 г. по 1982 г. наблюдалось плато вблизи среднего уровня $V = 5^m 2$, а после 1982 г. продолжилось медленное повышение яркости. На диаграммах «цвет—величина», построенных нами по этим наблюдениям и представленных на рис. 2, видно, что при ослабле-

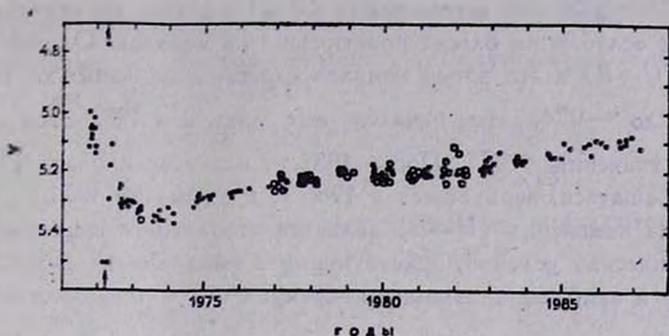


Рис. 1. Кривая блеска Плеяды в фильтре V. Заполненными кружками обозначены данные Шарова и Лютого [1—5]. Открытыми кружками — различные литературные данные. Стрелками отмечены наблюдения в марте 1972 г.

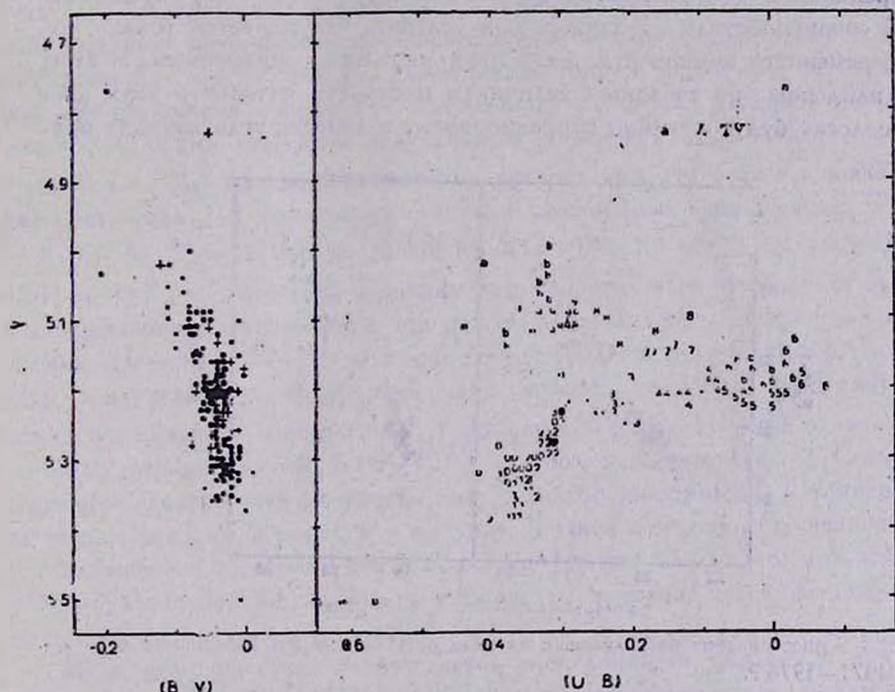


Рис. 2. Сопоставление показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ с яркостью в фильтре V. Разные символы на графике $V-(U-B)$ обозначают разные годы наблюдений: а — 1968—69; б — 1970—71; 0 — 1972; 1 — 1973; 2 — 1974—75; 3 — 1976—77; 4 — 1978—79; 5 — 1980—81; 6 — 1982—83; 7 — 1984; 8 — 1985; 9 — 1986—1987.

нии блеска до $V = 5^m 2$ показатель цвета ($B-V$) слегка увеличивался, а при дальнейшем ослаблении блеска практически не менялся. Однако показатель блеска ($U-B$) в это время менялся сложным образом: до 1976 г. он уменьшался до $-0^m 4$, затем начался его рост, и в 1982 г. он достиг максимального значения $+0^m 1$. После 1982 г. показатель цвета ($U-B$) снова стал уменьшаться, вернувшись в 1986 г. к значению 1971 г. Такая сложная картина изменения ($U-B$) является отражением существования различных физических условий, действующих в оболочке на разных этапах ее развития и наиболее сильно проявляющихся в коротковолновой области спектра.

Поведение показателей цвета в течение 1971—76 гг. было рассмотрено в рамках двухкомпонентной модели, для чего использовался метод разделения источника на компоненты, предложенный Холоневским [13]. Согласно Холоневскому, если источник излучения состоит из постоянного и переменного компонентов, то цвета последнего могут быть определены по всей совокупности UBV -данных при условии, что меняется только яркость переменного компонента, а его цвет остается неизменным. В этом случае найденные по звездным величинам плотности потоков в двух цветовых полосах будут линейно коррелированы, и тангенс угла наклона пря-

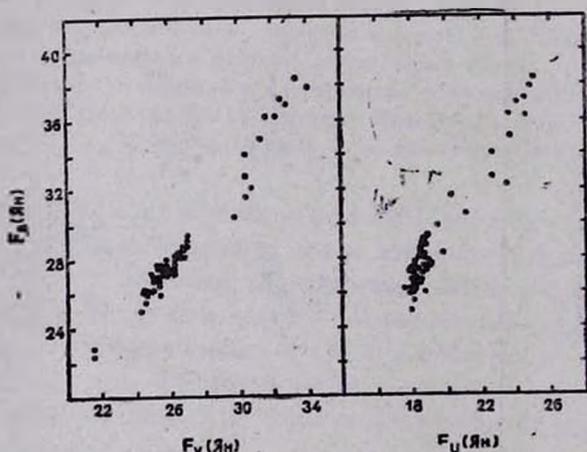


Рис. 3. Сопоставление наблюдаемых потоков от Плейовы в UBV -полосах (F_U , F_V , F_V) за 1971—1976 г.

мой определяется показателем цвета переменного компонента. На рис. 3 дается сопоставление потоков, выраженных в Ян, полученных по наблюдениям Шарова и Лютото в 1971—76 гг. в UBV полосах [1—5] (58 точек). Из рис. 3 видно, что наблюдаемые точки действительно группируются возле прямых линий. Коэффициенты корреляции потоков F_V , F_V и F_V , F_U

соответственно равны $r_{BV} = 0.977 \pm 0.005$ и $r_{BU} = 0.966 \pm 0.009$. Методом наименьших квадратов получены следующие уравнения связи между потоками в полосах UBV :

$$F_B = (1.50 \pm 0.01) F_U - (0.23 \pm 0.27),$$

$$F_B = (1.29 \pm 0.02) F_V - (5.77 \pm 0.15).$$

Отсюда показатели цвета переменного компонента получаются равными: $(B - V)_{\text{вар.}} = -0^{\text{m}}23 \pm 0^{\text{m}}02$ и $(U - B)_{\text{вар.}} = -1^{\text{m}}22 \pm 0^{\text{m}}04$. После учета межзвездного поглощения $E(B - V) = 0^{\text{m}}035$ [14] получаем

$$(B - V)_{\text{вар.}}^0 = -0^{\text{m}}26 \text{ (и } (U - B)_{\text{вар.}}^0 = -1^{\text{m}}25).$$

3. *Характеристики газовой оболочки.* Рассмотрим, каким характеристикам газовой оболочки соответствуют полученные показатели цвета. Для этого воспользуемся сделанной Н. Х. Миникуловым [15] программой расчета колориметрических характеристик однородных водородных образований, состояние которых можно описать пятью независимыми параметрами: электронной температурой T_e , электронной концентрацией N_e , температурой возбуждающей звезды T_* , излучающей по закону Планка, коэффициентом дилуции звездного излучения W и вероятностью выхода кванта в линии $L_\alpha - \beta_{12}$. Миникулов любезно предоставил нам расчеты показателей цвета газа для нескольких значений указанных параметров: $T_e = 10\,000$ К, $T_* = 11\,000$ К, $12\,000$ К, $N_e = 10^{10}$, 10^{11} см⁻³, $W = 0.1$, 0.01 , 0.001 и $\lg \beta_{12} = -4 \div -8$. Сравним эти теоретические показатели цвета с наблюдаемыми значениями. На рис. 4 представлена двухцветная диаграмма « $(U - B) - (B - V)$ » для газа с $T_e = 10\,000$ К. Как и следовало ожидать, при увеличении непрозрачности в линиях водорода (что соответствует уменьшению параметра β_{12}) показатель цвета $(U - B)$ становится все более отрицательным, а $(B - V)$ — все более положительным. Соответствующие электронные плотности газа и фактор дилуции W , и температура звезды указаны в подписи к рисунку. Точкой отмечено полученное выше положение показателей цвета оболочки. Из рисунка видно, что наблюдениям удовлетворяют несколько наборов параметров, некоторые варианты которых представлены в табл. 1.

Итак, если оболочка возбуждается электронными ударами и излучением звезды с $T_{\text{eff}} \approx 11\,500 \div 12\,000$ К, то наблюдаемые показатели цвета оболочки удовлетворяют следующим параметрам: $T_e = 10\,000$ К, $N_e \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $W \approx (1 + 2) \cdot 10^{-2}$ и $\beta_{12} \approx (1 + 2) \cdot 10^{-5}$.

Сравним эти величины с теми, что получаются из анализа линейчатого спектра Плеионы. Согласно работам [9—12], эквивалентные ширины абсорбционных линий $H_\beta - H_\gamma$ в фазе, предшествующей сбросу оболоч-

ки, соответствуют звезде с $T_{eff} = 12000$ К. По контуру линии К Ca II найдено, что электронная температура оболочки не может быть существенно ниже 10000 К [9]. Такая же температура оболочки была и во время предыдущего сброса в 1938—54 гг. [16]. Рассматривая дисковую модель оболочки Плеяды в 1972—75 гг., Хирата и др. [10] получили параметры диска, очень близкие к тому, что было найдено нами по фотометрическим

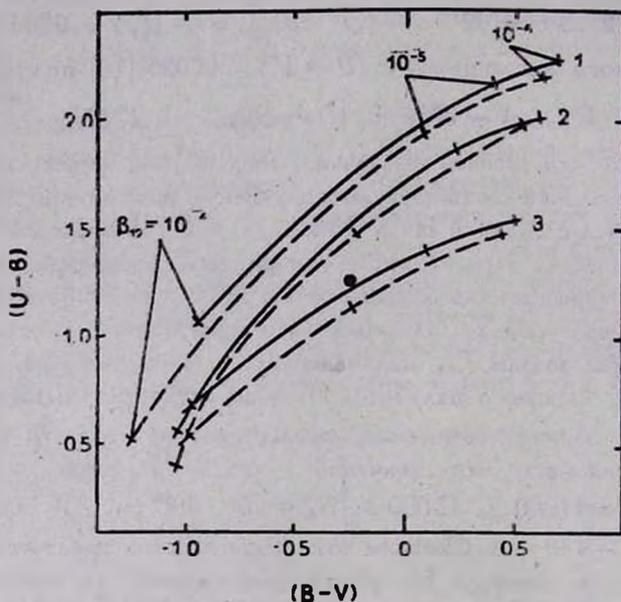


Рис. 4. Двухцветная диаграмма «(U-B)—(B-V)» для газа с $T_e = 10000$ К. Если возбуждающая звезда имеет температуру $T_* = 11000$ К, то изменения цвета показаны пунктиром, если $T_* = 12000$ К, то — сплошной линией. Семейство кривых, обозначенных справа цифрой 1, соответствует $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ и $W = 0.1$, цифрой 2 — $N_e = 10^{11}$ см $^{-3}$, $W = 0.01$ и цифрой 3 — $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ и $W = 0.01$. Реперы на кривых соответствуют вероятности выхода Ly α -кванта $\beta_{12} = 10^{-4}$ (нижние), 10^{-5} и 10^{-6} (верхние). Точкой отмечено положение показателей цвета газовой оболочки вокруг Плеяды, согласно нашей оценке.

данным: $N_e \approx 2 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, оптическую толщину в линии H_α от 1500 до 180, геометрическую толщину в проекции на диск звезды $H/R_* \approx 20\% + 90\%$ и протяженность оболочки по экватору $R_{об} \approx (3 \div 3.5) R_*$. Большая оптическая толщина в линии H_α свидетельствует о большом τ (Ly α) и, следовательно, о малом значении β_{12} .

Как видим, параметры оболочки в 1972—76 гг., определенные только по показателям цвета, вполне согласуются с оценками, полученными из анализа линейчатого спектра Плеяды.

4. *О показателях цвета Плейоны после 1976 г.* Как уже указывалось выше, большие изменения показателя цвета ($U-B$) после 1976 г. происходили на фоне незначительных изменений яркости звезды V и при практически неизменном показателе цвета ($B-V$). Отсюда следует, что все изменения происходили в узком спектральном диапазоне в полосе U . Если учесть, что в это время усиливаются абсорбционные линии металлов, возникающие в оболочке [9, 12, 17], то кажется весьма вероятным, что эти явления взаимосвязаны. Количественная оценка влияния линий поглощения металлов на развитие показателя цвета ($U-B$) в 1976—85 гг. возможна после полного анализа линейчатого спектра.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВОЙ ОБОЛОЧКИ,
УДОВЛЕТВОРЯЮЩИЕ НАБЛЮДАЕМЫМ
ПОКАЗАТЕЛЯМ ЦВЕТА ($U-B$) И ($B-V$)

T_* (К)	T_e (К)	N_e (см ⁻³)	W	β_{12}
10 000	11 000	$4 \cdot 10^{10}$	10^{-2}	10^{-5}
10 000	12 000	$2 \cdot 10^{10}$	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-5}$
10 000	11 000	10^{10}	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
10 000	12 000	10^{10}	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-5}$
10 000	11 500	$1.6 \cdot 10^{10}$	10^{-2}	$1.3 \cdot 10^{-5}$

Расширение оболочки, ее диссипация способствовали тому, что после 1986 г. цветовые характеристики звезды вернулись к значениям 1971 г.

5. *О быстрых изменениях цвета и блеска Плейоны.* На кривых блеска в UBV -фильтрах, полученных Шаровым и Лютым [1—6], привлекают внимание быстрые и значительные колебания яркости V и показателей цвета в марте 1972 г. (область на рис. 1 отмечена стрелкой). Эти изменения требуют тщательного анализа: с одной стороны, показатели цвета меняются в ту же сторону, что и при медленных изменениях, а, с другой, такие большие амплитуды изменений за 4—6 дней ($\Delta V = 0^m.77$, $\Delta(U-B) = 0^m.63$ и $\Delta(B-V) = 0^m.19$) больше никогда не встречались. Возможно, быстрые изменения яркости и цвета связаны с бурными процессами в период сброса оболочки. Прояснить понимание этих процессов могли бы поляризационные наблюдения, которые, судя по литературе, к сожалению, в 1972—73 гг. отсутствуют.

6. *Заключение.* Таким образом, рассмотрение опубликованных фотометрических наблюдений Плейоны на основе двухкомпонентной модели, позволило определить, что излучение Плейоны до 1976 г. состояло из излу-

чения звезды с $T_{eff} = 11\,500 \div 12\,000$ К и переменного излучения оболочки с показателями цвета $(U - B)_0 = -1^m.25$ и $(B - V)_0 = -0^m.26$. В предположении, что оболочка возбуждается электронными ударами и ультрафиолетовым излучением звезды, определены физические параметры оболочки: $T_e = 10\,000$ К, $N_e \approx 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $W \approx (1 + 2) \cdot 10^{-2}$ и $\beta_{12} \approx (1 + 2) \cdot 10^{-5}$.

Изменения $(U - B)$ после 1976 г., по-видимому, связаны с селективным фактором, поглощающим свет только в ультрафиолетовой области. Скорее всего, это можно связать с влиянием абсорбционных линий за бальмеровским скачком.

Диссипация оболочки, начавшаяся, по-видимому, после 1982 г., привела к возврату в 1986 г. показателей цвета звезды к значениям, которые были до сброса оболочки в 1970—1971 гг.

Приношу глубокую благодарность Н. Х. Миниколову, предоставившему мне до опубликования некоторые варианты теоретических расчетов показателей цвета газа, а также В. М. Лютому за сообщение UBV -данных по Плеяде за 1985—86 гг. до опубликования.

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

PHOTOMETRIC CHARACTERISTICS OF PLEIONE'S SHELL IN 1971 — 1976

V. T. DOROSHENKO

UBV observations of Pleione in 1971 — 1976 were considered in the frame of two — component model including invariable (star) and variable (shell) sources under the assumption that the shell has variable brightness and constant colors. On the basis of this method, intrinsic colors of Pleione's shell were estimated: $(U - B)_0 = -1.25$, $(B - V)_0 = -0.26$. These colors fit well into the continuous emission from optically thin hydrogen envelope which is excited and ionized by electron collisions and radiation from the star with the following parameters: effective stellar temperature $T_* = 11\,500 + 12\,000$ K, electron temperature $T_e = 10\,000$ K, mean electron density $N_e = 2 \cdot 10^{10}$ cm $^{-3}$, dilution factor $W = (1 + 2) \cdot 10^{-2}$ and $Ly\alpha$ — quantum escape probability $\beta_{12} = (1 + 2) \cdot 10^{-5}$. The Pleione's V -brightness and color behaviour in 1976—1982 may be associated with the blocking effect of shell absorption lines in U -band. The following dissipation of shell led to the return of colors of Pleione in 1986 to those in 1970—71 before the beginning of the shell phase.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Перемен. звезды, 18, 377, 1972.
2. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Астрон. циркуляр, № 872, 1, 1975.
3. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Астрон. циркуляр, № 956, 5, 1977.
4. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Астрон. циркуляр, № 1119, 1, 1980.
5. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Астрон. циркуляр, № 1333, 1, 1984.
6. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Астроном. ж., 65, 593, 1988.
7. P. Hermanec, Bull. Astron. Inst. Czech., 31, 144, 1980.
8. U. Hopp, S. Wittigmann, Inform. Bull. Var. Stars, No. 1782, 1980.
9. R. Hirata, T. Kogure, Publ. Astron. Soc. Jap., 28, 509, 1976.
10. R. Hirata, T. Kogure, Publ. Astron. Soc. Jap., 29, 477, 1977.
11. R. Hirata, T. Kogure, Publ. Astron. Soc. Jap., 30, 601, 1978.
12. T. Higurashi, R. Hirata, Publ. Astron. Jap., 30, 615, 1978.
13. J. Choloniewski, Acta Astron., 31, 293, 1981.
14. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Astrophys. J., 117, 313, 1953.
15. Н. Х. Мичуков, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 76, 43, 1987.
16. J. M. Marlborough, Astrophys. J., 163, 525, 1971.

УДК: 524.338.5—62

О МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ АНТИВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ЛИНИИ H_α .

А. Ф. ПУГАЧ

Поступила 18 января 1988

Принята к печати 14 июля 1988

Исследована светимость пяти быстрых неправильных переменных звезд SV Ser, V 530 Cyg, XY Per, VV Ser и WW Vul в линии H_α . 18 спектров этих звезд были получены на 2.6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории с помощью щелевого спектрографа и ЭОП. Светимость четырех звезд заключена в пределах:

$$E_{\alpha\epsilon} = (0.93 \div 16.1) \cdot 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}.$$

В спектре V 530 Cyg эмиссия в H_α отсутствует. Подчеркивается переменность контуров и интенсивностей эмиссионной линии H_α .

1. *Введение.* Одной из многих особенностей быстрых неправильных звезд ранних спектральных классов с алгоподобными ослаблениями блеска, называемых далее антивспыхивающими звездами (АВЗ), является присутствие в их спектрах эмиссионной линии H_α [1—4]. Контур линии H_α , как правило, двухкомпонентный, переменный. Меняется также эквивалентная ширина $W_{\alpha\epsilon}$ и отношение V/R [4—7], причем, изменения $W_{\alpha\epsilon}$ иногда находятся в очевидной антикорреляции с блеском [8]. Среди АВЗ с яркой линией H_α есть звезды поздних А и даже F спектральных классов (V 351 Ori, ВН Ser, ВО Ser), что отличает их от звезд типа А.

В целом спектральная изученность АВЗ далека от полноты, в частности, это касается поведения эмиссионной линии H_α . В настоящей работе оценена по порядку величины мощность излучения некоторых АВЗ в частотах эмиссионной линии H_α .

2. *Наблюдательный материал.* Спектры пяти антивспыхивающих звезд были получены на телескопе ЭТШ Крымской астрофизической обсерватории при помощи спектрографа СПЭМ, сопряженного на выходе с ЭОП. Дисперсия на негативах составляет 35.5 и 42 А/мм в районах линий H_α и

$H\beta$ соответственно. Подробное описание прибора приведено в работе [9]. Даты наблюдений и количество полученных спектров указаны в табл. 1.

Данные о блеске исследуемых звезд брались из работ [10—12]. В случае отсутствия последних делались вероятностные оценки блеска по результатам фотовольфических наблюдений автора за период 1979—1983 гг. Эти же наблюдения использовались для определения статистических пределов нормального блеска, которые совместно с величинами V приведены в табл. 1.

3. Описание спектральных и фотометрических особенностей звезд. У всех звезд (за исключением V 530 Cyg) зарегистрирована эмиссионная линия $H\alpha$. Ее характерные контуры представлены на рис. 1. Излучение континуума на длине волны линии $H\alpha$ принято за единицу. Интенсивность профиля линии представлена в единицах непрерывного спектра. Для звезд с двухкомпонентным контуром линии в табл. 1 указано отношение интенсивностей V/R .

Ниже мы приводим краткое описание контуров линий и фотометрических характеристик исследуемых звезд.

SV Cep. На всех четырех спектрах видна однокомпонентная линия $H\alpha$. Однако в мае 1972 г. Зайцева и Колотилов [5] наблюдали более сложный контур с отношением «синего» и «красного» компонентов $V/R = 1.8 \div 1.9$. Яркость переменной в период наших наблюдений была близка к абсолютному максимуму.

V530 Cyg. Наши наблюдения подтвердили отсутствие эмиссии в $H\alpha$, установленное ранее Зайцевой и Есиповым [4]. Однако, на ее следы указывает вид контура фотосферной линии $H\alpha$ (см. рис. 1). В то время, как контур линии поглощения $H\beta$ симметричен и имеет нормальную центральную интенсивность, контур $H\alpha$ несимметричен, не имеет четко выраженного ядра, а сама линия поглощения обладает небольшой центральной глубиной. Возможно, она частично замята эмиссией.

Звезда малоактивна в фотометрическом отношении. За 107 ночей наших фотовольфических наблюдений было зарегистрировано всего три глубоких ослабления блеска ($\Delta V \cong 0^m5$). В остальных случаях блеск находился в пределах 11^m7 — 11^m8 . Статистические оценки с учетом наблюдений Филиппева [13] дают коэффициент фотометрической активности менее 0.03. Таким образом, с вероятностью более 0.95 можно утверждать, что в моменты спектральных наблюдений блеск переменной был в нормальных пределах.

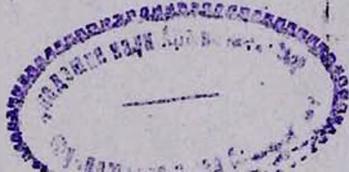


Таблица 1

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Звезда, спектр	Дата наблюдений, 1981 г.	Блеск в дату спектральных наблюдений, V	Нормальный блеск, V_n	Источник сведений по V и V_n	Отношение интенсивностей компонент, V/R	Эквивалентная ширина $W_{\text{эк}}, \text{ \AA}$	Принятая светимость звезды $L \cdot 10^{-35}$ эрг/с	Светимость $E_{\lambda} \cdot 10^{-32}$ эрг/с
SV Сер A0 III	29.07	$10^{\text{m}}82$	$10^{\text{m}}8-11^{\text{m}}0$	[12]	—	10.95	4.06	2.59
	01.08	10.87	"	"	—	11.37	"	2.68
	01.08	10.87	"	"	—	9.74	"	2.30
	02.08	10.86	"	"	—	11.51	"	2.72
V530 Суг B5	01.08	11.65—11.90	11.7—11.8	автор	—	2.43*	—	—
	01.08	"	"	"	—	3.28*	—	—
	02.08	"	"	"	—	3.41*	—	—
XY Пер B6+A2II	06.03	8.95—9.45	9.1—9.2	"	0.90	4.00	19.2—29.9	2.45—8.40
	06.03	"	"	"	.92	7.68	B6 A2 II	4.70—16.1
	06.03	"	"	"	.94	5.43	"	3.33—13.9
	06.03	"	"	"	.91	5.09	"	3.12—10.7
	03.09	"	"	"	.96	7.18	"	4.42—15.1
VVSer A2ср	29.07	11.89	11.8—12.2	[10]	1.18	13.8	0.99—2.49	0.93—2.32
WW Vul A3sIII	01.08	11.82	10.2—10.6	[11]	0.93	27.82	2.03	4.26—1.41
	01.08	11.82	"	"	0.97	33.23	"	5.09—1.61
	01.08	11.82	"	"	0.99	25.18	"	3.86—1.28
	01.08	11.82	"	"	0.92	26.37	"	4.04—1.34
	02.08	12.19	"	"	0.93	40.90	"	6.26—1.47

* Линия H_{α} видна в поглощении.

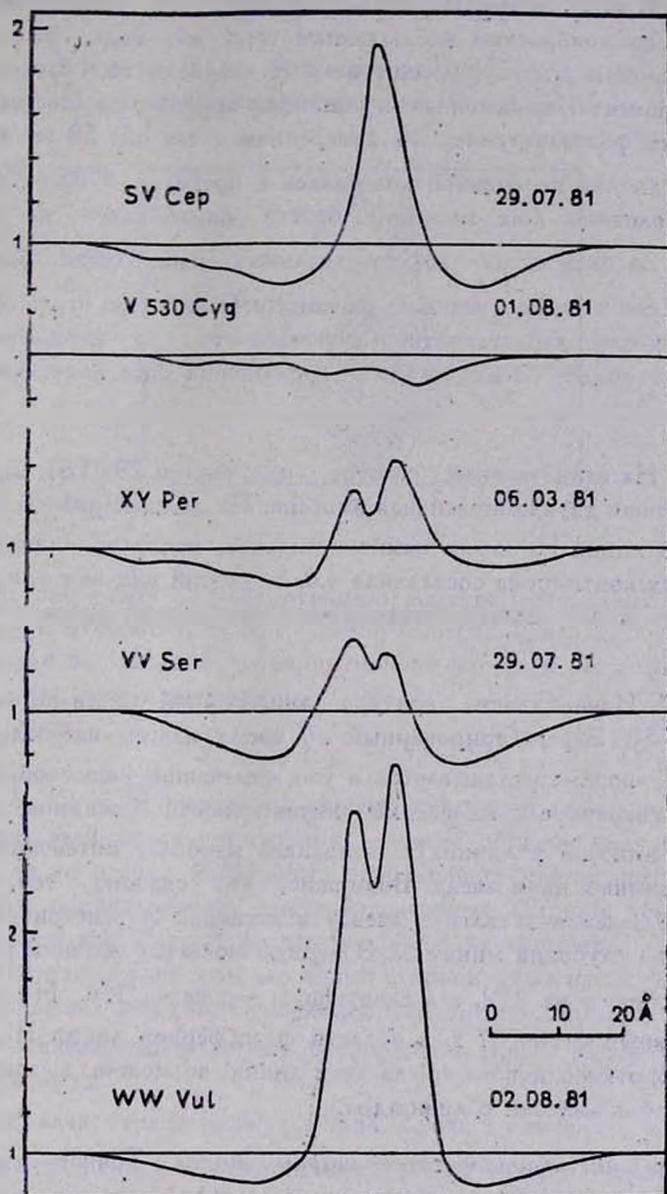


Рис. 1.

XV Рег. Контур линии H_{α} меняется. Если по нашим измерениям $V/R < 1$, то по ноябрьским наблюдениям того же года, выполненным Финкенделлером и др. [2], отношение V/R возросло до 1.8, а интенсивность V -компонента, выраженная в единицах континуума, достигла 2.

По нашим фотоэлектрическим измерениям в течение 50 ночей 1979—1983 гг. V -величина переменной колебалась в пределах 9^m05 — 9^m46 , причем, более половины всех значений блеска приходилось на интервал 9^m1 — 9^m2 . За пять суток до опектральных наблюдений блеск был $V = 9^m15$. Если считать, что наш фотометрический ряд отражает основные статистические характеристики переменности, то неопределенность величины V в момент спектральных наблюдений составляет что-то около $\mp 0^m20$.

VV Ser. На единственном спектре, полученном 29.07.81, зарегистрирована умеренная двухкомпонентная эмиссия. По данным работы [2], в мае того же года линия H_{α} была намного сильнее, поскольку интенсивность линии в долях континуума составляла 4.6, но общий вид контура при этом не изменился. В дату наших спектральных наблюдений блеск VV Ser был нормальным.

WW Vul. Изменчивость контура эмиссионной линии H_{α} описана в работах [6—8]. Зарегистрированный во время наших наблюдений контур линии H_{α} вполне укладывается в уже отмеченное многообразие его проявлений, связанное с изменением интенсивности и ширины линии. У второй звезды эмиссия в линии H_{α} оказалась наиболее интенсивной среди всех исследованных нами звезд. Возможно, это связано с тем, что опектральные наблюдения захватили звезду в активной фотометрической фазе и пришлось на глубокий минимум. В первую ночь наблюдений блеск был слабее нормального на 1^m2 , а в следующую — уже на 1^m6 . На двух спектрах, полученных 01.08.81 г. в области фотосферной линии H_{β} , заметно искажение коротковолнового крыла этой линии, возможно, вызванное присутствием слабой эмиссии вблизи ядра.

4. *Определение эквивалентных ширин линий.* Точное определение эквивалентных ширин W_{α} эмиссионной линии H_{α} осложняется двумя обстоятельствами. Во-первых, известен факт переменности самих линий, причем, значительные изменения W_{α} наблюдаются иногда на фоне постоянного блеска [6]. В связи с этим при определении светимости E_{α} в линии H_{α} целесообразно ограничиться пока только порядковыми оценками величин. Во-вторых, в сложном профиле линии трудно эмпирически выделить

вклад каждого в отдельности процессов поглощения и излучения, которые на спектрограмме дают суммарную картину.

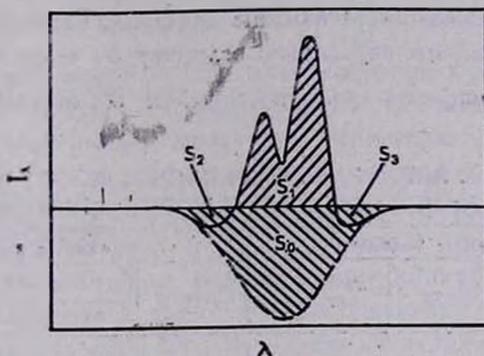


Рис. 2.

Рассмотрим схему результирующего контура, составленного из линий поглощения и относительно более узкой эмиссии (рис. 2). Очевидно, что интересующая нас энергия пропорциональна площади S_e , которая складывается из таких составляющих:

$$S_e = S_0 + S_1 - S_2 - S_3.$$

Значения S_1 , S_2 и S_3 выводятся непосредственно из спектрограмм, тогда как площадь всей линии поглощения S_0 таким образом получена быть не может и для ее оценки необходимо использовать статистические методы. Мы сделали предположение, что эквивалентные ширины абсорбционных линий бальмеровской серии в спектрах АВЗ не существенно отличаются от эквивалентных ширин этих же линий стационарных звезд соответствующих спектральных классов. Основанием для такого допущения послужило сравнение эквивалентных ширин фотосферной линии H_β обсуждаемых и нормальных звезд.

У пяти звезд, перечисленных в табл. 2, были измерены W_β линии H_β и затем сопоставлены с W_β^0 нормальных звезд тех же спектральных классов, взятыми из работ [14—16].

Сравнение измеренных W_β со стандартными значениями W_β^0 показывает, что в пределах разброса значений W_β^0 , который определяется систематическими ошибками методов и индивидуальными особенностями звезд, исследуемые АВЗ существенно не отличаются от нормальных звезд. Этот вывод подтверждается также детальным исследованием контуров водородных линий звезды SV Сер. Авторы работы [12] пришли к выводу, что изученные контуры хорошо согласуются с контурами водородных ли-

ний звезды спектрального класса A0 II. Основываясь на отсутствии значимых систематических отличий между W_{β}^0 и W_{β} , мы считаем, что W_{α}^0 и W_{α} также должны иметь близкие значения. Таким образом, в рамках сделанных допущений мы определяем величину S_0 через табличное значение эквивалентной ширины линии поглощения W_{α}^0 нормальных звезд.

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ФОТОСФЕРНЫХ
ЛИНИЙ H_{β} ИССЛЕДУЕМЫХ И НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД

Исследуемые звезды			Нормальные звезды		
Обозначение	Спектр	Измеренная W_{β} , А	Спектр	Пределные значения W_{β}^0	
				[15]	[14]
XU Per	B6 + A2 II	11.5	B6 A2 II	6.2—7.9 8.0	9.6—11.0 10.8*
WW Vul	A3e III	12.2—12.8	A3 III	11.4—12.0	—
SV Ser	A0 III	14.6—17.2	A0	10.7—13.0	19.2—19.8
VV Ser	A2e β	4.4	A2	10.8—13.0	15.9—20.8
V 530 Cyg	B5	4.2—5.4	B5	4.8—6.7	7.6—10.2

* Величина взята из работы [16].

Вычисление эквивалентных ширин W_{α} эмиссионной линии H_{α} проводилось численно-графическим методом и результаты представлены в табл. 1. Для перехода к энергетическим оценкам положим, что закон излучения Планка с достаточной для наших целей точностью описывает распределение энергии в спектрах В-А звезд. Обозначим эквивалентную полуширину эмиссионной линии через $\delta\lambda$, т. е.

$$W_{\alpha} = 2\delta\lambda.$$

Тогда относительная доля энергии, излучаемая звездой в полосе частот эмиссии H_{α} , будет

$$z = \frac{\int_{\lambda_0 - \delta\lambda}^{\lambda_0 + \delta\lambda} F_{\lambda} \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} F_{\lambda} \cdot d\lambda},$$

где F_{λ} — функция излучения Планка, а λ_0 — длина волны линии H_{α} . В таком случае светимость звезды E_{α} в эмиссии можно вычислить через светимость звезды L :

$$E_{\alpha} = z \cdot L.$$

Описанная процедура была применена к нашим наблюдениям. В качестве L брались табличные значения светимостей звезд соответствующих спектральных классов и классов светимостей. Величины E_{α} приведены в последней графе табл. 1 (для некоторых звезд — в двух колонках).

5. *Обсуждение результатов.* Итоги измерений и вычислений представлены в сводной таблице. Обращает на себя внимание тот факт, что, несмотря на заметный разброс физических параметров (W , L , T_e) звезд, полученные значения E_{α} группируются в пределах $E_{\alpha} = n \cdot 10^{32}$ эрг/с, где $0.93 \leq n \leq 16.1$. Реальный разброс величин E_{α} должен быть еще меньше, так как $0.93 \cdot 10^{32}$ и $16.1 \cdot 10^{32}$ — это предельно допустимые значения, полученные при использовании конкурирующих предположений. Необходимость в таких предположениях была вызвана либо двойственностью звезды XY Per, либо незнанием класса светимости звезды VV Ser, либо переменностью блеска звезды WW Vul. Рассмотрим эти случаи подробнее.

XY Per известна как двойная звезда с компонентами B6+A2 II, с угловым разделением около $1''.4$ [17] и разницей блеска в максимуме $\Delta m_{\text{ра}} = 0^m.6$ [18]. Поскольку неизвестно, какой из компонентов ответствен за H_{α} эмиссию, расчеты велись для двух случаев, в каждом из которых учитывалось излучение только одного из компонентов. В последней графе табл. 1 соответственно этим случаям в двух столбцах приведены альтернативные значения E_{α} . Из вероятностных соображений предпочтение следует отдать левому столбцу (вариант звезды B6), так как среди АВЗ звезды II класса светимости пока неизвестны.

Аналогичная неопределенность существует и для результатов по звезде VV Ser, светимость которой неизвестна. При расчетах использовались две возможности: карлик или гигант (соответственно левый и правый столбцы последней графы). То обстоятельство, что светимости звезд A2 и A2 III различаются всего в 2.5 раза, делает разброс альтернативных значений E_{α} для VV Ser вполне приемлемым для наших целей.

Особый интерес представляет обсуждение результатов по звезде WW Vul, блеск которой в период спектральных наблюдений был намного слабее нормального. Учет этого обстоятельства зависит от используемой модели переменности блеска АВЗ. Если исходить из популярной в настоящее время модели нестационарного пылевого облака, проекция которого на диск звезды приводит к наблюдаемым ослаблениям блеска, то результат зависит от отношения двух величин: среднего расстояния R_c от звезды до пылевого облака и внешнего радиуса R_e эмиссионной оболочки, в которой возникает H_{α} -излучение.

Если $R_c > R_e$, тогда никаких поправок в измеренные величины E_{α} вводить не следует, поскольку в этом случае ослабление эмиссии и континуума будет одинаковым. Если же $R_c < R_e$, то в этом случае излучение в эмиссионной линии должно поглощаться облаком слабее, чем излучение фотосферы звезды, а в случае $R_c \ll R_e$ такое поглощение и вовсе станет незначительным. Тогда наблюдатель регистрирует кажущееся усиление интенсивности и увеличение эквивалентной ширины эмиссионной линии.

Два этих предельных случая отражены в расчетах, представленных в таблице (левый столбец для случая $R_c > R_e$). В действительности можно думать, что случай $R_c < R_e$ вполне реален, поскольку из наблюдений Колотилова [8] и из наших наблюдений видно, что при падении блеска W_{α} увеличивается. Это может быть объяснено в рамках геометрической модели, в которой пылевое облако, экранирующее фотосферу, либо погружено в эмиссионную оболочку, либо же эта оболочка и звезда настолько сильно разнесены в картинной плоскости, что не имеют общих точек или же перекрываются незначительно.

Ввиду отсутствия каких-либо определенных данных относительно R_c и R_e в настоящее время не представляется возможным при редукции измеренной величины W_{α} учесть тот факт, что звезда была в ослабленном состоянии. Истинное значение E_{α} лежит между крайними значениями, приведенными в двух столбцах табл. 1.

Некоторые исследователи объясняют двухкомпонентный профиль эмиссии доплеровским эффектом, возникающим при вращении газовой оболочки или диска, а однокомпонентный профиль некоторых Ae—Be звезд интерпретируется как результат наблюдения со стороны одного из полюсов. Наблюдения SV Сер, отразившие существование и одно- и двухкомпонентной H_{α} -эмиссии, противоречат этой модели и свидетельствуют скорее в пользу изменения геометрии излучающей оболочки.

Таким образом, у четырех из пяти исследовавшихся звезд наблюдается яркая спектральная линия. Ее излучение наложено на центральную часть широкой фотосферной линии H_{α} , крылья которой хорошо заметны на спектрограммах. Светимости звезд в линии H_{α} заключены в пределах $(0.93 \div 16.1) \cdot 10^{32}$ эрг/с. Значение этой величины может быть полезно при выяснении вопроса о том, где и при каких условиях возникают эмиссионные линии антивспыхивающих звезд.

Приношу глубокую благодарность руководству Крымской астрофизической обсерватории за предоставленную возможность наблюдать на ЭТШ, а также сотрудникам обсерватории К. К. Чуваеву, И. С. Саванову и А. Е. Тарасову за помощь в подготовке и проведении наблюдений.

H_α-LUMINOSITY OF SOME ANTIFLARE STARS

A. F. PUGACH

Intensities of H_α — emission line of five rapid irregular variables (SV Cep, V 530 Cyg, XY Per, VV Ser and WW Vul) have been investigated. 18 spectra of the stars were obtained at the 2.6 m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory using the slit — spectrograph with the image intensifier. H_α-luminosity of four stars ranged within $E_{H\alpha} = (0.93 + 16.1) \cdot 10^{32} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. The variability of the emission line intensities is underlined. Spectrum of the V530 Cyg has not the bright H_α-line.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Кологиллов, Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 12, 31, 1976.
2. U. Finkenzeller, R. Mundt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 55, 109, 1984.
3. U. Finkenzeller, R. Mundt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 285, 1984.
4. Г. В. Зайцева, В. Ф. Есипов, *Астрон. циркуляр*, № 712, 7, 1972.
5. Г. В. Зайцева, Е. А. Кологиллов, *Астрофизика*, 9, 185, 1973.
6. Г. В. Зайцева, А. Е. Тарасов, А. Г. Щербаков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 72, 85, 1985.
7. Л. В. Тимошенко, *Астрофизика*, 19, 513, 1983.
8. Е. А. Кологиллов, *Астрофизика*, 13, 33, 1977.
9. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, К. Я. Лижоренко и др., *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 36, 277, 1967.
10. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, *Перемен. звезды*, 22, 103, 1985.
11. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, *Перемен. звезды*, 22, 122, 1985.
12. В. И. Кардополов, Л. В. Тимошенко, Г. К. Филиппев, *Перемен. звезды*, 22, 137, 1985.
13. Г. К. Филиппев, *Астрон. циркуляр*, № 1089, 7, 1980.
14. В. Т. Дорошенко, И. Н. Глушнев, Л. В. Моссаковская и др., *Астрон. ж.*, 58, 80, 1981.
15. И. М. Копылов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 22, 189, 1960.
16. J. Stock, *Astrophys. J.*, 123, 253, 1955.
17. W. J. Hussey, *Lick Observ. Bull.*, 3, 116, 1905.
18. G. Bissbroeck, *Yerkes Observ. Publ.*, 5, 43, 1924.

УДК: 524.33

ИНТЕРЕСНАЯ ЗВЕЗДА V627 Cas (= AS 501) — МОЛОДОЙ ОБЪЕКТ, МИРИДА ИЛИ ДВОЙНАЯ СИМБИОТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА?

Е. А. КОЛОТИЛОВ

Поступила 28 апреля 1988

Принята к печати 15 июля 1988

Представлены результаты спектральных и фотометрических в оптическом и инфракрасном диапазонах для воли наблюдений переменной V 627 Cas. В совокупности со всеми остальными данными, известными к настоящему времени, они показывают следующее. Спектральный класс звезды в среднем соответствует $\approx M4$ с признаками высокой светимости. В линейчатом эмиссионном спектре наиболее заметны линии водорода. Звезда обладает сильными УФ- и ИК-избытками излучения, переменной линейной поляризацией оптического излучения, с ней также связаны лазерные линии OH и H₂O. Блеск V 627 Cas в фотографической области спектра ослабевал на протяжении по крайней мере последних 50 лет, в среднем $\Delta m/\Delta t \approx 0^m04$ в год.

1. *Введение.* В 1950 г. Меррил и Бурвелл [1] занесли в дополнительный список объектов с H₂-эмиссией под номером AS 501 звезду с яркостью $m_{vj} \approx 10^m5$ предположительно позднего спектрального класса (впоследствии он был оценен как M). В 1972 г. Хербиг и Рао [2] включили AS 501 во второй каталог молодых объектов (№ HRC 316), хотя и испытывали сомнения в ее принадлежности к звездам типа T Тау. В последующие годы мнения о природе объекта были весьма разноречивы. Так, с одной стороны, Копачкая [3, 4] по ряду свойств считает звезду экстремально молодым членом T-ассоциации около DI Сер. Гам и др. [5] также причисляют ее к молодым объектам, только в качестве горячей компактной H II-области. С другой стороны, принадлежность AS 501 к звездам, не достигшим стадии главной последовательности, исключается в работах [6—12]. При этом она относилась к холодным нестационарным сверхгигантам [8] или переменным типа Миры [11].

В настоящей работе вначале будут изложены результаты наших спектральных и фотометрических наблюдений AS 501. Затем с привлечением всех имеющихся данных будет обсуждена еще одна модель объекта, предлагаемая нами — двойная система, по-видимому, симбиотическая.

В последнее издание ОКПЗ [13] звезда AS 501 вошла как переменная V 627 Cas, таким образом она и будет обозначаться далее в статье.

2. *Наблюдательный материал.* В начале 70-х годов ряд наблюдателей независимо обнаружил [3, 6, 10], что блеск V 627 Cas заметно слабее по сравнению с величиной, приведенной Меррилом и Бурвелл [1]. Это вызвало интерес к фотометрической истории звезды, для выяснения которой были оценены фотографические величины по серии пластинок из стеклянной библиотеки ГАИШ, охватывающей период 1900—1970 гг. Соответствующие данные для 126 ночей приведены в работе Горанского и Колодилова [14].

С 1983 г. проводились фотоэлектрические UVV-измерения блеска V 627 Cas на 60-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ. Для 84 ночей наблюдений по декабрь 1986 г. включительно таблица с результатами также содержится в [14], где изложены и все методические сведения. В 1987—1988 гг. измерения были продолжены, данные для 10 ночей собраны в табл. 1.

Таблица 1
РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ
V 627 Cas В 1987—1988 гг.

JD 244... ..	V	B-V
7000	12.83	—
7003	12.85	3.12
7013	12.91	3.08
7032	12.99	2.90
7033	12.95	2.98
7057	12.96	3.07
7124	12.82	—
7127	12.81	3.25
7183	12.77	2.59
7184	12.76	2.48

В 1974—1984 гг. фотоэлектрические наблюдения V627 Cas проводила Копачкая [4]. Мы выполнили в начале 1988 г. привязку к нашей звезде сравнения использованного в [4] стандарта с целью выявления возможных систематических различий. В фильтре V подобных различий не обнаружено, а в фильтрах U и B по данным [4] V 627 Cas ярче на $0^m.05$ и $0^m.04$, соответственно.

В сентябре 1987 г. была измерена яркость V 627 Cas в диапазоне 1—5 мкм (полосы JHKL) на 125-см рефлекторе Крымской станции

ГАИШ при помощи ИК-фотометра с InSb-приемником [15]. Звездой-сравнения служила BS 8541, величины блеска переменной составляют $J \approx 5^m74 \pm 0^m02$, $H \approx 4^m33 \pm 0^m03$, $K \approx 3^m31 \pm 0^m02$ и $L \approx 1^m90 \pm 0^m02$.

Мы располагаем также спектроскопическим материалом, сведения о котором приведены в табл. 2. Наблюдения выполнены при помощи щелевых дифракционных спектрографов, работающих с ЭОП. Все спектрограммы были записаны в плотностях с увеличениями в 20 и 50 раз на микрофотометре ЗСS Joyce Loebel Астросовета АН СССР.

Таблица 2
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ V 627 Cas

Дата	Спектральная область, А	Дисперсия А/мм	Количество спектрограмм	Примечания
14/15.10.1983	4000—4500	40	1	а
	4700—5300	40	1	а
	6200—6800	40	1	а
9/10. 1.1986	4200—6000	100	1	а
	5800—7500	100	1	а
6/ 7. 8.1986	4300—7200	230	2	б
9/10. 8.1986	4500—5500	100	1	б
10/11. 8.1986	4500—5500	100	1	б
12/13. 8.1986	6400—7500	100	1	б
13/14. 8.1986	6400—7500	100	1	б

Примечания. а — спектры получены П. П. Петровым на 2.6-см рефлекторе КраО АН СССР; б — спектры получены автором на 125-см рефлекторе Крымской лаборатории ГАИШ.

3. Результаты наблюдений. а) Оптическая фотометрия. На рис. 1 изображена сводная кривая блеска V 627 Cas для периода 1900—1988 гг. в величинах m_{pg}/B , построенная с использованием данных [4, 6, 9], табл. 1 и 2 из [14] и табл. 1 настоящей работы. Прежде всего отметим, что для начала века фотографическая фотометрия подвержена эффекту селекции, т. е. из-за близости к пределу снимков, возможно, отсутствуют значения слабого блеска. Кроме того, в наших оценках нет, к сожалению, данных для 1910—1933 гг., но здесь необходимо указать, что Тхун и др. [11] отмечали яркий блеск V 627 Cas в 1919 г. Но если даже не принимать во внимание данные 1900—1910 гг., можно, на наш взгляд, утверждать, что происходило со временем ослабление яркости звезды. В период 1935—1988 гг. в среднем скорость падения составила $\Delta m/\Delta t \approx 0^m04$ в год. С другой стороны, полученная в 40-х годах Меррилом и Бурвелл [1] по бесщелевой спектрограмме V 627 Cas величина $m_{pg} \approx 10^m5$ существенно

отличается от наших оценок для этого периода, $\overline{m_{pg}} \approx 14^m$ (см. рис. 1). Скорее всего, как уже объясняла Копацкая [4, стр. 81], в силу специфических условий части наблюдений [1] величины ряда объектов, в числе которых оказалась и V 627 Cas, соответствуют не фотографической m_{pg} , а более красной, близкой к R .

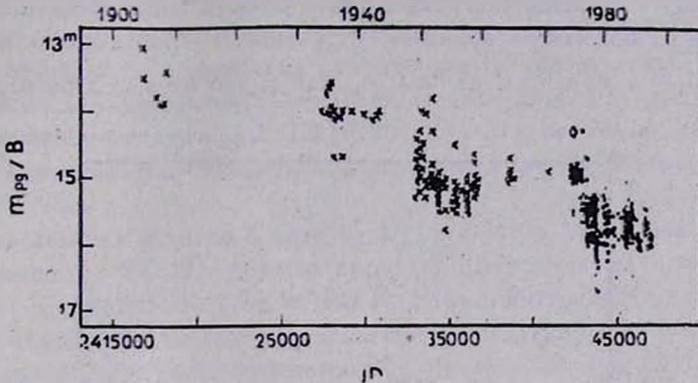


Рис. 1. Сводная кривая блеска V 627 Cas в величинах m_{pg}/B в период 1900—1988 гг. Крестики — фотографические оценки из [14]; заполненные кружки — фотоэлектрические измерения из [4, 14] и табл. 1; треугольник — фотоэлектрические измерения из [9]; ромбик — телевизионные данные из [6].

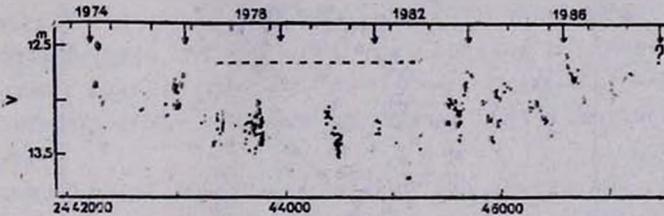


Рис. 2. Сводная кривая блеска V 627 Cas в фильтре V в 1974—1988 гг. Заполненные кружки — фотоэлектрические измерения из [4, 9, 14] и табл. 1; ромбик — телевизионные данные из [6].

На рис. 2 приведена кривая блеска звезды в фильтре V , построенная по всей известной фотометрии 1974—1988 гг. [4, 6, 14] и табл. 1. Диапазон переменности объекта заключался от $\approx 12^m.6$ до $\approx 13^m.7$. Относительно же деталей отметим, что в конце 1983 г. (\approx JD 2445700) нами наблюдался четкий пик яркости, за которым в середине 1986 г. последовал другой, несколько даже более высокий по уровню излучения V 627 Cas. К сожалению, наша фотометрия не захватила второй пик со стороны подъема к максимуму, так что временной интервал между этими двумя событиями $\approx 870^d$ (≈ 2.33 года) можно оценить с точностью, не лучшей

$\pm 20^m$. На рис. 2 стрелками отмечены также моменты вероятных, если данное явление периодическое, пиков яркости в предшествующее 1983 г. время. Как видно, наблюдения, по крайней мере 1974 г. и 1976 г., не противоречат предположению о повторяемости максимумов. В таком случае очередной пик следует ожидать осенью 1988 г. (см. рис. 2).

По фотометрии 1974—1988 гг. можно также заключить, что в 1977—1982 гг. V 627 Cas испытала эпизод общего ослабления яркости в V. Закончился он любопытным образом — произошло «покраснение» показателя цвета (B—V) в среднем на $\approx 0.5^m$, как видно на рис. 3 по расположе-

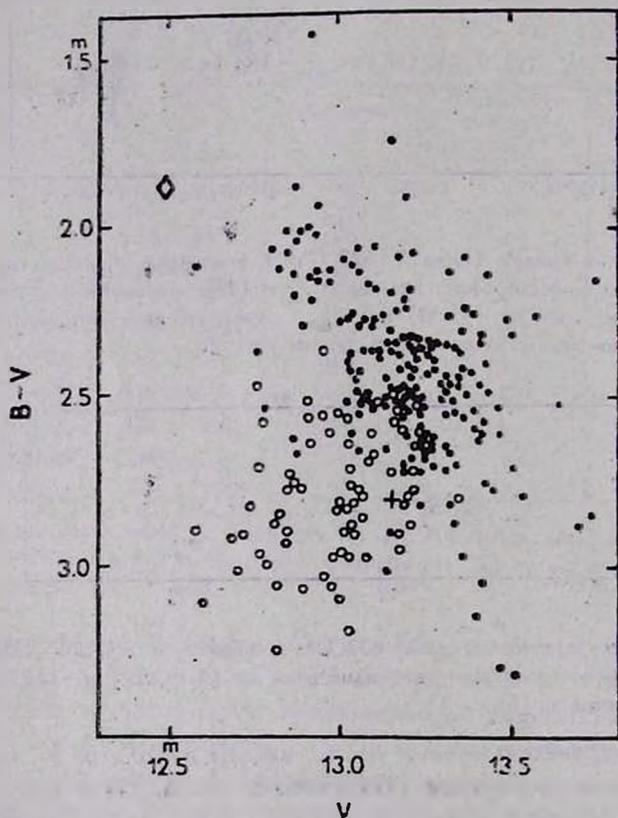


Рис. 3. Зависимость показателя цвета (B—V) от величины V переменной V 627 Cas. Заполненные кружки — данные из [4]; открытые кружки — из [14] и табл. 1; крестик — из [16]; ромбик — из [6].

нию массива нашей фотометрии 1983—1988 гг. с совокупностью данных 1974—1984 гг. Колацкой [4] (на рис. 3 представлены также измерения из [6, 9, 16]).

Что касается показателя цвета ($U-B$), то отметим наличие у V 627 Cas переменного УФ-избытка излучения, временами очень сильного. В 1974—1987 гг. цвет ($U-B$) менялся, согласно [4, 14], в пределах от $\approx -1^m2$ до $\approx +2^m$.

б) *Инфракрасная фотометрия.* В начале 70-х годов Коэн [17] первым установил, что V 627 Cas обладает сильным избытком инфракрасного излучения, отождествив звезду с ИК-источником № 2999 из ракетного AF CRL-обзора неба и выполнив собственные ИК-наблюдения. В дальнейшем объект в ИК-диапазоне наблюдался неоднократно [4, 7, 18, 19], включая и измерения при помощи ИСЗ IRAS ([20, 21], источник 22556+5833). Последние по времени ИК-измерения выполнены нами в сентябре 1987 г. в полосах JHKL.

Распределение энергии в спектре V 627 Cas в диапазоне 1—30 мкм, как показано в [18, 19], хорошо аппроксимируется двумя чернотельными кривыми с $T_1 \approx 1200$ К и $T_2 \approx 300$ К. Этот избыток ИК-излучения связывается с мощной околосредней пылевой оболочкой, на что указывают также и силикатные эмиссионные полосы на 10 и 20 мкм [21].

Обращаясь к ИК-переменности, заметим, что JHKL-наблюдения на Крымской станции ГАИШ ([19] и наша фотометрия) относятся к различным оптическим состояниям объекта—в 1985 г. и 1987 г. $V \approx 13^m$ и в 1986 г. $V \approx 12^m7$ (пик яркости). Возрастание оптического потока сопровождается увеличением и ИК-излучения, но практически без изменений показателей цвета. В 1985—1987 гг. в среднем положение V 627 Cas на двухцветных диаграммах ($J-H$)—($H-K$) и ($H-K$)—($K-L$) хорошо соответствует сумме излучений гиганта M4 и пылевой оболочки с $T \approx 1200$ К.

Показатели цвета объекта в далеком ИК-диапазоне, полученные по IRAS-наблюдениям, согласуются с континуумом т. н. ОН/ИК-звезд, что было отмечено в [12, 22].

в) *Спектроскопия.* Выше было упомянуто, что Меррил и Бурвелл [1] по наблюдениям с объективной призмой отнесли V 627 Cas к поздним звездам. Хербиг и Рао [2] уточнили вывод работы [1], определив спектр типа M. В дальнейшем фотосферный спектр классифицировался как M3 [6], M2 [8] и переменный в пределах M3—M5 [23]. По заключению Чаварриа и Лара [10] спектр V 627 Cas «... K7 или позднее». Ряд спектроскопических признаков свидетельствует о повышенной светимости звезды, т. е. о принадлежности M-спектра, по крайней мере, к типу III [8, 23]. Оптический эмиссионный спектр представлен линиями H, Fe I, Fe II, Ti I и является переменным [23]. В ближнем ИК-диапазоне $\lambda\lambda$ 6000—11000 Å обнаружена только H_α [6, 24, 25].

Наш спектральный материал (табл. 2) получен в октябре 1983 г. и январе 1986 г. при близких фотометрических состояниях звезды с $V \approx 13^m.2$ и в августе 1986 г. при более ярком уровне с $V \approx 12^m.8$. Эмиссионные линии каких-либо элементов, кроме водорода, на наших спектрограммах уверенно не отождествлены. В 1983 г. в эмиссии присутствовали H_α и H_β , и не заметно на спектрограмме следов H_γ ; в январе 1986 г. также наблюдались H_α - и H_β -эмиссии (в области H_γ негатив недодержан). Однако в августе 1986 г., когда звезда поярчала, в спектре осталась только H_α -эмиссия, ширина которой явно уменьшилась по сравнению с предыдущими наблюдениями.

Что касается абсорбционного спектра, то в первую очередь необходимо выделить в спектре V 627 Cas наличие полос молекулы TiO. Они были очень хорошо видны в октябре 1983 г. и в январе 1986 г., при этом для начала 1986 г. количественные оценки по ряду полос дали в среднем классификацию $\approx M2$ (систематического различия в классификации для голубого и красного диапазонов длин волн не выявлено). Во время повышения яркости звезды молекулярный спектр ослабел, что особенно было заметно в августе 1986 г. по полосам в районе $\lambda\lambda 6600-7100 \text{ \AA}$ (см. рис. 4).

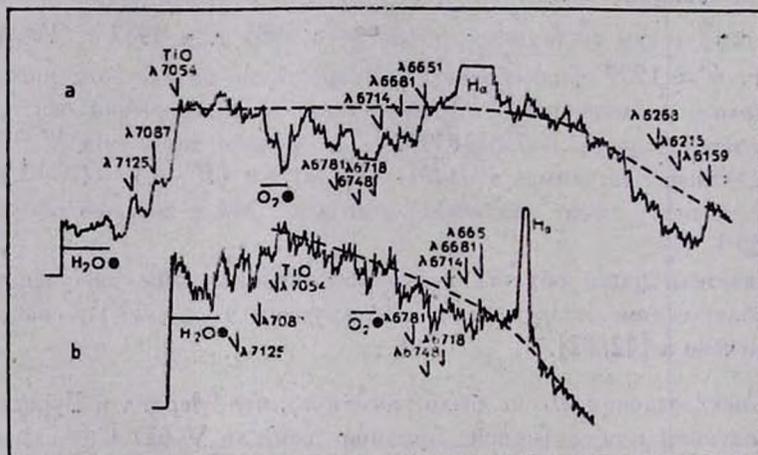


Рис. 4. Микрофотометрические записи в плотностях спектрограммы V 627 Cas с дисперсией $\approx 100 \text{ \AA/мм}$. Спектры получены при разных уровнях оптического блеска звезды: а — 9.10.1.1986, $V \approx 13^m.2$; б — 13.14.8.1986, $V \approx 12^m.8$. Все отмеченные длины волн, имеющие при себе букву λ , принадлежат к TiO.

Особый интерес представляет вопрос о линии поглощения $Li I$ $\lambda 6708 \text{ \AA}$, являющейся, как известно, одним из признаков молодости объекта и ранее отождествленной в спектре V 627 Cas Дервиз и Копачкой [23]. На нашей спектрограмме с дисперсией 40 \AA/мм , полученной осенью

1983 г., присутствие данной линии не обнаружено. В связи же со светимостью заметим, что наличие на этой спектрограмме линий поглощения Ba II λ 6496 А и, наоборот, отсутствие молекулярной полосы поглощения CaH λ 6385 А указывает на повышенную светимость объекта, в согласии с выводами работ [8, 23].

г) *Поляризация и радиоизлучение.* Прежде чем переходить к обсуждению природы V 627 Cas, имеет смысл представить также результаты поляризационных и радионаблюдений.

Согласно [4, 26], звезда обладает линейной поляризацией оптического излучения, переменной в пределах 3—6%. При этом до 1981 г. наблюдалось интересное явление [4] — вращательное движение вектора поляризации с характерным временем ≈ 2.3 года ($\approx 840^d$): Любопытно, что этот интервал близок к предполагаемой нами периодичности всплесков яркости объекта.

В ноябре 1977 г. было обнаружено связанное со звездой мазерное ОН-излучение в частотах 1612, 1665 и 1667 МГц [5] (более ранняя попытка Ло и др. [27] не дала положительного результата). С V 627 Cas связано также мазерное H_2O -излучение [11, 12, 22, 27, 28], при этом между 1983 г. и 1985 г. произошло изменение профиля эмиссии.

Попытки зарегистрировать непрерывное радиоизлучение от объекта на 1.3 и 6 см [11] и 3.7 и 11 см [27] оказались безуспешными.

4. *Обсуждение.* а) *О природе V 627 Cas.* В начале статьи уже перечислялись различные мнения о природе объекта, выдвинутые в [4, 5, 8, 11]. Там же был упомянут и наш вариант, предполагающий двойственность (для справедливости укажем, что предположение о двойственности ранее уже высказывалось [23], но затем от него отказались [4]). Наш вариант обосновывается в первую очередь на кривой блеска звезды, свидетельствующей об ослаблении ее яркости со временем, возможно, что и на всем протяжении фотометрической истории (рис. 1). Такое поведение может означать, по аналогии с медленными новыми и новоподобными симбиотическими объектами, что звезда когда-то испытала заметный подъем яркости. Допуская вероятность такого события и анализируя остальные характеристики V 627 Cas, мы не исключаем возможности включения ее именно в группу новоподобных симбиотических звезд [29]. Как полагают в настоящее время, они представляют собой двойные системы, в которых будут происходить вспышки яркости горячего компаньона (термоядерный взрыв на поверхности) при аккреции им вещества, теряемого холодным компаньоном [30].

Кратко напомним основные свойства симбиотических звезд с целью выяснения каких-либо решающих противоречий нашей гипотезе. Согласно данным Аллена [31], около 25% из них обладают пылевыми оболочками, а 3—638

с учетом IRAS-наблюдений доля возрастает до $\approx 40\%$ [32]. Согласно недавнему обзору Шульца-Ладбека [33], около 45% симбиотических звезд обладает собственной линейной поляризацией излучения, причем в то преимущественно объекты с ИК-избытками (к примеру, у R Aqг степень поляризации временами возрастает до $\approx 15\%$ [34]). С другой стороны, непрерывное радионизлучение зарегистрировано только у $\approx 25\%$ симбиотических звезд [35].

Что касается мазерного OH- и H₂O-излучения, связанного с V 627 Cas то оно также представляет собой определенный «симбиоз» характеристик, свойственных горячим H II-областям [36] и холодным OH/ИК-звездам [37]. Однако из симбиотических систем только у R Aqг было обнаружено мазерное излучение, так что какое-либо детальное сравнение с V 627 Cas затруднено. Но любопытно заметить, что холодный компаньон системы R Aqг является миридой.

Основная трудность с отнесением V 627 Cas к симбиотическим звездам заключается в ее оптическом спектре. С одной стороны, он является составным, сочетающим молекулярные полосы поглощения TiO с линиями излучения. С другой, у симбиотических объектов наблюдаются эмиссии гелия и запрещенные линии, которые у V 627 Cas не видны. Однако надо иметь в виду, что у AG Peg, новоподобной симбиотической, испытавшей в 1855—1871 гг. подъем блеска $\Delta m \approx 3^m$ и с тех пор демонстрирующей падение яркости со средней скоростью $\Delta B/\Delta t \approx 0^m04$ в год [38], эмиссии He I появились лишь через ≈ 60 лет после вспышки [39]. Естественно, только по мере падения плотности сброшенной оболочки в спектре AG Peg появились и запрещенные линии [39].

Таким образом, мы не сталкиваемся с непреодолимыми препятствиями для отнесения V 627 Cas к новоподобным симбиотическим звездам. Объект, на наш взгляд, очень интересный и заслуживает дальнейшего внимания со стороны наблюдателей. В частности, необходимо разобраться с таким вопросом, как возможная 870-дневная периодичность.

Теперь о других предположениях об эволюционном статусе V 627 Cas. Во-первых, относительно молодости. Мы не подтвердили наличия линии поглощения Li I λ 6708 А, а по цветам далекого ИК-излучения, зарегистрированного при помощи ИСЗ IRAS, объект на соответствующих диаграммах находится в стороне от области, занимаемой звездами типа T Tau [12, 22]. Молодость V 627 Cas предполагается и в объяснении природы V 627 Cas. данным Гамом и др. [5] — компактная зона H II. Как известно, их появление вокруг горячих массивных звезд характеризует определенный этап эволюции до главной последовательности. При этом для формирования зоны H II, газопылевого «кокона» и возникновения условий для молекулярного мазерного свечения важным фактором является темп

истечения вещества — выше или ниже он критического [40]. Однако модели [5] в первую очередь противоречат поздний спектральный класс V 627 Cas, который, напомним, в среднем оценивается $\approx M4$.

И еще одно обстоятельство. Среди молодых звезд известна лишь небольшая группа фуоров, демонстрирующих падение яркости после соответствующих новоподобных подъемов [41]. Однако, кроме сходства в фотометрическом поведении, V 627 Cas в остальном не похожа на какого-либо представителя группы фуоров.

Предположениям [8, 11] о том, что V 627 Cas является нестационарным сверхгигантом или переменной типа Миры, противоречит наличие не характерного для таких объектов сильного УФ-избытка излучения (показатель цвета $U-B$, напомним, меняется от -1^m3 до $+2^m$ согласно [4] и нашим данным). Кроме того, до сих пор не наблюдался и процесс длительного падения яркости у какого-либо из представителей данных групп.

б) *О межзвездном поглощении и расстоянии до V 627 Cas.* Согласно [3, 4, 23], поскольку Т-ассоциация около DI Сер расположена на расстоянии ≈ 300 пк, V 627 Cas является близким объектом, «покрасневшим» в основном за счет околозвездной пыли. Насборот, Коэн и Кухи [8] пришли к выводу, что звезда находится на расстоянии ≈ 3.3 кпк, поглощение для нее $\approx 3^m6$, причем большая часть A_V межзвездного происхождения. Гам и др. [5] также считают ее далеким объектом, оценивая $r > 3$ кпк из кинематически: сопоставлений, связанных с характеристиками мазерного излучения.

Недавно Бергнер и др. [42] детально изучили распределение поглощающего вещества в направлениях на DI Сер и V 627 Cas. До расстояния ≈ 1.2 кпк происходит равномерное нарастание поглощения до $A_V \approx 2^m8$, а далее до ≈ 3.5 кпк увеличился A_V не наблюдается.

Как уже отмечалось выше, ряд спектроскопических признаков указывает на повышенную светимость V 627 Cas. Здесь в связи с нашей точкой зрения на природу объекта необходимо указать, что в симбиотических системах холодный компаньон имеет, как правило, III тип светимости [43], но в нескольких системах он более яркий (тип I—II, [44]). Во втором случае V 627 Cas будет далеким объектом, частично «покрасневшим», по-видимому, за счет собственной пыли.

В заключение автор выражает благодарность П. П. Петрову за предоставление ряда спектрограмм V 627 Cas и Б. Ф. Юдину за содействие в проведении ИК-наблюдений.

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

AN INTERESTING STAR V627 CAS (= AS 501) — A YOUNG
OBJECT, A MIRA VARIABLE OR A BINARY
SYMBIOTIC SYSTEM ?

E. A. KOLOTILOV

The results of spectral and photometric observations of the variable star V627 Cas carried out in optical and infrared regions are presented. The combination of all available data shows the following parameters of the star: spectral class corresponds on the average to M4 bearing some features of high luminosity. In the emission spectrum the most prominent are hydrogen lines. The star shows strong UV and IR excesses, variable linear polarization in the optical range, with the star are also connected maser lines OH and H₂O. The brightness of V627 Cas in the photographic region has decreased for at least 50 years on the average by $\Delta m/\Delta t \approx 0^m.04$ per year.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, C. G. Burwell, *Astrophys. J.*, 112, 72, 1950.
2. G. H. Herbig, K. N. Rao, *Astrophys. J.*, 174, 401, 1972.
3. Е. Н. Копачкая, Уч. зап. ЛГУ, № 400, 93, 1979.
4. Е. Н. Копачкая, Канд. диссертация. ЛГУ, 1986.
5. G. F. Gahm, K. P. Lindroos, W. A. Sherwood, A. Winnberg, *Astron. and Astrophys.*, 83, 263, 1980.
6. Г. Ф. Гам, Е. А. Колотилов, П. П. Петров, А. Г. Щербатов, Г. И. Шанин, *Астрон. циркуляр*, № 852, 5, 1975.
7. R. D. Gehrz, J. A. Hackwell, *Astrophys. J.*, 206, L161, 1976.
8. M. Cohen, L. Kuhl, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 829, 1977.
9. C. Eiroa, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 44, 77, 1981.
10. C. Chavarría, E. Lara, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 6, 159, 1981.
11. C. Thum, C. Bertout, D. Downes, *Astron. and Astrophys.*, 94, 80, 1981.
12. J. G. A. Wouterloot, C. M. Walmsley, *Astron. and Astrophys.*, 168, 237, 1986.
13. Общий каталог переменных звезд, под ред. П. Н. Холодова, т. 1, Наука, Москва, 1985.
14. В. П. Горанский, Е. А. Колотилов, *Перемен. звезды*, 22, 667, 1988.
15. Э. А. Наджип, В. И. Шнаурин, В. Г. Тихонов, Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 58, 119, 1986.
16. G. V. Coyne, *Vatican Observ. Publ.*, 2, 73, 1984.
17. M. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 169, 257, 1974.
18. M. J. Lebofsky, S. G. Kleemann, G. H. Rieke, P. J. Low, *Astrophys. J.*, 206, L157, 1976.
19. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. циркуляр*, № 1501, 7, 1987.
20. P. R. Wesseltius, D. A. Belintema, A. R. W. de Longe, T. A. Jurriens, D. J. M. Kester, J. E. van Weerden, J. de Vries, M. Perault, IRAS — DAX Chopped photometric channel, Explanatory Suppl., Groningen, 1985.
21. F. M. Olton, E. Ratmond, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 607, 1986.

22. C. Henkel, A. D. Haschick, R. Gusten, *Astron. and Astrophys.*, 165, 197, 1986.
23. Т. Е. Дерюс, Е. Н. Конашкая, Письма в Астрофиз. ж., 7, 168, 1981.
24. Y. Andrillat, J. P. Swings, *Proc. IAU Colloq. N 42, Bamberg*, 100, 1977.
25. Y. Andrillat, J. P. Swings, *Bull. Soc. Roy. Sci. Liege*, 47, 229, 1978.
26. Ю. К. Бернер, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, К. Г. Джакушева, Д. Б. Муканов, Письма в Астрофиз. ж., 13, 208, 1987.
27. K. Y. Lo, B. F. Burke, A. D. Haschick, *Astrophys. J.*, 202, 81, 1975.
28. R. Genzel, D. Dognes, *Astron. and Astrophys.*, 72, 234, 1979.
29. D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 521, 1980.
30. S. J. Kenyon, J. W. Truran, *Astrophys. J.*, 273, 280, 1983.
31. D. A. Allen, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 5, 369, 1984.
32. Л. Лууд, Т. Тувикене, *Астрофизика*, 26, 457, 1987.
33. R. Schulte — Ladbeck, *Astron. and Astrophys.*, 142, 333, 1985.
34. С. Н. Никитиц, Т. Н. Худякова, Письма в Астрофиз. ж., 5, 611, 1979.
35. E. R. Seaquist, A. R. Taylor, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 18, 913, 1986.
36. H. J. Habing, F. P. Israel, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 345, 1979.
37. W. J. Wilson, in „*Mol. Galact. Environ.*, New York *o. a.*, 1973, 164.
38. Т. С. Белякина, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 75, 136, 1986.
39. S. J. Kenyon, in „*The Collected history of the Symbiotic Stars*„ Univ. Illinois, 1983.
40. В. В. Бурдюжа, Ин-т космич. исслед. АН СССР, Препр., № 751, 1983.
41. С. Н. Herbig, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1977.
42. Ю. К. Бернер, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин, Н. Ю. Ютанов, Д. Б. Муканов, *Астрофиз. циркуляр*, № 1459, 5, 1986.
43. Л. Лууд, Л. Лесляярв, *Астрофизика*, 24, 265, 1986.
44. S. J. Kenyon, T. Fernandez — Castro, *Astron. J.*, 93, 938, 1987.

УДК: 524.318—355

НИЗКОДИСПЕРСНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД.

III. ОБЛАСТЬ $145^\circ \leq l \leq 165^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$

О. М. КУРТАНИДЗЕ, М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

Поступила 25 марта 1988

Принята к печати 20 апреля 1988

На основе выходящего дисперсного спектрального обзора (1250 А/мм около H_γ), проведенного на 70-см менджковом телескопе, в области $145^\circ < l < 165^\circ$, $-5^\circ < b < +5^\circ$ выявлено 172 углеродных звезд, 83 из них зарегистрированы впервые. Распределение углеродных звезд в исследуемой области по широте и долготе равномерное, а поверхностное распределение пуассоновое. Методом «ближайшего соседа» показано, что пары С-звезд и возможные члены рассеянных звездных скоплений в исследуемой области отсутствуют. Анализированы широтное и долготное распределение углеродных звезд объединенной выборки всех трех областей, исследованных нами.

1. *Введение.* Мы продолжаем публикацию результатов низкодисперсного спектрального обзора (1250 А/мм около H_γ) полосы Млечного Пути шириной десять градусов, проведенного с целью выявления ОВ, dA, M и C звезд [1] и изучения их поверхностного и пространственного распределения. В первых двух частях данной работы [2, 3] были представлены списки 193 новых углеродных звезд и результаты исследования поверхностного распределения в областях $115^\circ \leq l \leq 130^\circ$, $130^\circ \leq l \leq 145^\circ$. Были выявлены возможные пары С-звезд и члены рассеянных звездных скоплений. Там же приводится обзор работ, выполненных вплоть до середины восьмидесятых годов.

За истекшие два года появилось несколько работ, касающихся проблемы выявления углеродных звезд. В первой из них [4] приводится список более ста новых С-звезд ($m_V \leq 13.5$), расположенных в основном на высоких галактических широтах. Они выявлены в результате спектрального обзора (600 А/мм около 5100 А) всего северного неба, а также части южного неба, вплоть до склонения -25° , на обсерватории Уорнера и Суэзи. В работах [5, 6] с помощью 104-см шмидтовского телескопа [7] обсерватории Кисо (Япония) в комбинации с 4° предобъективной призмой, дающей обратную линейную дисперсию 1000 А/мм около атмосферной А-по-

досы, исследованы две области, $115^\circ < l \leq 130^\circ$, $170^\circ \leq l \leq 190^\circ$. Первая из них совпадает с областью, исследованной в [2]. В результате автором выявлено свыше ста новых углеродных звезд, среди них подавляющее большинство объектов общее с нашим I списком. Результаты спектрального обзора области $l = 82^\circ$, $-13^\circ \leq b \leq +13^\circ$ приводятся в [8].

Списки углеродных звезд, выявленных нами в различных областях Млечного Пути, приводятся в [9, 10], а каталог, содержащий более восьмисот новых C-звезд, дается в [11].

В настоящей статье, являющейся продолжением I и II частей, представлены результаты спектрального обзора области $145^\circ \leq l \leq 165^\circ$. Методика наблюдений и критерии отбора объектов остались прежними. Предельная звездная величина обзора для C-звезд в визуальных лучах равна $16^m.0$.

2. Видимое распределение углеродных звезд. В результате просмотра спектрального материала выявлены 172 углеродные звезды, среди них 83 новых. В табл. 1 приводятся экваториальные и галактические координаты новых углеродных звезд. Они определялись по соответствующим разностям ΔX и ΔY по отношению к ближайшим BD-звездам и, очевидно, обладают небольшой точностью (1—2 минуты дуги), однако достаточной для отождествления. Предполагается определение астрометрических положений всех C-звезд, выявленных в обзоре. Карты отождествления, отпечатанные с красных карт Паломарского обзора неба, приведены для 83 новых углеродных звезд. Для C-звезд из сводного каталога [12] они будут опубликованы в Бюллетене Абастуманской астрофизической обсерватории, в статье, посвященной фотометрическому исследованию C-звезд.

С целью исследования как видимого поверхностного распределения C-звезд, так и их широтного и долготного распределений применялась методика, описанная в [2, 3]. Видимое поверхностное распределение приводится на рис. 1. Треугольниками и точками соответственно отмечены звезды из [12] и [13—16], а кружками — выявленные нами. Для проверки гипотезы о пуассоновом характере распределения объектов исследуемая область была подразделена на множество подобластей равной площади ($1^\circ \times 1^\circ$). Подсчитывалось количество подобластей, содержащих 0, 1, ... число объектов, а затем вычислялось наблюдаемое значение хи-квадрат критерия Хельмерта—Пирсона [17]. Наблюдаемое значение равно 5.3, а критическое, с уровнем значимости 0.05 равно 14.1, что указывает на случайный характер поверхностного распределения C-звезд в исследуемой области.

Характер распределения был проверен также методом «ближайшего соседа». Для $E(r)$, $\sigma(\bar{r})$, R , Z [2] получены значения соответственно

0.539, 0.02, 0.527, 0.60, подтверждающие случайный характер распределения углеродных звезд.

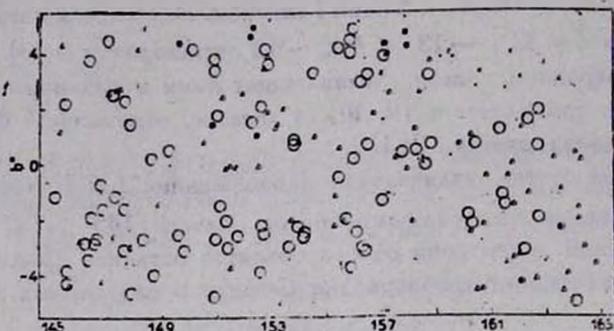


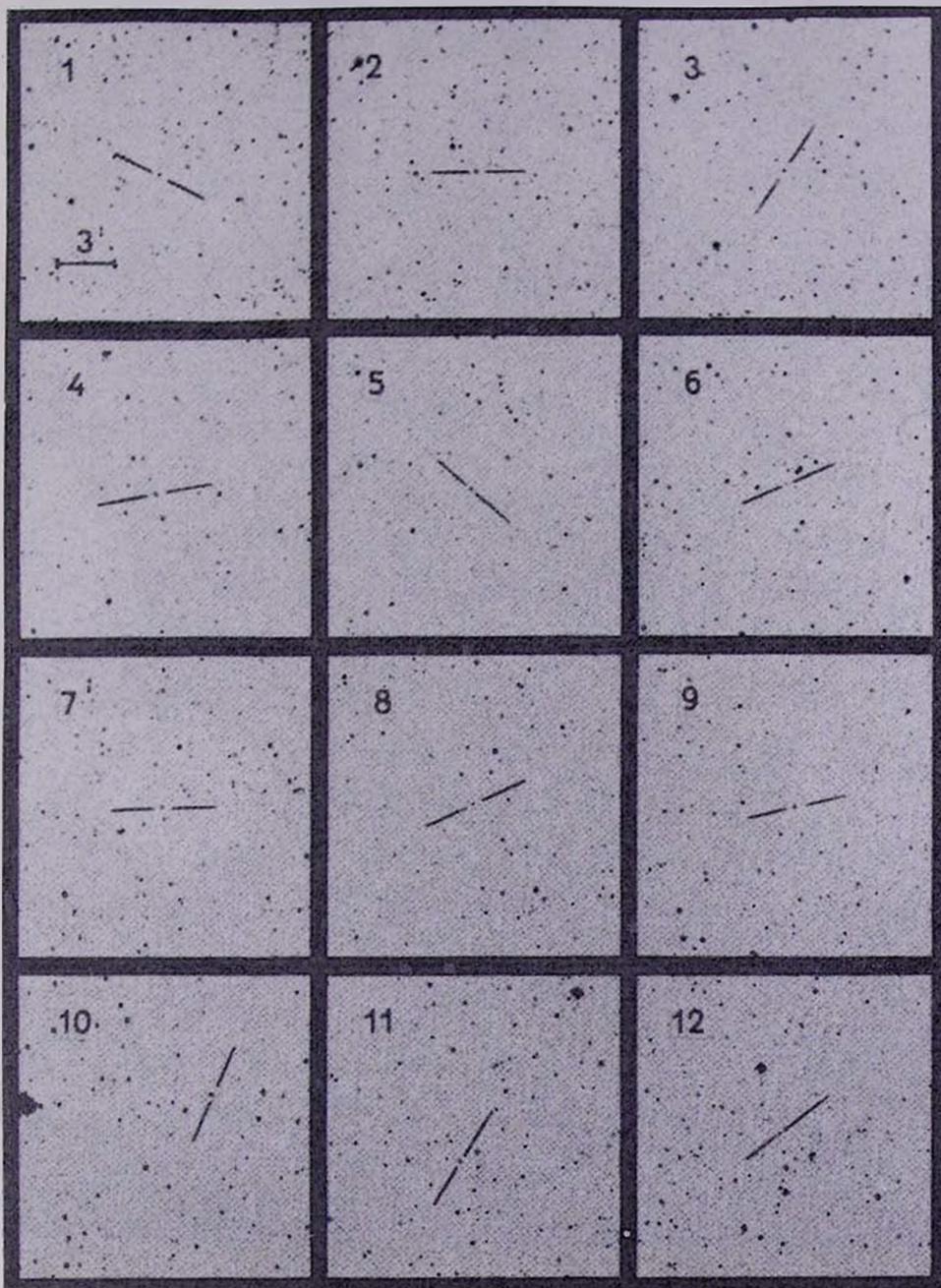
Рис. 1. Поверхностное распределение углеродных звезд. Δ — из [11], \bullet — C-звезды, \circ — выявленные нами.

Гистограммы широтного и долготного распределений углеродных звезд приводятся на рис. 2а, б. Наблюдаемые значения хи-квадрат соответственно равны 13.6, 19.1, а критическое, с уровнем значимости 0.05 равно 28.9, поэтому распределения следует считать равномерными. Равномерность распределений проверялась также методом, описанным в [3]. Для оцененных по гистограммам значений $\Delta_1^b, \Delta_2^b, \Delta^b, \Delta_1^l, \Delta_2^l, \Delta^l, P(>\Delta^b), P(>\Delta^l)$ получены следующие величины: —0.05, 0.11, 0.12, —0.04, 0.03, 0.05, 0.6, 0.9, которые также указывают на равномерность распределений и отсутствие значимого систематического изменения плотности углеродных звезд с широтой и долготой в пределах исследуемой области.

В отличие от областей, исследованных в предыдущих статьях данной серии, относительная доля выявленных нами новых C-звезд по отношению к ранее известным в 1.8 раза меньше. Это можно, по-видимому, объяснить и тем, что области, прилегающие к направлению на антицентр Галактики, исследовались ранее чаще, что хорошо видно также из рис. 1. Как и в областях $115^\circ \leq l \leq 130^\circ$, $130^\circ \leq l \leq 145^\circ$, так и в области $145^\circ \leq l \leq 165^\circ$ распределение углеродных звезд по широте и долготе равномерное, а поверхностное распределение пуассоновое.

3. C-звезды в парах и скоплениях. В работе [18] приводится список углеродных звезд—возможных членов рассеянных звездных скоплений. Основным критерием отнесения C-звезды к скоплению было ее видимое расположение в пределах двух радиусов от центра скопления. Исследование, основанное на статистическом подходе, содержится в [19]. Автор на основе сопоставления положений 3128 C-звезд и 1140 звездных скопле-

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ
углеродных звезд в красном цвете. Восток слева, север сверху.



13

14

15

16

17

18

19

20

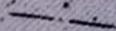
21

22

23

24

25



26



27



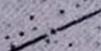
28



29



30



31



32



33



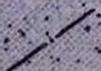
34



35



36



37



38



39



40



41 42



43



44



45



46



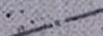
47

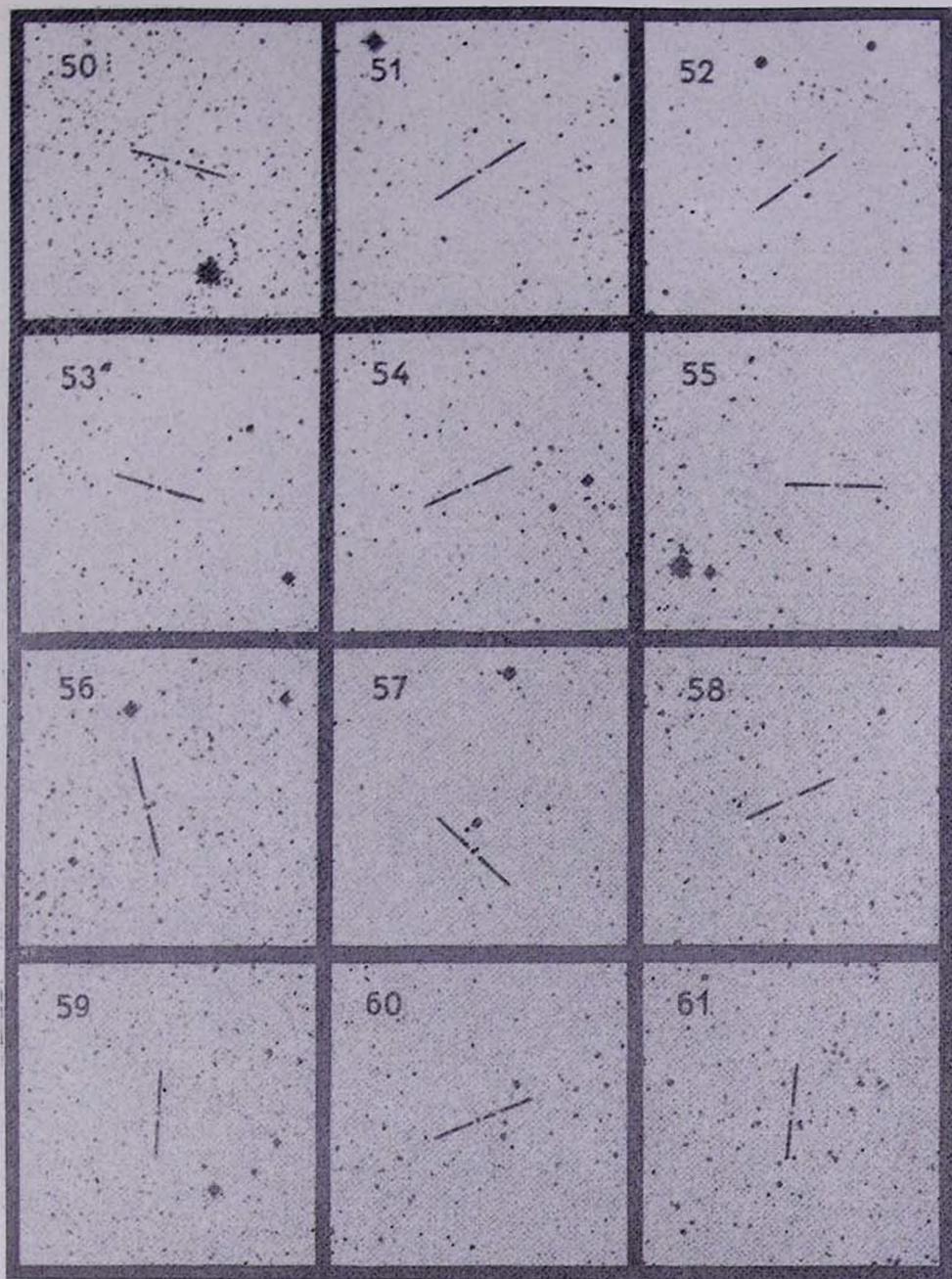


48



49





62



63



64



65



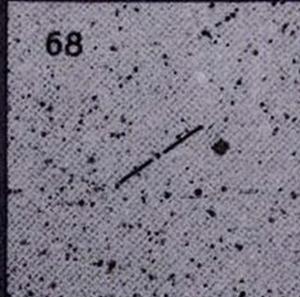
66



67



68



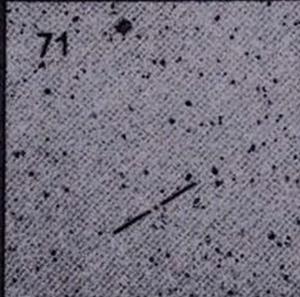
69



70



71

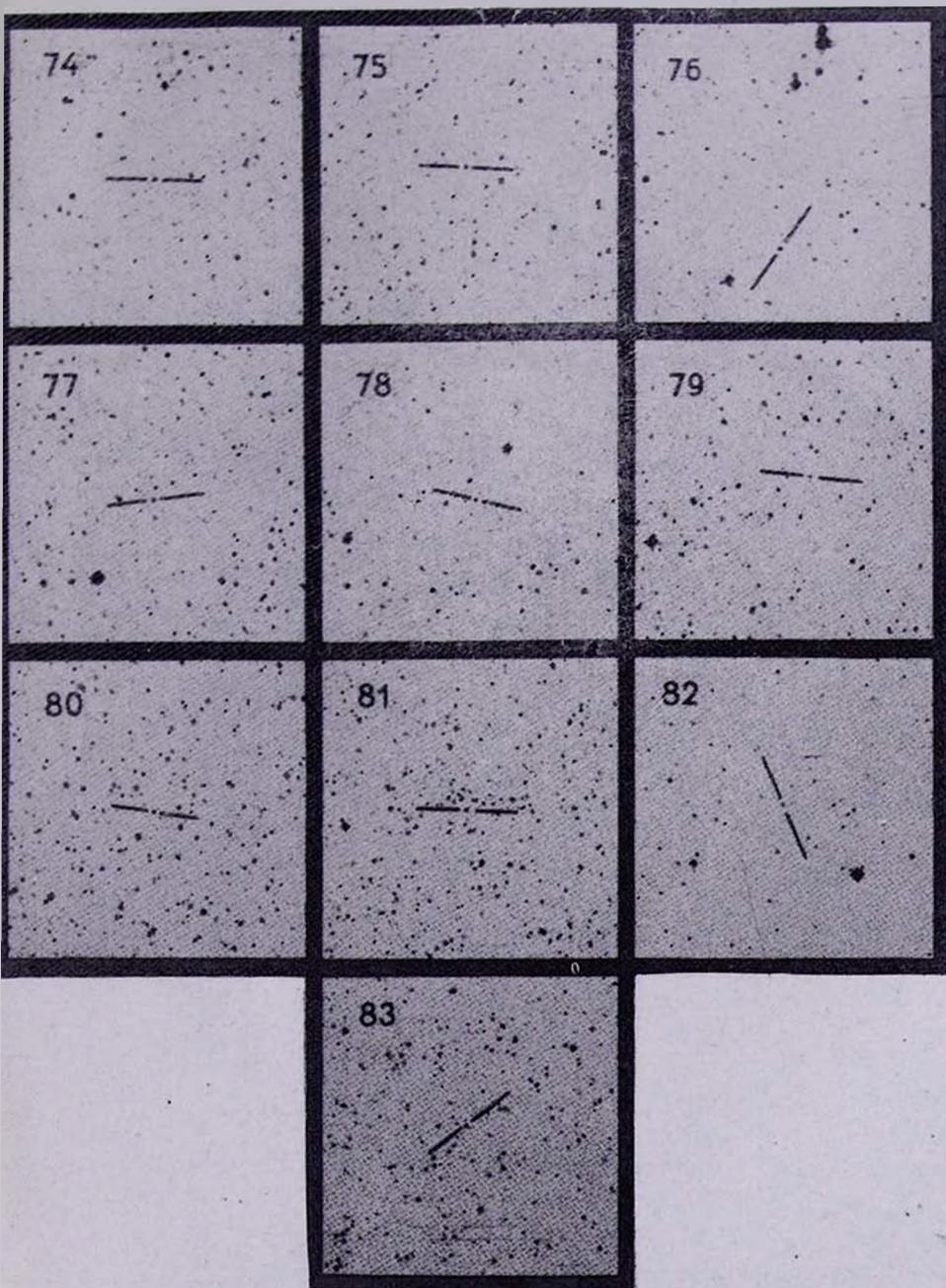


72



73





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

Таблица 1

СПИСОК НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

	α_{1600}	δ_{1600}	l	b
1	2	3	4	5
1	3 17 ^m .6	51 24'	145.49	-4.26
2	3 19.5	51 44	145.54	-3.83
3	3 25.1	51 36	146.33	-3.45
4	3 26.6	52 16	146.15	-2.77
5	3 26.9	54 13	145.07	-1.14
6	3 28.6	51 59	146.56	-2.82
7	3 28.8	49 48	147.86	-4.59
8	3 29.5	52 07	146.60	-2.63
9	3 31.4	52 52	146.41	-1.85
10	3 33.2	51 11	147.61	-3.06
11	3 34.9	52 51	146.84	-1.56
12	3 35.5	49 50	148.72	-3.93
13	3 37.7	53 38	146.70	-0.69
14	3 38.3	51 06	148.31	-2.65
15	3 38.9	52 59	147.24	-1.10
16	3 39.0	52 23	147.63	-1.56
17	3 42.6	56 44	145.38	2.20
18	3 43.1	47 51	150.92	-4.75
19	3 44.1	49 51	149.82	-3.07
20	3 45.6	50 24	149.64	-2.49
21	3 51.1	49 28	150.92	-2.66
22	3 51.3	53 14	148.56	0.27
23	3 51.9	48 53	151.40	-3.02
24	3 53.0	54 40	147.81	1.52
25	3 54.1	47 29	152.59	-3.85
26	3 54.1	55 52	147.16	2.54
27	3 55.2	57 24	146.28	3.80
28	3 55.4	55 25	147.59	2.32
29	3 55.5	49 02	151.76	-2.53
30	3 55.6	49 45	151.30	-1.99
31	3 56.0	53 03	149.20	0.58
32	3 56.7	50 18	151.08	-1.44
33	4 00.0	48 24	152.74	-2.50
34	4 00.8	48 44	152.61	-2.18
35	4 02.0	47 32	153.57	-2.94
36	4 03.1	57 28	147.04	4.55

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
37	4 05.9	47 21'	154.17	-2.62
38	4 06.5	47 45	153.98	-2.25
39	4 06.6	47 27	154.20	-2.46
40	4 10.1	52 45	150.98	1.79
41	4 13.2	45 26	156.41	-3.16
42	4 13.2	45 35	156.31	-3.05
43	4 14.6	46 09	156.09	-2.47
44	4 14.9	46 48	155.66	-1.98
45	4 15.1	51 43	152.25	1.57
46	4 17.6	55 07	150.12	4.24
47	4 17.7	53 56	150.97	3.41
48	4 18.2	50 01	153.84	0.71
49	4 19.1	50 09	153.81	0.90
50	4 19.4	51 51	152.64	2.13
51	4 19.6	54 16	150.93	3.84
52	4 20.1	47 59	155.46	-0.52
53	4 23.1	46 18	157.02	-1.31
54	4 25.4	48 03	156.02	0.17
55	4 27.5	52 44	152.85	3.63
56	4 29.7	53 11	152.75	4.19
57	4 29.8	48 04	156.52	0.72
58	4 32.3	43 18	160.32	-2.19
59	4 33.0	51 18	154.49	3.29
60	4 33.1	43 39	160.16	-1.85
61	4 33.5	46 56	157.17	0.41
62	4 34.5	38 37	164.09	-5.00
63	4 34.6	46 02	158.58	-0.05
64	4 34.7	41 11	162.20	-3.28
65	4 35.7	46 37	158.26	0.47
66	4 36.1	46 07	158.68	0.19
67	4 38.8	46 19	158.83	0.68
68	4 38.9	49 46	156.25	2.97
69	4 39.4	42 52	161.50	-1.51
70	4 40.4	43 11	161.39	-1.16
71	4 41.1	49 47	156.47	3.25
72	4 41.5	51 13	155.42	4.23
73	4 42.0	41 38	162.76	-1.95

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
74	4 42.7	50°42'	155.94	4.04
75	4 44.5	45 09	160.38	0.68
76	4 44.8	51 04	155.87	4.52
77	4 46.4	49 47	157.08	3.91
78	4 47.2	51 14	155.99	4.92
79	4 49.6	48 02	158.73	3.19
80	4 50.3	44 46	161.33	1.22
81	4 52.6	43 20	162.70	0.63
82	4 55.4	44 10	162.36	1.56
83	4 58.2	44 04	162.75	1.89

ний приходит к выводу об отсутствии избытка числа ассоциаций С-звезд со звездными скоплениями над их математическим ожиданием

Для выявления углеродных звезд-членов скоплений нами применен метод «ближайшего соседа», описанный в [2]. Целесообразность пересмотра данного вопроса возникает из-за двукратного увеличения выборки С-звезд по сравнению с рассматриваемой в [19]. В исследуемой области находится двадцать семь звездных скоплений [20]. Для каждого скопления вычислялось расстояние до ближайшей С-звезды, а затем подсчитывалось число скоплений, содержащих С-звезды, в пределах заданных расстояний от центра. Оказалось, что только в пределах взаимных расстояний $0.0-0.1$ имеется некоторый избыток С-звезд, однако статистически незначимый на уровне 0.05.

Аналогичным методом изучен вопрос встречаемости С-звезд в парах. Статистический избыток пар наблюдается только для расстояний между компонентами более 0.1 , однако тоже незначимый. С уровнем значимости 0.1 наблюдаются всего лишь две-три пары.

4. Распределение С-звезд в области $115^\circ \leq l \leq 165^\circ$. Теперь рассмотрим распределение С-звезд по широте и долготе на основе объединенной выборки объектов всех трех областей, две из которых были исследованы в предыдущих статьях. Всего в области $115^\circ \leq l \leq 165^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq 5^\circ$ было выявлено 462 углеродные звезды, среди них 277 новых, т. е. в среднем в полтора раза больше по сравнению с известными. Из гистограмм широтного и долготного распределений (рис. 3а, б) видно, что распределение по широте равномерное, если не принимать во внимание интервал $0.5-0.75$, а долготное — неравномерное.

Как видно из рис. 3, поверхностная плотность углеродных звезд в направлении $l = 123^\circ - 127^\circ$ приблизительно в 1.5 раза больше. Отметим также, что полученный результат не является следствием поглощения, т. к. оно в данном направлении больше, чем в областях, прилегающих к антицентру Галактики [21]:

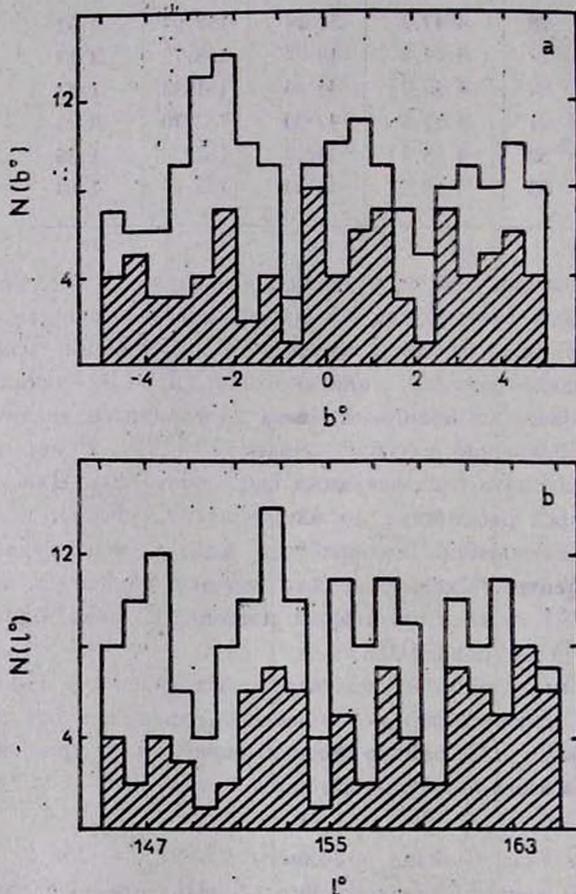


Рис. 2. Широтное (а) и долготное (б) распределение углеродных звезд. Незаштрихованная область соответствует звездам, выявленным нами.

5. *Заключение.* Средняя поверхностная плотность С-звезд в области $145^\circ \leq l \leq 165^\circ$ равна 0.9, т. е. она возросла в два раза.

Распределение С-звезд в области $145^\circ \leq l \leq 165^\circ$ по долготе и широта равномерное, а поверхностное распределение—пуассоново.

Пары С-звезд и возможные члены рассеянных звездных скоплений в исследуемой области отсутствуют.

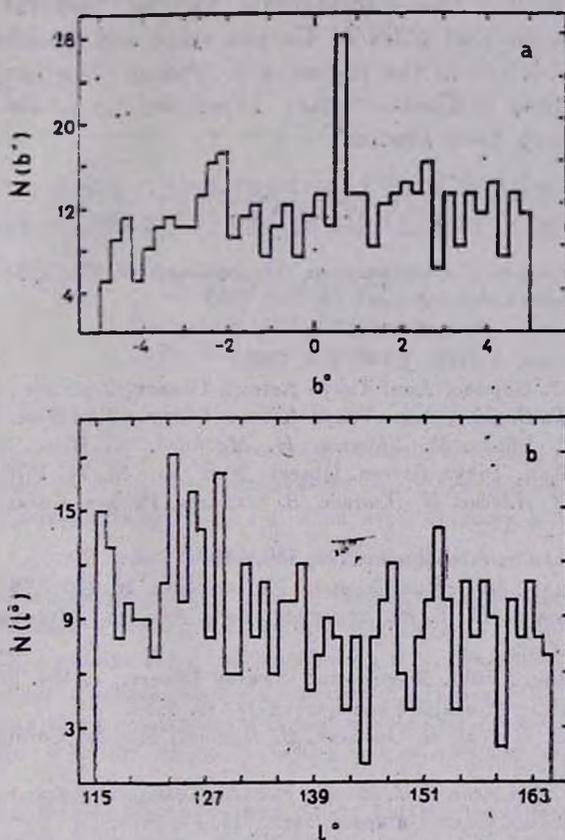


Рис. 3. Распределение углеродных звезд по широте (а) и долготе (б) в области $115^\circ < l < 165^\circ$, $-5^\circ < b < +5^\circ$.

В следующей статье данной серии будут представлены результаты спектрального обзора области $90^\circ \leq l \leq 115^\circ$.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

A LOW DISPERSION SKY SPECTRAL SURVEY FOR REVEALING FAINT CARBON STARS. III. REGION $145^\circ \leq l < 165^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$

O. M. KURTANIDZE, M. G. NIKOLASHVILI

On the basis of the low dispersion (1250 Å mm at H_γ) spectral survey carried out by 70 cm meniscus telescope, 172 Carbon stars have

been revealed. Eighty three of them are newly detected. The latitude and longitude distributions of Carbon stars in the studied region is uniform and the surface one — accidental. By the “nearest — neighbour” method it is shown that pairs of Carbon stars and possible members of the open star clusters in the region are absent. The longitude and latitude distributions of Carbon stars based on the whole sample of all three regions have been studied.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 17, 576, 1981.
2. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 26, 209, 1987.
3. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 27, 197, 1987.
4. С. В. Stephenson, *Astron. J.*, 90, 784, 1985.
5. Н. Maehara, Т. Sogano, *Ann. Tokyo Astron. Observ. 2-nd Ser.*, 21, 293, 1987.
6. Н. Maehara, Т. Sogano, *Ann. Tokyo Astron. Observ. 2-nd Ser.*, 21, 423, 1987.
7. В. Takase, К. Ishida, М. Shimitzu, Н. Maehara, К. Hamajima, Т. Noguchi, М. Ohashi, *Ann. Tokyo Astron. Observ. 2-nd Ser.*, 16, 74, 1978.
8. А. Алкснис, Э. Алксне, И. Платайс, В. Озолиня, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 25, 5, 1987.
9. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 26, 559, 1987.
10. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 28, 405, 1988.
11. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Бюл. Абастум, астрофиз. обсерв.* (в печати).
12. С. В. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, №4, 1973.
13. И. Платайс, *Исслед. Солнца и крас. звезд*, 12, 19, 1981.
14. А. Алкснис, Э. Алксне, В. Озолиня, И. Платайс, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 8, 5, 1978.
15. А. Алкснис, Э. Алксне, В. Озолиня, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 6, 55, 1977.
16. И. Платайс, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 10, 31, 1979.
17. Л. Шметгерер, *Введение в математическую статистику*, М., 1976.
18. И. Даубе, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 17, 30, 1982.
19. U. G. Jorgensen, *Cool stars with excesses of heavy elements*, *Proc. Strasbourg. Observ. Coll.*, 181, 1984.
20. G. Lynga, *A Catalogue of Open Clusters*, 1981.
21. Th. Neckel, G. Klare, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 42, 251, 1980.

УДК: 524.312:524.86He

О КОРРЕЛЯЦИИ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРАХ РАННИХ В-ЗВЕЗД С ИХ ВОЗРАСТОМ И МАССОЙ.

А. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 11 августа 1987

Принята к печати 10 января 1988

Найдены массы M и возраст t ранних В-звезд главной последовательности, для которых имеются достаточно точные оценки содержания гелия ϵ_{He} . Показано, что если группировать звезды по M и затем сопоставлять ϵ_{He} с t , в каждой такой группе обнаруживается корреляция между ϵ_{He} и t . При этом скорость обогащения атмосфер В-звезд гелием ϵ_{He} тем выше, чем больше масса M . В интервале $M/M_{\odot} = 6-14$ величина ϵ_{He} линейно зависит от M . У звезд с такими массами за время горения водорода в ядре содержание гелия в атмосфере повышается на 0.03—0.05, в то время как у звезд с $M < 5M_{\odot}$ добавка в ϵ_{He} не превышает 0.01. Зависимость ϵ_{He} от M и t , наряду с аналогичной зависимостью, обнаруженной для азота [10], может иметь эволюционную природу и свидетельствовать о том, что уже на стадии ГП существует механизм, приводящий к выносу продуктов CNO-цикла из звездных недр на поверхность.

1. Введение. В 70-х годах в ряде работ было показано, что средние содержания гелия в атмосферах В-звезд главной последовательности (ГП), входящих в разные скопления и ассоциации, могут несколько различаться. По-видимому, первыми обратили внимание на такую возможность Петерсон и Шипман [1], исследовавшие ряд В-звезд ГП в скоплении NGC 2264 и в ассоциациях Sco OB2 и Lac OB1. Оказалось, что средние содержания гелия в этих звездных группах отличаются на 3σ и более, где σ — средняя ошибка. Такое расхождение не удалось объяснить какими-либо различиями в скоростях вращения $v \sin i$, в эффективных температурах $T_{\text{эфф}}$ или в ускорениях силы тяжести g .

Позднее нами [2—4] было определено содержание гелия $\epsilon_{\text{He}} = N(\text{He}) / N(\text{H})$ уже для 12 ассоциаций и скоплений в окрестности Солнца, причем 2/3 исследованных звезд относились к подклассам В0—В3 и все они располагались вблизи ГП. Было показано, что различия в средних значениях ϵ_{He} между разными скоплениями действительно имеют ме-

сто и достигают множителя 2, меняясь от 0.08 до 0.15—0.16. При этом обнаружилась корреляция с возрастом скоплений t : в среднем чем больше t , тем выше $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$.

Несколько различающиеся значения $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ для разных звездных групп получил Ниссен [5], применивший фотометрический метод определения содержания гелия. В частности, для удаленного скопления $h + \chi$ Рег и ассоциации Сер ОВЗ величина $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ оказалась в 1.7 раза ниже, чем для В-звезд поля в окрестности Солнца.

В последние годы, благодаря применению больших телескопов и современных приемников излучения, удалось получить оценки ϵ_{He} для большого числа В-звезд ГП, в том числе и весьма удаленных. В 1985 г. Вольф и Хисли [6] опубликовали результаты определения ϵ_{He} для В-звезд, входящих в несколько ассоциаций и скоплений, а также принадлежащих полю. Эти авторы подтвердили вывод Ниссена [5] о пониженном содержании гелия в $h + \chi$ Рег, однако для остальных звездных групп средние значения $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ различаются мало (менее чем на 20%, если рассматривать только горячие В-звезды с эффективными температурами $T_{\text{эфф}} > 21000$ К, см. табл. 4 в [6]).

В 1986 г. появились данные Брауна и др. [7], исследовавших 71 звезду ГП ранних типов в 6 скоплениях и ассоциациях южного неба, расположенных на расстояниях $d > 1$ кпк. Оказалось, что содержание гелия $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ в этих удаленных звездных группировках практически одинаково и не отличается от величины $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ для нормальных В-звезд в окрестности Солнца.

Наконец, на рубеже 1986—87 гг. были опубликованы результаты Клочковой и Панчука [8, 9], полученные с помощью 6-м телескопа и касающиеся определения ϵ_{He} для 46 В-звезд в 6 скоплениях. Согласно этим данным, если не рассматривать наиболее холодные В-звезды, значения $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ для отдельных скоплений отличаются не более чем на 40% (см. табл. 3 в [9]). Авторы работ [8, 9] пришли к заключению об отсутствии значимых различий в $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ между исследованными группировками В-звезд. В частности, они не подтвердили пониженное (относительно других групп) содержание гелия у звезд скопления $h + \chi$ Рег, обнаруженное в [5, 6].

Перечисленные выше данные не дают однозначного ответа на вопрос, меняется ли величина $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ от скопления к скоплению. На примере $h + \chi$ Рег видно, что для одних и тех же скоплений у разных авторов иногда получаются довольно противоречивые результаты. В настоящей работе предпринята попытка подойти к проблеме гелия с иной точки зрения. Будет показано, что содержание гелия в атмосферах достаточно массивных

В-звезд зависит не столько от их принадлежности к тому или иному скоплению, сколько от массы и возраста.

2. *Постановка задачи.* Обсуждавшиеся выше данные касались средних значений $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ для отдельных группировок В-звезд. Между тем, если сравнивать индивидуальные значения ϵ_{He} для звезд какого-нибудь одного скопления или одной ассоциации, обнаруживается разброс, достигающий множителя 2—3. Отчасти он объясняется случайными ошибками в измеренных эквивалентных ширинах W_{λ} линий He I, а также в принятых значениях эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$ и ускорения силы тяжести g . Вместе с тем, нельзя исключить возможность и другого объяснения, заключающегося в том, что наблюдаемый разброс значений ϵ_{He} отражает какие-то реальные различия в содержании гелия у отдельных В-звезд. Наша задача состояла в том, чтобы исследовать эту возможность, опираясь на наиболее точные определения ϵ_{He} .

Ключом к такому исследованию послужила работа [10], в которой анализировалось содержание азота ϵ_{N} в атмосферах ранних В-звезд ГП в окрестности Солнца. Здесь было показано, что величина ϵ_{N} зависит от двух фундаментальных параметров — массы M и возраста t . С увеличением t содержание азота в атмосфере повышается, причем это происходит тем быстрее, чем больше масса M . На этом основании был сделан вывод, что различия в ϵ_{N} у ранних В-звезд имеют эволюционный характер и объясняются скорее всего тем, что уже на стадии ГП существует механизм, приводящий к выносу продуктов CNO-цикла из звездных недр на поверхность.

Гелий, как и азот, участвует в CNO-цикле, и можно ожидать увеличения его содержания в атмосферах В-звезд ГП с возрастом. Указания на корреляцию между ϵ_{He} и t уже были получены нами в [2—4]. Теперь мы попытаемся повысить точность результатов, учтя ряд важных моментов, перечисленных ниже.

Во-первых, учитывается различие в массах M исследуемых звезд. Величина M определяется на основе эволюционных расчетов [11, 12], причем, как отмечалось в [10], путем интерполяции этих данных нами был получен на плоскости $\lg T_{\text{эфф}} - \lg g$ набор эволюционных треков с шагом $0.1 M_{\odot}$. По этим трекам мы находили M , после чего, как и в [10], группировали рассматриваемые В-звезды по массам.

Во-вторых, возраст t с помощью тех же данных находится для каждой звезды индивидуально, в то время как в [2—4] использовались средние значения \bar{t} скоплений и ассоциаций, взятые из литературы (строго го-

вора, они могли и не совпадать со средним возрастом исследованных звезд).

В-третьих, особые требования предъявляются к наблюдательному материалу. Если в [2—4] использовались измерения эквивалентных ширин, выполненные разными авторами и в силу этого не обладающие однородностью, то теперь рассматриваются только такие данные, которые основаны на однородном материале достаточно высокого качества. Высокая точность эквивалентных ширин W_λ линий He I необходима по той причине, что в отличие от азота, содержание которого у ранних В-звезд меняется на порядок величины (см. [10]), для гелия обнаруживаются существенно меньшие вариации содержания — всего лишь в два раза (см. ниже). Чтобы случайные ошибки в W_λ не замыли столь тонкий эффект, необходимо пользоваться значениями W_λ , измеренными по спектрам с высокой дисперсией.

С высоким качеством наблюдательного материала связан отбор звезд для анализа. Поскольку наиболее точные измерения W_λ линий He I выполнены для сравнительно ярких, т. е. близких к нам В-звезд, именно такие звезды исследовались в первую очередь. Кроме того, если рассматривать только звезды в окрестности Солнца, можно ожидать для них сравнительно близких исходных содержаний гелия Y и металлов Z , и тогда для всех звезд можно пользоваться одним и тем же набором эволюционных треков. Учитывая сказанное, мы не рассматриваем, например, удаленные В-звезды из списка Брауна и др. [7], отстоящие на расстояния $d > 1$ клк.

По ряду причин мы ограничились изучением ранних В-звезд с эффективными температурами $18\,000\text{ К} < T_{\text{эфф}} \leq 30\,000\text{ К}$ (подклассы В0—В3). Основная причина заключается в том, что именно в этой области $T_{\text{эфф}}$, согласно расчетам Ауэра и Михаласа [13], эквивалентные ширины линий He I максимальны. Это означает, что для таких звезд значения W_λ измеряются наиболее уверенно, и, кроме того, определение ϵ_{He} наименее подвержено влиянию ошибок в $T_{\text{эфф}}$. В ходе исследований выявилась и другая важная особенность: ранние В-звезды показывают наибольшие эволюционные изменения ϵ_{He} , в то время как у средних и поздних В-звезд эти изменения столь малы, что вряд ли могут быть обнаружены (см. ниже).

Переходя к анализу отдельных работ, необходимо отметить, что в них рассматривались только линии He I в синей части спектра, т. к. для них согласно [13] мала роль отклонений от ЛТР.

Схема дальнейшего анализа была следующей: исходя из имеющихся оценок ϵ_{He} для ранних В-звезд, полученных в некоторых работах по спектрам с высокой дисперсией, мы определяли для этих звезд массу M и возраст t , а затем группировали звезды по массам и сопоставляли значения

ϵ_{He} и t . Отметим, что определение M и t было выполнено при стандартных начальных содержаниях гелия $Y=0.28$ и металлов $Z=0.02$, которые принято считать характерными для звезд I типа населения. В нескольких редких случаях, когда вследствие неточностей в $\lg g$ звезды оказывались ниже теоретической ГП нулевого возраста, им для определенности приписывался возраст $t = 1$ млн. лет. Важно подчеркнуть, что исходное содержание гелия у всех исследованных В-звезд предполагается одинаковым, а наблюдаемое разнобразие значений ϵ_{He} рассматривается как эволюционный эффект.

3. *Анализ звезд из списка Вольфа и Хисли.* Оценки ϵ_{He} , полученные для В-звезд Вольфом и Хисли [6] (далее ВХ), основаны на высокодисперсионном спектроскопическом материале. Наблюдения были выполнены на телескопах 2.2 м и 3.6 м (дисперсия 4.6 и 1.4 А/мм соответственно), установленных на Гавайях и снабженных современными светоприемниками. Значения $T_{\text{эфф}}$, $\lg g$ и ϵ_{He} были определены с помощью моделей атмосфер Куруца [14]. Содержание гелия оценивалось по линии HeI λ 4387 и частично по линии λ 4026. Чтобы иметь полностью однородный материал, мы использовали только те оценки ϵ_{He} , которые получены по λ 4387.

Данные ВХ о величине ϵ_{He} относятся к звездам из четырех ассоциаций и скоплений (Ori OB1, Lac OB1, α Per и Sco-Cen) и к звездам поля, однако мы будем ориентироваться не на принадлежность к той или иной звездной группировке, а на массы M исследуемых звезд. Среди ранних В-звезд из списка ВХ удалось выделить три группы с массами $M/M_{\odot} = 13.0 - 14.5$, $M/M_{\odot} = 8.1 - 10.5$ и $M/M_{\odot} = 4.4 - 8.0$. Зависимости ϵ_{He} от t для звезд каждой группы представлены на рис. 1. Видим, что в каждой группе наблюдается корреляция между содержанием гелия и возрастом. Коэффициент корреляции q указан в табл. 1.

Таблица 1
СКОРОСТЬ ОБОГАЩЕНИЯ АТМОСФЕР В-ЗВЕЗД
ГЕЛИЕМ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ МАССЫ
(ВХ — [6], Н — [5], ПШ — [1])

Источник определения ϵ_{He}	M/M_{\odot}	Число звезд	q	ϵ_{He} (за млн. лет)
ВХ	13.6	5	0.79	0.0040
Н	13.0	30	0.87	0.0038
Н, ПШ	10.0	84 (9 групп)	0.91	0.0029
ВХ	8.7	15	0.71	0.0017
ВХ	6.3	31	0.66	0.00075

Разброс точек на рис. 1 около штриховых прямых вполне объясняется случайными ошибками $|\Delta W_\lambda/W_\lambda| \lesssim 10\%$ в измеренных эквивалентных ширинах. Определенный вклад могут дать также случайные ошибки в $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, однако для нас важно выяснить в первую очередь роль систематических погрешностей в $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, так как они могут существенно влиять на ход ε_{He} с возрастом t . В связи с этим возникает вопрос, какие изменения в $T_{\text{эфф}}$ или в $\lg g$ необходимы, чтобы полностью устранить зависимость ε_{He} от t . Оказалось, что, например, для самых молодых звезд на рис. 1 (у них $\lg g > 4.2$) нужно повысить $T_{\text{эфф}}$ примерно на 5000 К или понизить $\lg g$ на 0.4—0.5 и более, оставив при этом без изменения значения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ для относительно старых звезд. Поскольку требуемые изменения в $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ слишком велики по сравнению с обычными погрешностями определения этих параметров и, кроме того, было бы очень трудно объяснить их сильную зависимость от значений t или $\lg g$, отсюда следует, что систематические ошибки в $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ не могут быть причиной найденной корреляции между ε_{He} и t .

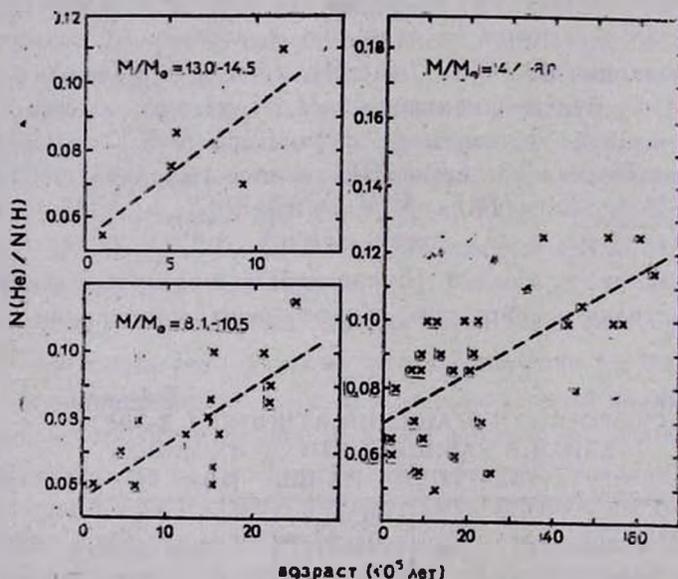


Рис. 1. Содержание гелия в атмосферах равных В-звезд из скопления ВХ как функция возраста. Звезды разделены по массам на три группы. Штриховые линии найдены методом наименьших квадратов.

Штриховые прямые на рис. 1 проведены методом наименьших квадратов. Они подтверждают, что увеличение ε_{He} происходит тем быстрее, чем массивнее звезды. В табл. 1 для каждой группы представлена величина

ϵ_{He} — скорость обогащения атмосферы гелием, определенная по наклону прямых к оси t . Видим, что если в группе наиболее массивных В-звезд со средней массой $\bar{M} = 13.6 M_{\odot}$ величина ϵ_{He} повышается на $4.0 \cdot 10^{-3}$ за млн. лет, то в группе с $\bar{M} = 6.3 M_{\odot}$ она возрастает лишь на $0.75 \cdot 10^{-3}$ за млн. лет. Связь ϵ_{He} с M и t подтверждает, что скорее всего здесь мы имеем дело с эволюционными зависимостями.

Аналогичные зависимости были найдены в [10] для азота. Было бы интересно сопоставить содержание этого элемента с ϵ_{He} . К сожалению, в списках ВХ нашлось только 8 звезд, для которых в [10] было определено содержание N. На рис. 2 значения ϵ_{He} для этих звезд сравниваются с $\lg \epsilon(N)$, содержанием азота, выраженным в обычной логарифмической шкале (см. [10]). Видим, что как будто намечается корреляция между гелием и азотом, однако для ее подтверждения необходимо расширить список звезд, для которых имелись бы высокоточные оценки содержания обоих элементов.

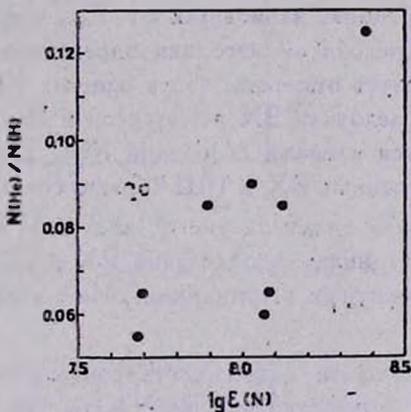


Рис. 2. Сравнение содержаний гелия и азота у разных В-звезд.

4. Анализ данных Клочковой и Панчука. В работах Клочковой и Панчука [8, 9] (далее КП) наблюдательный материал был получен на телескопе 6 м, дисперсия спектрограмм составляла от 5 до 28 Å/мм. Было найдено содержание гелия для В-звезд из шести звездных группировок: NGC 2264, Per OB2, Sco-Cen, α Per, h + χ Per и Плеяды. Некоторые из названных скоплений исследовались другими авторами, в частности, для В-звезд из двойного скопления h + χ Per Ниссен [5] и ВХ, используя два разных метода, получили пониженное содержание гелия по сравнению с В-звездами в окрестности Солнца. По данным КП средняя величина $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ и для h + χ Per и для других группировок оказалась одинаково низкой. Другое расхождение, которое следует от-

метить, касается скопления α Per. Списки КП и ВХ содержат три общих звезды из этого скопления, при этом согласно ВХ все они имеют содержание гелия $\epsilon_{\text{He}} = 0.10$, в то время как по данным КП для них в среднем получилось $\epsilon_{\text{He}} = 0.04$, т. е. в 2.5 раза ниже.

При определении ϵ_{He} в работе КП использованы фактически три различных сетки моделей атмосфер. В частности, для нахождения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ применялись модели Куруца [14]. Однако используемые в дальнейшем теоретические эквивалентные ширины W_{λ} линий He I основаны уже на других моделях атмосфер, а именно: 1) для нормального содержания гелия $\epsilon_{\text{He}} = 0.10$ значения W_{λ} взяты из расчетов [13], которые были проведены при отказе от предположения ЛТР на основе моделей Михаласа [15]; 2) чтобы учесть вариации ϵ_{He} , использованы вычисления [17], выполненные при условии ЛТР по моделям Мортон и др. (см. [16]). Применение трех разнородных сеток моделей атмосфер, рассчитанных при существенно отличающихся условиях, могло привести при определении ϵ_{He} к появлению систематических ошибок, зависящих от $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$.

Переходя от методики определения ϵ_{He} к наблюдательному материалу, следует отметить, что в списках КП содержится 7 звезд, которые ранее исследовали ВХ и Петерсон и Шипман [1] (далее ПШ). Эти звезды являются членами скоплений NGC 2264, α Per и Sco—Cep. Как указано в [6], данные ВХ и ПШ хорошо согласуются между собой. С другой стороны, как видно из рис. 3, значения W_{λ} , измеренные КП, лежат систематически ниже определений ВХ и ПШ (в среднем на 30%). Занижение эквивалентных ширины линий He I должно было привести к занижению ϵ_{He} .

Учитывая возможность систематических ошибок в результатах КП, мы не подвергали эти результаты дальнейшему анализу.

5. Анализ звезд из списков Ниссена и ПШ. Содержание гелия у большого числа В-звезд определил Ниссен [5]. Его метод основан на измерении фотометрического индекса, связанного с поглощением в линии He I λ 4026. Точность определения ϵ_{He} здесь несколько ниже, чем в работе ВХ, выполненной по высокодисперсионным спектрам. Тем не менее и по данным Ниссена намечается тенденция увеличения ϵ_{He} с возрастом t . Наиболее отчетливо корреляция между ϵ_{He} и t проявляется у сравнительно массивных В-звезд. Это видно из рис. 4, где представлена зависимость ϵ_{He} от t в группе звезд с массами M от $11 M_{\odot}$ до $17 M_{\odot}$. Здесь коэффициент корреляции $q = 0.87$. Важно, что данные Ниссена, полученные совершенно иным методом и по другой линии

$^1\text{He I}$, указывают на такую же связь между ϵ_{He} и t , как и данные ВХ. Более того, имеется не только качественное, но и хорошее количественное согласие: если для группы звезд со средней массой $\bar{M} = 13.6 M_{\odot}$ из списка ВХ мы получили $\epsilon_{\text{He}} = 0.0040$, то на основании рис. 4 для звезд из списка Ниссена, имеющих почти ту же массу $\bar{M} = 13.0 M_{\odot}$, находим очень близкое значение $\epsilon_{\text{He}} = 0.0038$ (см. табл. 1).

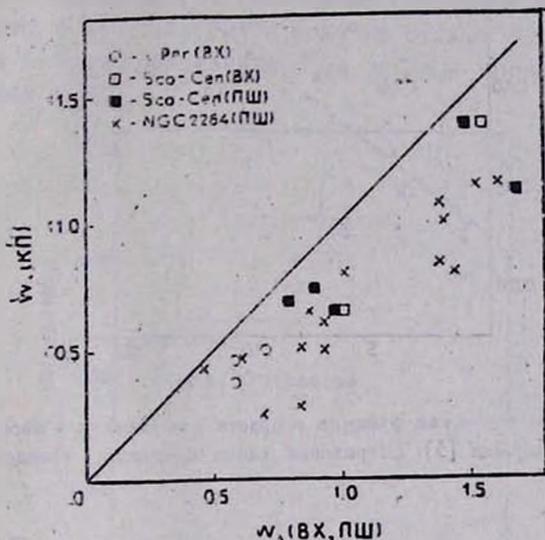


Рис. 3. Сравнение эквивалентных ширин линий He I , измеренных КП [8, 9] с данными ВХ [6] и ПШ [1]. Значения w_{λ} даны в ангстремах.

На рис. 4. представлены лишь сравнительно массивные В-звезды. Для звезд с меньшими массами, исследованных Ниссеном [5], корреляция существенно хуже. По-видимому, причиной является недостаточно высокая точность значений ϵ_{He} в [5] (напомним, что речь идет о довольно тонком эффекте, предъявляющем особые требования к наблюдательным данным). Тем не менее, мы попытались включить в анализ и относительно маломассивные В-звезды из списка Ниссена, основываясь при этом не на индивидуальных значениях ϵ_{He} и t , а на усредненных по отдельным скоплениям и ассоциациям. Так как массы большинства исследованных в [5] звезд, как оказалось, попадают в общий для всех изученных скоплений интервал $M/M_{\odot} = 7 - 15$, мы рассмотрели звезды только с такими M . Найденные для них средние значения \bar{M} , \bar{t} и $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ вместе со средними ошибками приведены в табл. 2.

Эти данные были дополнены значениями \bar{M} , \bar{t} и $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ для ранних В-звезд из работы ПШ, принадлежащих NGC 2264, Sco OB2 и Lac OB1.

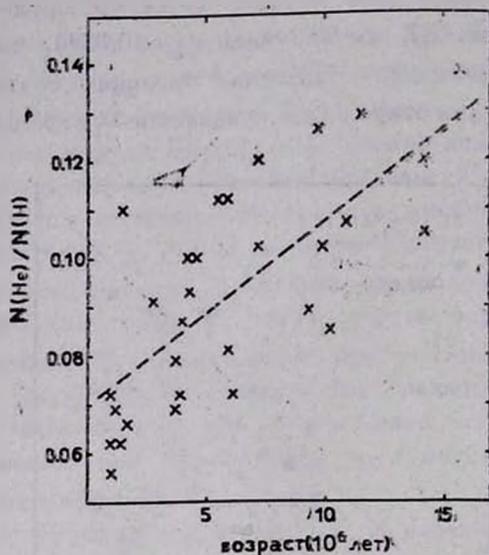


Рис. 4. Содержание гелия как функция возраста для В-звезд с массами $M/M_{\odot} = 11-17$ из списка Ниссена [5]. Штриховая линия проведена методом наименьших квадратов.

Таблица 2.
СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ МАССЫ, ВОЗРАСТА И СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ ДЛЯ РАННИХ В-ЗВЕЗД ИЗ СПИСКОВ НИССЕНА [5] И ПЕТЕРСОНА И ШИПМАНА [1]

Источник определения ϵ_{He}	Группа звезд	Число звезд	\bar{M}/M_{\odot}	\bar{t} (10^6 лет)	$\bar{\epsilon}_{\text{He}}$
[5]	Sco-Cep	11	10.3 ± 0.7	11.2 ± 1.3	0.102 ± 0.005
	Ori OB1	8	9.7 ± 0.9	12.4 ± 2.0	0.092 ± 0.008
	Lac OB1	7	8.8 ± 0.5	8.8 ± 2.5	0.090 ± 0.005
	Cep OB3	8	11.5 ± 0.7	1.1 ± 0.5	0.066 ± 0.005
	NGC 6231	8	11.3 ± 0.6	4.8 ± 1.8	0.086 ± 0.009
	звезды поля	20	9.9 ± 0.3	12.0 ± 1.2	0.105 ± 0.004
[1]	NGC 2264	4	6.9 ± 0.8	6.3 ± 3.3	0.090 ± 0.005
	Sco OB2	10	10.4 ± 1.4	10.6 ± 2.1	0.108 ± 0.007
	Lac OB1	8	9.5 ± 0.8	16.2 ± 2.6	0.115 ± 0.006

Наблюдения были выполнены на телескопах 2.5 м и 3.0 м с дисперсией 10, 16 и 20 Å/мм. Так как число звезд в списке ПШ невелико, здесь также рассматривались усредненные характеристики. Из табл. 2 видно, что во всех 9 представленных здесь группах средние массы звезд \bar{M} оказались очень близкими (исключая, может быть, NGC 2264), т. е. выполнено требование группировать звезды по массам.

Отметим, что значения ϵ_{He} , определенные Ниссеном и ПШ, мы оставили без изменений, но несколько уточнили параметры $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, приведя их в одну систему и получив отсюда однородную сводку значений M и t . Переопределение $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ проводилось по методике, описанной в [10].

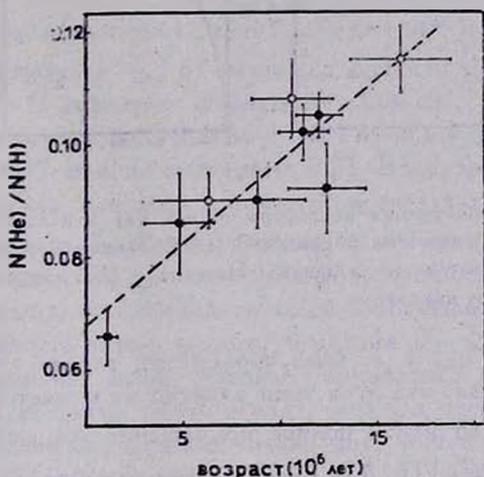


Рис. 5. Среднее содержание гелия как функция среднего возраста В-звезд в различных скоплениях и ассоциациях, исследованных Ниссеном (темные кружки) и ПШ (светлые кружки). Штриховая линия проведена методом наименьших квадратов.

На рис. 5 по данным табл. 2 построена зависимость $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ от \bar{t} . И в этом случае наблюдается четкая корреляция между содержанием гелия и возрастом В-звезд (коэффициент корреляции $r = 0.91$). Наклон штриховой прямой, проведенной методом наименьших квадратов, определяет величину ϵ_{He} ; ее значение приведено в табл. 1.

6. Зависимость ϵ_{He} от массы M . В табл. 1 собраны все полученные нами оценки ϵ_{He} , найденные на основании рис. 1, 4, 5 и расположенные в порядке уменьшения \bar{M} . Видно, что с понижением массы падает и скорость обогащения атмосфер В-звезд гелием. Особенно наглядно эта зависимость прослеживается на рис. 6а, построенном по данным табл. 1. Все пять точек, полученных в результате анализа ранних В-звезд из списков ВХ, ПШ.

и Ниссена, хорошо ложатся на одну и ту же прямую, проведенную методом наименьших квадратов (коэффициент корреляции $q = 0.985$). Отсюда следует, что в интервале масс $M/M_{\odot} = 6-14$ величина ϵ_{He} линейно связана с M (штриховая прямая на рис. 6а задается уравнением $\epsilon_{\text{He}} \cdot 10^3 = -2.024 + 0.451 \cdot M/M_{\odot}$).

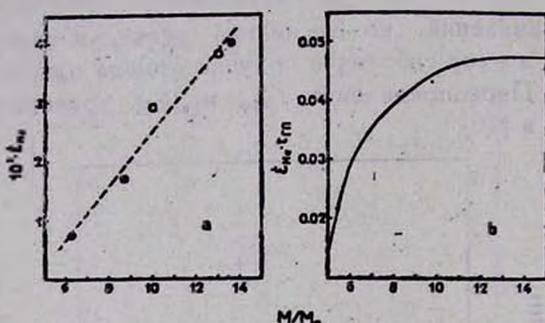


Рис. 6. Скорость обогащения атмосферы гелием (а) и полное приращение в ϵ_{He} на стадии ГП (б) в зависимости от массы В-звезд. Темные кружки на рис. 6а получены по данным ВХ, светлые — по данным Ниссена и ПШ, штриховая линия проведена методом наименьших квадратов.

Зная величину ϵ_{He} , т. е. темп обогащения гелием атмосферы звезды с массой M , и полагая, что этот темп заметно не меняется на протяжении всей фазы ГП, можно найти полное приращение $\Delta \epsilon_{\text{He}}$ содержания гелия в атмосфере на стадии ГП. Для этого достаточно умножить ϵ_{He} на время $t_{\text{ГП}}$, которое звезда проводит на этой стадии. Как уже отмечалось, в нашем распоряжении имелись эволюционные расчеты с шагом $0.1 M_{\odot}$. Определяя отсюда $t_{\text{ГП}}$ для разных M и вычисляя ϵ_{He} из приведенного выше уравнения, мы получили зависимость величины $\Delta \epsilon_{\text{He}} = \epsilon_{\text{He}} \cdot t_{\text{ГП}}$ от M/M_{\odot} , представленную на рис. 6б.

Из рис. 6б видно, что В-звезды с массами $M/M_{\odot} = 8-15$ за время пребывания на ГП (т. е. за время горения водорода в ядре) увеличивают содержание гелия в атмосферах на $0.04-0.05$. При понижении M величина $\Delta \epsilon_{\text{He}}$ быстро падает, и если для звезды с массой $M = 6 M_{\odot}$ ее значение составляет 0.03 , то уже при $M = 5 M_{\odot}$ оно близко к 0.01 . Учитывая ошибки измерения W_{λ} , можно заключить, что у звезд с массами $M \leq 5 M_{\odot}$ (т. е. с температурами $T_{\text{эфф}} \leq 15\,000-17\,000$ К) эволюционные изменения в ϵ_{He} за время $t_{\text{ГП}}$ столь малы, что вряд ли могут быть обнаружены. Таким образом, из рис. 6б следует вывод, что среди звезд ГП класса В заметное

увеличение содержания гелия в атмосферах испытывают лишь ранние В-звезды.

Напомним, что согласно [10] скорость увеличения содержания азота ϵ_N в атмосферах В-звезд также зависит от M . Основываясь на зависимости ϵ_N от M , найденной в [10], получаем, что в атмосфере звезды с массой $15 M_{\odot}$ содержание азота за время $t_{\text{ГП}}$ повышается более чем в 10 раз, а то время как у звезды с $M = 8 M_{\odot}$ оно возрастает только в 4 раза. Следовательно азот, как и гелий, показывает наибольший эволюционный эффект в ранних В-звездах (не исключено, что этот эффект велик и в случае О-звезд).

7. Начальное содержание гелия и скопление $h+\chi$ Per. Исходя из найденных зависимостей ϵ_{He} от t , можно оценить начальное содержание гелия при $t=0$. С помощью штриховых прямых, представленных на рис. 1, 4 и 5, получаем, что моменту $t=0$ вероятнее всего соответствует значение $\epsilon_{\text{He}} = 0.07$ или по массе $Y = 0.22$. В связи с этим результатом необходимо отметить, что хотя в качестве предгалактического (дозвездного) содержания гелия Y_p обычно принимается величина $Y_p = 0.24$ ($\epsilon_{\text{He}} = 0.08$), тем не менее как расчеты моделей «большого взрыва» (см. обзор [18]), так и наблюдения внегалактических комплексов Н II (см. [19]) допускают возможность более низкого значения $Y_p = 0.22$, которое согласуется с приведенной выше оценкой начального содержания гелия в В-звездах. Следует также иметь в виду, что эта оценка почти полностью основана на результатах анализа только двух линий He I — λ 4387 (данные ВХ) и λ 4026 (данные Ниссена).

Если принять, что $\epsilon_{\text{He}} = 0.07$ в момент $t=0$ и что за время $t_{\text{ГП}}$ увеличение содержания гелия в атмосферах наиболее массивных В-звезд составляет $\Delta\epsilon_{\text{He}} = 0.05$ (рис. 6b), то к концу фазы ГП у таких звезд величина ϵ_{He} повышается до 0.12, т. е. менее чем в 2 раза по сравнению с начальным значением.

Ниссен [5] отметил особенно низкое содержание гелия у В-звезд, входящих в ассоциацию Сер ОВ3 и в скопление $h+\chi$ Per. В случае Сер ОВ3 можно утверждать, что с учетом ошибок определения $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ и \bar{t} эта группа молодых В-звезд неплохо укладывается в общую зависимость (см. табл. 2 и рис. 5). Что касается $h+\chi$ Per, то пониженное содержание гелия, найденное для этого скопления в [5], было подтверждено в работе ВХ. Если взять из списка Ниссена звезды с массами $M/M_{\odot} = 7-13$ (всего 10 звезд), то для них в среднем $\bar{\epsilon}_{\text{He}} = 0.061 \pm 0.004$ и $\bar{t} = 9.6 \pm 1.5$ млн. лет. Точка с такими координатами не согласуется с зависимостью, представлен-

ной на рис. 5. Кроме того, значение $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ оказывается несколько ниже предгалактического содержания гелия. Возникает вопрос о надежности определения ϵ_{He} и t для В-звезд из $h + \chi$ Рег.

Расстояние до $h + \chi$ Рег составляет около 2 кпк. С большой удаленностью скопления связана не только слабость расположенных в нем В-звезд ($m_V \geq 8$) и, следовательно, пониженная точность наблюдательных данных, но и возможное отличие от близких к Солнцу В-звезд в исходных содержаниях гелия Y и металлов Z . Как известно, величина Z может существенно варьироваться в зависимости от положения в Галактике. При выводе среднего возраста $\bar{t} = 9.6$ млн. лет для ранних В-звезд из $h + \chi$ Рег (см. выше) мы использовали эволюционные расчеты, выполненные при значении $Z = 0.02$, характерном для окрестности Солнца. Однако в скоплении $h + \chi$ Рег, расположенном в ином спиральном рукаве, и величина Z может быть иной. Например, если вместо $Z = 0.02$ взять $Z = 0.03$, т. е. повысить содержание металлов по числу атомов всего лишь на 0.18 dex, это сместит положение ГП нулевого возраста на величину $\Delta \lg g \approx -0.1$ и тем самым резко уменьшит оценки возраста t . Таким образом, проблема заключается в том, чтобы достаточно точно определить содержание металлов в атмосферах В-звезд, принадлежащих $h + \chi$ Рег. Это довольно сложная задача, т. к. указанные звезды слабы и имеют сравнительно высокие скорости вращения. Отметим попутно, что в $h + \chi$ Рег, согласно Слеттебаку [20], велика доля Ве-звезд, которые следует исключать из анализа (в частности, две Ве-звезды из $h + \chi$ Рег попали в список звезд, рассмотренных в работе КП, см. [21]).

Проблема $h + \chi$ Рег требует дополнительного исследования. Не исключено, что В-звезды в этом скоплении намного моложе, чем принято было считать до настоящего времени. На это указывают низкие значения ϵ_{He} , которые, в свою очередь, требуют дальнейшего уточнения.

8. Заключение. Исследование ранних В-звезд ГП из списков ВХ, ПШ и Ниссена привело к следующим результатам.

1) Если группировать звезды по массам M и затем в каждой группе сопоставлять содержание гелия ϵ_{He} с возрастом t отдельных звезд, обнаруживается корреляция между ϵ_{He} и t . При этом величина ϵ_{He} тем выше, чем больше t . Тем самым подтверждено существование корреляции, найденной в [2—4] по средним значениям $\bar{\epsilon}_{\text{He}}$ и \bar{t} , соответствующим разным скоплениям и ассоциациям.

2) Темп обогащения атмосферы В-звезды гелием тем выше, чем больше ее масса M . В интервале $M/M_{\odot} = 6-14$ величина ϵ_{He} линейно за-

зависит от M . За время выгорания водорода в ядре (фаза ГП) звезды с указанными M повышают ϵ_{He} на 0.03—0.05, в то время как в атмосферах звезд с $M \leq 5 M_{\odot}$ увеличение ϵ_{He} не превышает 0.01. Таким образом, этот эффект вряд ли обнаружим у средних и поздних В-звезд ГП.

3) Сама постановка вопроса о том, одинаково или нет содержание гелия в атмосферах В-звезд разных скоплений, часто оказывается некорректной, поскольку величина ϵ_{He} у отдельной В-звезды зависит прежде всего не от ее принадлежности той или иной звездной группировке, а от массы M и возраста t . Поскольку у В-звезд одного и того же скопления существует дисперсия величин M и t , постольку у них имеются и реальные различия в значениях ϵ_{He} . Эти различия сравнительно невелики (не более чем в 2 раза) и могут быть обнаружены только по высокоточным измерениям W , линий He I.

4) Зависимость содержания гелия в атмосферах ранних В-звезд от их возраста и массы вместе с аналогичной зависимостью, найденной в [10] для азота, может указывать на то, что уже на стадии ГП существует механизм, приводящий к выносу продуктов CNO-цикла из звездных недр на поверхность. По-видимому, такой механизм достаточно эффективен лишь у звезд с массами $M > 5 M_{\odot}$.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE CORRELATION BETWEEN HELIUM ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERES OF EARLY B-STARS WITH THEIR AGE AND MASS

L. S. LYUBIMKOV

For early B-stars with accurately determined helium abundance ϵ_{He} the mass M and the age t were evaluated. It has been shown that if the stars are grouped on masses, there exists a correlation between ϵ_{He} and t in each group. In addition, the rate ϵ_{He} of helium enrichment in stellar atmospheres increases with mass M . The value of ϵ_{He} depends linearly on M in the interval $M/M_{\odot} = 6 - 14$. For the stars with such masses the helium abundance in atmospheres increases by 0.03—0.05 for the time of hydrogen burning in the core, whereas for the stars with $M \leq 5 M_{\odot}$ the ϵ_{He} raising does not exceed 0.01. The ϵ_{He} dependence on M

and t with analogous dependence found for nitrogen [10] may have an evolutionary nature and may show that in the main sequence stage a mechanism already exists which leads to the transfer of CNO cycle-products from stellar interiors to the surface.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. M. Peterson, H. L. Shipman, *Astrophys. J.*, 180, 635, 1973.
2. А. С. Любимков, *Письма в Астроф. ж.*, 1, № 11, 29, 1975.
3. А. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 55, 112, 1976.
4. А. С. Любимков, *Астрофизика*, 13, 139, 1977.
5. P. E. Nissen, *Astron. and Astrophys.*, 50, 343, 1976.
6. S. C. Wolff, J. N. Heasley, *Astrophys. J.*, 292, 589, 1985.
7. P. J. F. Brown, P. L. Dufton, D. J. Lennon, F. P. Keenan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 220, 1003, 1986.
8. В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, *Письма в Астроф. ж.*, 12, 928, 1986.
9. В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, *Письма в Астроф. ж.*, 13, 56, 1987.
10. А. С. Любимков, *Астрофизика*, 20, 475, 1984.
11. S. A. Becker, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 45, 475, 1981.
12. W. M. Brunish, J. W. Truran, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 256, 247, 1982.
13. L. H. Auer, D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 25, 433, 1973.
14. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
15. D. Mihalas, *Non-LTE Model Atmospheres for B and O Stars*, NCAR-TN/STR-76, Boulder, Colorado, 1972.
16. G. W. Van Citters, D. C. Morton, *Astrophys. J.*, 161, 695, 1970.
17. B. J. O'Mara, R. W. Simpson, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 75, 51, 1971.
18. A. M. Boesgaard, G. Steigman, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 23, 319, 1985.
19. G. J. Ferland, *Astrophys. J. Lett.*, 310, L67, 1986.
20. A. Slettebak, *Astrophys. J.*, 154, 933, 1968.
21. A. Slettebak, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 59, 769, 1985.

УДК: 524.3—333—5

СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД С МАССАМИ 10^2 — $10^6 M_{\odot}$

А. Б. МЕНЬЩИКОВ, А. В. ТУТУКОВ

Поступила 14 июля 1987

Принята к печати 16 сентября 1987

Численно изучены некоторые общие свойства моделей очень массивных звезд (ОМЗ) в диапазоне масс от 10^2 до $10^6 M_{\odot}$. Учтена зависимость электронной непрозрачности от температуры, возникающая вследствие эффекта Клейна—Нишны. Показано, что на диаграмме Герцшпрунга—Рессела существует «запретная» область для ОМЗ, причем предельная светимость зависит от химического состава, структуры и эффективной температуры звезд. Водородные ОМЗ с $M \approx 10^6 M_{\odot}$ и гелиевые с $M \approx 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ уже на начальной главной последовательности (НП) приобретают протяженную и разреженную радиативную оболочку, а сама НП для этих звезд становится почти горизонтальной. Эволюционные треки ОМЗ с учетом и без учета полуконвекции аналогичны трекам обычных массивных звезд. В предположении полного перемешивания, водородные звезды с $M \geq 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ приобретают протяженную оболочку в ходе эволюции на стадии истощения водорода в звезде или немного позже—в зависимости от массы.

1. *Введение.* За 20 лет со времени появления пионерской статьи Хойла и Фаулера [1] изучению физики сверхмассивных звезд было посвящено большое количество работ. В 80-е годы интерес к таким объектам заметно возрос благодаря новым наблюдениям кандидатов в сверхмассивные звезды. Несмотря на то, что несколько предполагаемых объектов с массами $M \geq 1000 M_{\odot}$ оказались на самом деле скоплениями горячих звезд [2, 3], не исключено, что сверхмассивные звезды могут образовываться в центрах галактик в ходе аккреции [4]. Несмотря на отсутствие прямых свидетельств существования таких звезд, имеет смысл теоретически изучить их структуру и возможные эволюционные параметры.

Хорошо известно, что звезды главной последовательности с массами $10^2 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 5 \cdot 10^5$ стабильны. Следуя установившейся в последние годы терминологии, ниже мы будем называть их очень массивными звездами (ОМЗ).

В данной работе мы исследовали некоторые общие свойства ОМЗ с помощью хорошо известных методов численного моделирования звездной эволюции. Рассчитана структура ОМЗ в диапазоне масс $10^2 \leq M/M_{\odot} \leq 10^6$ на начальной главной последовательности (НГП) «водородных» ($X = 0.70$, $Y = 0.27$) и «гелиевых» ($X = 0.00$, $Y = 0.97$) звезд, а также изучена эволюция звезд с массами 10^2 , 10^3 , 10^4 , $10^5 M_{\odot}$ на главной последовательности, до начальных стадий горения гелия в ядре.

2. Численные расчеты. Система уравнений строения и эволюции звезд хорошо известна, и поэтому мы ее здесь не приводим. Следует отметить, что комплекс программ Пачинского в его «стандартном» виде, как показывает наш опыт, не позволяет рассчитывать эволюцию очень массивных звезд. Поэтому мы использовали свою программу, применяющую метод прогонки (метод Хеннея) для решения упомянутой системы. В расчетах было использовано уравнение состояния идеального газа с излучением. Как показали оценки, влиянием электронно-позитронных пар и вырождения на уравнение состояния и нейтринными процессами на баланс энергии в рассматриваемом диапазоне масс с большой точностью можно пренебречь. В уравнении баланса энергии вычислялось энерговыделение в CNO-цикле и в 3α -реакции, согласно Ривсу [5] и Фаулеру и др. [6]. Непрозрачность вещества в ОМЗ обусловлена почти исключительно рассеянием на свободных электронах. Полная непрозрачность вычислялась по формуле

$$\kappa = \frac{0.2(1+X)}{1+2.2 \cdot 10^{-9} T} + \kappa_{bf} + \kappa_{ff} \quad (1)$$

где κ_{bf} и κ_{ff} — крамерсовские члены (остальные обозначения здесь и ниже — обычные). Для звезд с массами $M \geq 10^4 M_{\odot}$ влиянием свободно-свободных и связанно-свободных переходов можно пренебречь. Важность учета температурной зависимости сечения комптоновского рассеяния для ОМЗ продемонстрировала недавно Като [7]. В области переменного химического состава был принят критерий конвективной нейтральности Шварцшильда $\nabla_r = \nabla_a$. Вещество полуконвективных зон перемешивалось до выполнения этого условия только на стадии горения водорода. Для сравнения были проведены расчеты без учета полуконвекции, что соответствует использованию критерия Леду $\nabla_r = \nabla_a + \nabla_{\mu}$.

3. Результаты расчетов. Нами были рассчитаны две НГП: для «водородных» ($X = 0.70$, $Y = 0.27$) и «гелиевых» ($X = 0.00$, $Y = 0.97$) ОМЗ. Они показаны на рис. 1, где для сравнения нанесена НГП Пачинского и Ружички [8]. Особенностью наших НГП является их отклонение, а затем и быстрый уход вправо по мере возрастания массы звезды. Это происходит

при $\lg(M/M_{\odot}) \approx 6$ для водородных, и при $\lg(M/M_{\odot}) \approx 3.3$ для гелиевых ОМЗ. У более массивных звезд, по мере увеличения массы, очень быстро образуется протяженная и разреженная оболочка. Причина расширения оболочки — дополнительный градиент давления излучения, в условиях небольшого возрастания комптоновской непрозрачности наружу и близости светимости к эддингтоновской. Впервые на эти особенности структуры ОМЗ обратила внимание Като [7]. Пачинский и Ружичка [8].

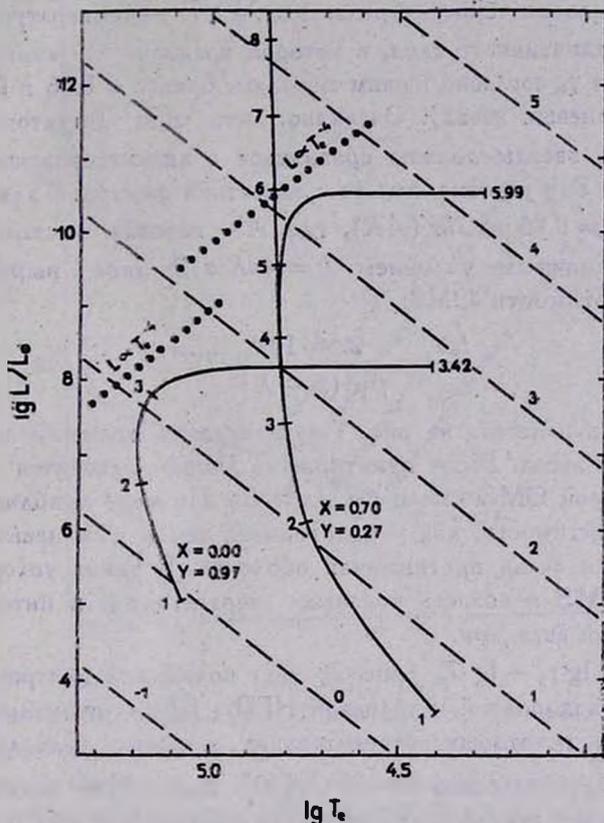


Рис. 1. Начальные главные последовательности ОМЗ для двух химических составов. Цифры у кривых дают $\lg(M/M_{\odot})$. НГП Пачинского и Ружички [8] (вертикальная кривая) ниже $\lg(M/M_{\odot}) \approx 4$ совпадает с нашей. Штриховые линии постоянного радиуса помечены значениями $\lg(R/R_{\odot})$.

которые использовали томсоновскую непрозрачность, получили почти вертикальную НГП вплоть до массы $\sim 10^9 M_{\odot}$. Наши контрольные варианты с постоянной по всей звезде непрозрачностью за счет томсоновского рассеяния, а также с учетом крамерсовской непрозрачности, дали тот же результат.

Причину образования протяженной оболочки можно понять следующим образом. Светимость ОМЗ $L = L_E (1 - \beta)$ очень близка к эддингтоновскому пределу $L_E = 4\pi cGM/x$ и асимптотически стремится к нему при увеличении массы звезды, если $x = 0.2 (1 + X)$. Учет зависимости непрозрачности от температуры (1) дает

$$L = L_E (1 + 2.2 \cdot 10^{-9} \gamma T_c) (1 - \beta), \quad (2)$$

где T_c — центральная температура звезды, а γT_c — температура точки поверхностного радиативного слоя, в которой градиент ∇ , минимален (значение параметра γ , согласно нашим моделям, близко к 0.06 и 0.12 для водородных и гелиевых звезд). Очевидно, что при достаточно большом γT_c , светимость звезды должна сравниться с эддингтоновским пределом на поверхности. Это условие, вместе с известной формулой для политропы с $n = 3$ [9] $T_c = 0.85 \mu \beta GM/(AR)$, где A — газовая постоянная, и фотосферным граничным условием $L = 4\pi R^2 \sigma T_c^4$ дает выражение для предельной светимости ОМЗ:

$$\frac{L_{cr}}{L_{\odot}} = \frac{2.56 \cdot 10^{27}}{\gamma^2 \mu^2 (1 + X)^2} T_c^{-4}.$$

Эта зависимость нанесена на рис. 1 пунктирными прямыми для водородных и гелиевых звезд. Выше пунктирных линий находится «запретная» область, в которой ОМЗ имели бы $L > L_E$. По мере приближения НГП к предельной светимости, как у водородных, так и у гелиевых звезд быстро развивается очень протяженная оболочка. В таких условиях возможен переход ОМЗ в область красных сверхгигантов и интенсивная потеря массы этими звездами.

Диаграмма $\lg \rho_c - \lg T_c$ (рис. 2) дает положения центров звезд разной массы для водородной и гелиевой НГП. Штрих-пунктирная кривая соединяет точки, в которых относительная поправка в давление за счет электронно-позитронных пар $\varepsilon = 10^{-4}$ [10]. Выше этой линии находится область, в которой необходимо учитывать образование пар, а также нейтринные процессы. Все треки, полученные нами, лежат ниже нее, что оправдывает пренебрежение e^+e^- -парами.

По мере увеличения массы звезды, масса конвективного ядра растет, в то время как радиативная оболочка становится тоньше. У звезды с массой $10^5 M_{\odot}$ последняя содержит только 0.5% массы (занимая при этом около 30% радиуса). С точки зрения эволюции важным является вопрос, сохраняет ли радиативная зона на поверхности свой начальный химический состав или же вся звезда оказывается полностью перемешанной с конвективным ядром. Поскольку ОМЗ имеют обширное конвективное ядро

и должны интенсивно терять массу или аккрецировать вещество, то более вероятной кажется вторая возможность. В силу остающейся неопределенности, нами была рассчитана эволюция ОМЗ с массами 10^2 , 10^3 , 10^4 , $10^5 M_{\odot}$ для обоих вариантов (до выгорания $\sim 10\%$ гелия в ядре).

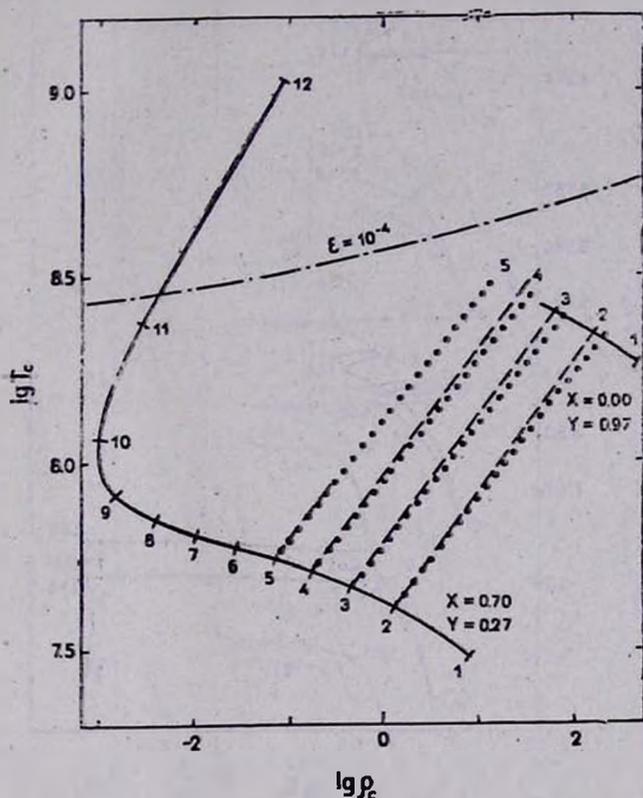


Рис. 2. Положения центров ОМЗ на диаграмме $\lg \rho_c - \lg T_c$. Кривые помечены значениями $\lg (M/M_{\odot})$. Показана кривая, соответствующая НГП Пачинского и Ружички [8] для $\lg (M/M_{\odot}) \geq 6$; для меньших масс она совпадает с нашей. Штриховой и пунктирной линиями нанесены эволюционные треки для полностью перемешанной звезды и для ОМЗ с градиентом химсостава. Вдоль штрих-пунктирной линии относительная поправка к давлению за счет e^+e^- -пар равна сотой доле процента.

Легко показать, что если звезда сохраняет радиативную оболочку с начальным химсоставом, то ее конвективное ядро должно сжиматься, оставляя за собой область переменного химсостава. Как видно из рис. 3, в этом случае ОМЗ эволюционируют аналогично массивным звездам. Помимо очевидного изменения формы и уплощения треков, отчетлива тенденция к сдвигу фазы горения гелия в сторону высоких эффективных температур при переходе к более массивным звездам. Необходимо отметить, что

расчет эволюции ОМЗ с $M = 10^5 M_{\odot}$ требовал особой аккуратности, в силу близости показателя адиабаты к $4/3$.

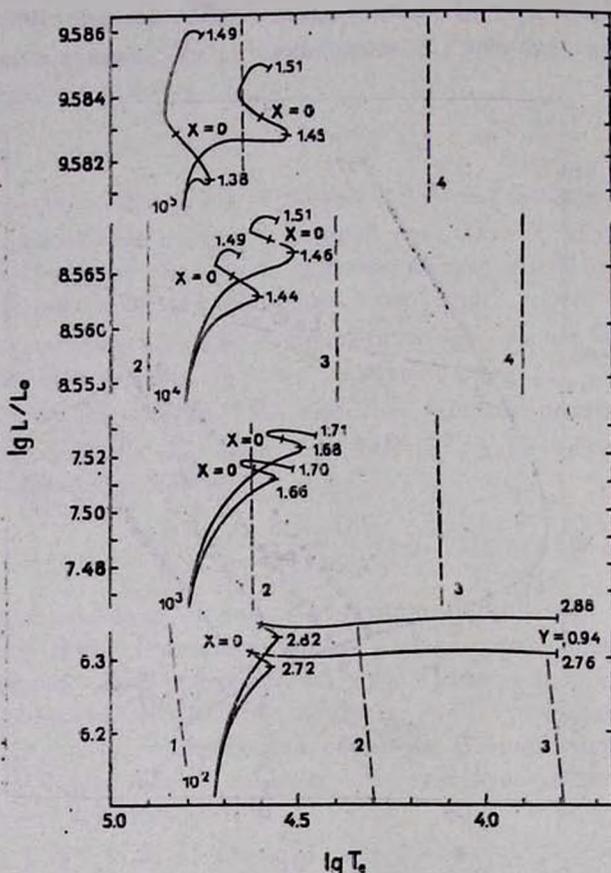


Рис. 3. Эволюционные треки ОМЗ с градиентом химсостава. В каждой паре короткий трек соответствует варианту без учета полуконвекции, а длинный—варианту с ее учетом. Числа у трекков указывают $\lg(M/M_{\odot})$ и время в единицах 10^6 лет. Отмечен момент истощения водорода в ядре ($X=0$). Штриховые линии постоянного радиуса помечены значениями $\lg(R/R_{\odot})$.

Влияние полуконвекции сводится к небольшому перераспределению водорода и гелия внутри звезды. Поскольку полуконвективная зона на стадии горения водорода соединена с конвективным ядром, то в результате частичного перемешивания в него попадает дополнительный водород, и время эволюции ОМЗ на этой стадии немного увеличивается.

Как видно из рис. 4, эволюция ОМЗ в предположении их химической однородности заметно меняется. Уменьшение содержания водорода по всей звезде приводит к падению непрозрачности на ее поверхности и соот-

ответственно, к увеличению светимости. В течение длительного времени радиус звезды почти не меняется. Когда содержание водорода в ней уменьшается до $\sim 1\%$, звезда начинает быстро сжиматься. После полного выгорания водорода, у звезд с $\lg(M/M_{\odot}) \geq 3.3$ важную роль начинает

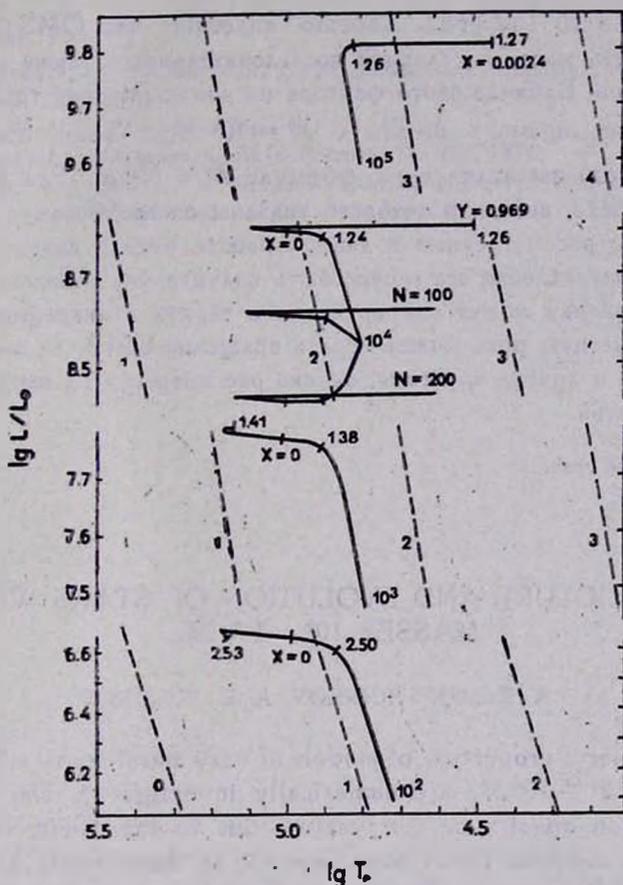


Рис. 4. Эволюционные треки химически однородных ОМЗ. Числа у трекков указывают $\lg(M/M_{\odot})$ и время в единицах 10^6 лет. Отмечен момент истощения водорода в ядре ($X=0$). Штриховые линии постоянного радиуса помечены значениями $\lg(R/R_{\odot})$.

играть температурная зависимость непрозрачности. На рис. 4 треки для масс $10^4, 10^5 M_{\odot}$ резко уходят вправо, т. е. эти звезды приобретают протяженную оболочку. Такое поведение полностью перемешанных ОМЗ можно было предсказать по виду гелиевой НПП (рис. 1). При $\lg(M/M_{\odot}) \geq 3.3$ она располагается справа от водородной НПП, т. е.

однородные гелиевые звезды с большими массами должны иметь протяженную оболочку.

Как справедливо отметила Като [7], можно ожидать, что естественным следствием образования протяженной оболочки у ОМЗ будет потеря массы. Вычисленный ею темп потери массы для звезды с $M = 10^6 M_{\odot}$ составляет $3.3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$. Хорошо известно, что ОМЗ должны интенсивно терять массу на главной последовательности также за счет других механизмов. Влияние этого фактора на эволюционные треки показано на рис. 4 на примере звезды с $M = 10^4 M_{\odot}$. Темп потери массы ($\sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$) вычислялся по формуле $\dot{M} = NL/c^2$, где N — безразмерный параметр, значения которого указаны около треков.

Ясно, что рассмотренные в данной работе модели сравнительно просты. В действительности все может быть значительно сложнее, т. к. ОМЗ в центре галактики может одновременно и терять и аккрецировать вещество [4]. Заметную роль может играть вращение ОМЗ, их магнитное поле, пульсации и другие процессы, однако рассмотрение их выходит за рамки данной статьи.

Астрономический совет
АН СССР

STRUCTURE AND EVOLUTION OF STARS WITH MASSES $10^2 - 10^6 M_{\odot}$

A. B. MEN'SHCHIKOV, A. V. TU. UKOV

Some general properties of models of very massive stars (VMS) in the mass range $10^2 - 10^6 M_{\odot}$ are numerically investigated. The dependence of the electron opacity on temperature due to the Klein-Nishina effect is taken into account. It has been shown that there exists a "forbidden" region for VMS's in the Hertzsprung-Russel diagram, the limiting luminosity depending on chemical composition, structure, and effective temperature of the star. Hydrogen VMS's with $M \approx 10^6 M_{\odot}$ and helium VMS's with $M \approx 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ acquire an extended radiative envelope already on the initial main sequence (IMS), the IMS itself becoming almost horizontal. Evolutionary tracks of VMS's with and without semiconvection, are similar to those of ordinary massive stars. If we assume their chemical homogeneity, hydrogen stars with $M \geq 2.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ acquire an extended envelope during hydrogen exhaustion or later, depending on mass.

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Hoyle, W. A. Fowler*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 169, 1963.
2. *G. Weigelt, G. Baler*, Astron. and Astrophys., 150, L18, 1985.
3. *G. Baler, R. Ladebeck, G. Weigelt*, Astron. and Astrophys., 151, 61, 1985.
4. *E. Krügel, A. Tutukov*, Astron. and Astrophys., 158, 367, 1986.
5. *X. Rusc*, в сб.: «Внутреннее строение звезд», ред. Л. Аллер, Д. Б. Мак-Лафлин, Мир, М., 1970, 62.
6. *W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 5, 525, 1967.
7. *M. Kato*, Publ. Astron. Soc. Jap., 37, 311, 1985.]
8. *B. Raszynski, M. Rozyska*, Acta Astron., 27, 213, 1977.
9. *С. Чандрасекар*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
10. *Д. К. Надежин*, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, вып. 32, 3, 1974.

УДК: 524.3—54

ЭВОЛЮЦИЯ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ СЛАБЫХ ЗВЕЗД

О. Ю. МАЛКОВ, А. Э. ПИСКУНОВ

Поступила 27 августа 1987

Принята к печати 20 октября 1987

При разных предположениях о начальной функции масс (НФМ) и истории звездообразования в диске Галактики исследована эволюция функции светимости (ФС) слабых ($M_V > 11^m$) звезд. Показано, что для $M_V = 13^m \div 20^m$ ФС слабо зависит от параметров функции звездообразования и определяется, в основном, соотношением масса—светимость. Падение ФС после максимума ($M_V \approx 13^m$) получено как для лог-нормальной НФМ Миллера и Скало, так и для монотонной, растущей к слабым звездам НФМ Солпитера. Тонкие черты ФС — положение максимума и наклон нисходящей ветви ($M_V \geq 13^m$) лучше описывает НФМ Солпитера. Вид теоретической ФС для очень слабых величин ($M_V > 20^m$) сильно зависит от параметров функции звездообразования. К сожалению, этот участок находится за современным наблюдаемым порогом. Однако, косвенные аргументы (локальная скрытая масса) и в этом случае лучше согласуются с НФМ Солпитера.

1. *Введение.* За более чем тридцатилетний период изучения начальной функции масс (НФМ) достаточно надежные результаты достигнуты для звезд умеренной массы ($1-10 m_\odot$), и в настоящее время центр тяжести исследований сместился на края диапазона звездных масс — в область массивных ($m > 10 m_\odot$) и маломассивных ($m < 1 m_\odot$) звезд. Поведение НФМ слабых звезд имеет большое значение для теории химической эволюции Галактики (связано с «выходом» тяжелых элементов), динамики Галактики (проблема локальной скрытой массы) и теории образования звезд. Это объясняет повышенный интерес, проявляемый к НФМ слабых звезд в последнее время.

Как известно, функция светимости (ФС) звезд из окрестностей Солнца служит главным, а в случае слабых ($M_V > 5^m$) звезд — единственным источником данных о НФМ. Начиная с классической работы Солпитера [1], предполагается, что для слабых звезд процедура определения НФМ по ФС достаточно проста; в частности, не требует учета эволюции звезд,

т. к. их времена жизни заметно превышают возраст диска. Исходя из этих соображений, Миллер и Скало [2] нашли, что НФМ может быть аппроксимирована логнормальным распределением, которое повторяет форму ФС из окрестностей Солнца, имеющей максимум вблизи $M_V \approx 12^m - 13^m$ и достаточно быстро падающей для $13^m < M_V < 17^m$. Этот результат имеет фундаментальное значение, и сейчас предложено несколько теоретических моделей (см., например, [3]), воспроизводящих такую НФМ. Имеется, однако, и другая точка зрения [4], согласно которой форма наблюдаемой ФС слабых звезд может быть согласована даже и на нисходящей ветви ($M_V \approx 13^m - 17^m$) с монотонной НФМ Солпигера при помощи подходящего теоретического соотношения масса—светимость (СМС).

Кроме того, не исключено, что на слабый конец ФС влияет также эволюция звезд, что может еще больше запутать ситуацию. Как показывают эволюционные расчеты, звезды сверхмалых масс ($m \lesssim 0.1 m_\odot$) имеют большие кельвиновские времена [5]. Например, звезда с $m \approx 0.06 m_\odot$, эволюционируя вдоль НГП, изменяет светимость с $M_V \approx 13^m$ до $M_V \approx 35^m$ за 8 млрд. лет. Это приводит к тому, что об определенном соотношении масса—светимость для звезд с $M_V > 25^m$ говорить нельзя. Форма ФС в этом случае зависит не только от НФМ, но и от возраста диска и от принятых предположений об истории звездообразования в нем.

Целью настоящей работы является изучить эволюцию функции светимости слабых звезд ($M_V > 10^m$), оценить, насколько существенную роль играют эффекты изменения светимости коричневыми карликами и выяснить, какие главные факторы определяют современную форму ФС.

2. Метод расчета. Пусть число звезд d^2N , образующихся за время $t, t + dt$ в интервале масс $m, m + dm$, задается функцией звездообразования (ФЗО) $b(m, t)$:

$$d^2N = b(m, t) dm dt,$$

и пусть $b(m, t)$ разделяется на две независимые функции — НФМ: $f(m)$ и темп звездообразования $\psi(t)$:

$$b(m, t) = f(m) \psi(t),$$

где m — масса звезд в единицах массы Солнца m_\odot , а t — время, прошедшее с начала существования диска в годах. Такое приближение вполне приемлемо описывает современную ФС для более ярких звезд.

Переходя к новым переменным — возрасту звезд τ и абсолютной звездной величине M , запишем

$$d^2N = -f[m(M, \tau)] \frac{\partial m(M, \tau)}{\partial M} \psi(t_1 - \tau) dM d\tau,$$

где t_1 — настоящий момент времени, связанный с моментом рождения звезды t и ее возрастом τ соотношением

$$t + \tau = t_1,$$

а зависимость $m(M, \tau)$ отражает изменение светимости звезды со временем.

Интегрируя по всем возрастам звезд из интервала $M, M + dM$, получаем функцию светимости:

$$\varphi(M) = \frac{dN}{dM} = \int_{\tau_{\max}(M)}^{\tau_{\min}(M)} f[m(M, \tau)] \frac{\partial m(M, \tau)}{\partial M} \psi(t_1 - \tau) d\tau, \quad (1)$$

τ_{\max}, τ_{\min} — максимальный и минимальный возрасты.

Уравнение (1), как можно видеть, зависит от начальной функции масс, соотношения масса — светимость, зависящего от возраста, и от истории звездообразования.

Для НФМ мы использовали два приближения: монотонно убывающая с массой функция Солпитера

$$f_S \sim m^{-2.35}$$

и логнормальная функция Миллера—Скало

$$f_{MS} \sim m^{-(0.47 \lg m + 1.94)}$$

Численные значения параметров взяты из [6].

Для скорости звездообразования мы рассмотрели несколько вариантов:

ψ_0 — постоянная, равная начальной скорости звездообразования в диске Галактики; $\psi_I = \psi_0 \cdot 0.1^{t/t_1}$ — умеренно падающая ($\psi_I(t_1)/\psi_0 = 0.1$); $\psi_R = \psi_0 (1 + 9 t/t_1)^{-2}$ — сильно падающая за время существования диска скорость звездообразования ($\psi_R(t_1)/\psi_0 = 0.01$).

Подробнее см., например, [7]. Был также рассмотрен случай вспышечного звездообразования (интенсивность падает за год в 10 раз), моделирующий образование «скопления» звезд (ψ_B).

Нормировка задавалась условием

$$\int_{11}^{17} \varphi(M) dM = N_{obs},$$

$N_{\text{об}}$ — наблюдаемое в окрестностях Солнца число звезд с абсолютными величинами $M_V = 11^m - 17^m$.

Функции $m(M, \tau)$ и $\partial m(M, \tau)/\partial M$ были получены с помощью интерполяции результатов Д'Антони и Маццетелли [5] и Маццетелли [8], рассчитавших эволюцию звезд с $m = 0.6 + 0.04 m_{\odot}$ ($Y, Z = 0.25, 0.02$).

Для перехода от светимостей к абсолютным величинам была использована шкала болометрических поправок Траата [9], которая экстраполировалась для $M_V > 20^m$. Сравнение с другими опубликованными данными показало, что шкала Траата находится в хорошем согласии с большинством независимых соотношений и дальше других простирается в область низких температур.

Интеграл в (1) определялся численно.

Таким образом, система треков Д'Антони и Маццетелли позволяет нам моделировать ФС для $M_V > 11^m$, т. е. по обе стороны ее максимума — главной черты функции светимости слабых звезд. Со стороны низких светимостей мы ограничены величиной $M_V \simeq 45^m$, достигаемой коричневыми карликами за время жизни диска. Надежные болометрические поправки и наблюдаемый предел ФС дают реальное значение диапазона светимостей $M_V = 11^m - 20^m$. Однако, для изучения статистики коричневых карликов и связанной с ними проблемы локальной скрытой массы мы рассмотрим и более слабые величины. Отметим, что значение нижнего предела масс $0.04 m_{\odot}$ определяется только системой использованных треков, и произвол в его выборе вносит дополнительную неопределенность в ФС для $M_V > 20^m$.

3. *Обсуждение результатов.* На рис. 1 приведены результаты расчетов эволюции ФС со временем для случая постоянной скорости звездообразования и солпитеровской НФМ. Можно видеть, что главной чертой эволюции функции светимости является рост $\varphi(M_V)$ и расширение диапазона звездных величин в сторону низких светимостей. Четко выделяется пик в области $M_V \simeq 12^m - 13^m$. Со временем появляется вторичный пик в районе $M_V > 25^m$, где коричневые карлики уже достаточно маломассивны, чтобы значение НФМ начало играть существенную роль в интеграле (1). Оба пика разделены широким провалом, глубина которого увеличивается со временем. Существование первого пика связано с особенностями СМС звезд главной последовательности с $m \gtrsim 0.1 m_{\odot}$. Отметим, что уменьшение ФС для $M_V > 13^m$ происходит несмотря на одновременный рост НФМ. В области провала и второго максимума доминируют коричневые карлики — объекты с $m \lesssim 0.08 m_{\odot}$, не способные «зажечь» и поддержа-

вать ядерные реакции горения водорода. Со временем этот максимум сдвигается в сторону низких светимостей, отражая уменьшение светимости эволюционирующих коричневых карликов.

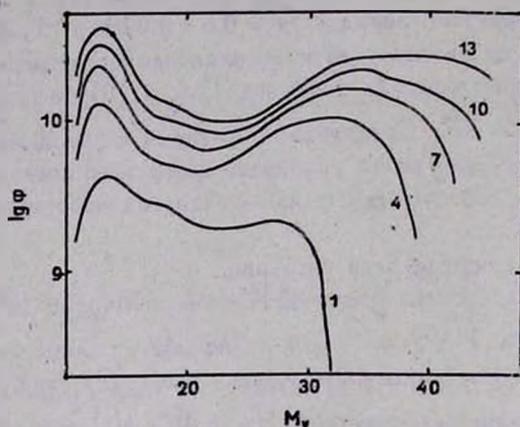


Рис. 1. Эволюция функции светимости со временем для случая постоянной скорости звездообразования и начальной функции масс Солпитера. Цифрами указано время (в млрд. лет), прошедшее с начала звездообразования.

На рис. 2 показаны современные ($t=t_1$) ФС построенные для разных вариантов ФЗО.

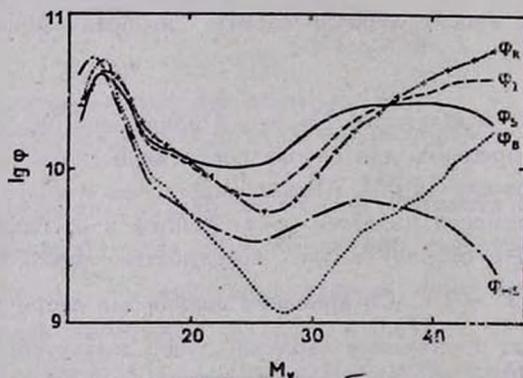


Рис. 2. Современные теоретические функции светимости, рассчитанные при различных предположениях о параметрах функции звездообразования (пояснения см. в тексте).

Сравнивая ФС, построенную с НФМ Солпитера Φ_S , с функцией светимости Φ_{MS} , использующей f_{MS} , мы видим, что их различие обусловлено различиями в НФМ (см. также табл. 1). Обе функции — Φ_S и Φ_{MS} — построены для случая постоянной скорости звездообразования $\psi = \psi_0$.

Так, первый максимум более четко выражен и сдвинут приблизительно на одну звездную величину в сторону ярких звезд у φ_{MS} , а рост ее после минимума происходит более полого. «Центр тяжести» смещен в яркую область, что объясняется относительно меньшей долей звезд самых малых масс ($m \lesssim 0.1 m_{\odot}$) в f_{MS} . Глубина минимума φ_{MS} возрастает (отношение $\varphi(12)/\varphi(25)$ равно 16 и 4 для φ_{MS} и φ_S).

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ФУНКЦИЙ СВЕТИМОСТИ

	Теоретические функции светимости					Наблюдательные ФС		
	φ_S	φ_I	φ_R	φ_B	φ_{MS}	Д'Антонна и Маццетелли [10]	Скало [12]	Вилон [11]
Положение максимума	13	13	13	13	12	13.5	12.5	13
Крутизна ФС:								
—изменение $\lg \varphi$ на 1^m , усредненное по первым 4^m после максимума;	0.11	0.12	0.14	0.20	0.18	0.08	0.20	0.08
—изменение $\lg \varphi$ между максимумом и минимумом	0.62	0.78	0.91	1.66	1.21	0.66		
Положение минимума	23	25	26	28	25	24+25		

Сравнивая ФС, рассчитанные для разной скорости уменьшения интенсивности звездообразования при одинаковых НФМ (f_S), видим, что наиболее сильно от темпа звездообразования зависит слабый участок ФС ($M_V > 20^m$), связанный с коричневыми карликами. В случае быстрого падения ψ подавляющее большинство звезд лежит вдоль изохроны t_1 , и φ_R (и еще в большей степени φ_B) определяется поведением соотношения масса—светимость, действующего вдоль этой изохроны. С выравниванием скорости звездообразования начинают играть относительно большую роль звезды разных возрастов, и СМС «размывается», размывая и сглаживая φ_I и φ_S по сравнению с φ_R .

В табл. 1 мы приводим глобальные черты теоретических ФС, рассчитанных в разных предположениях о параметрах звездообразования; функции светимости, полученной Д'Антонна и Маццетелли [10]; а также наблюдательных ФС, опубликованных Вилонем [11] и Скало [12].

Как можно видеть, положение максимума ФС практически не зависит ни от темпа звездообразования, ни от НФМ. Для принятого нами соотношения масса—светимость пик ФС приходится на 13^m . Для того, чтобы несколько изменить его позицию ($\sim 1^m$), необходимо кардинальное изме-

нение НФМ. Отметим также, что в отличие от φ_{MS} функции светимости с НФМ Солпитера образуют в районе максимума плато шириной $\Delta M \sim 2^m$.

Нисходящая ветвь ФС ($12^m \lesssim M_V \lesssim 25^m$) определяется, в основном, соотношением масса—светимость. Например, для эмпирического СМС Скало [12] и НФМ Солпитера она не образуется. Однако, наклон ФС на этом участке зависит также от НФМ и, в меньшей степени, от скорости звездообразования. Наклон увеличивается при переходе от НФМ Солпитера к НФМ Миллера и Скало, а также при переходе от постоянной скорости звездообразования к сильно падающей. Это особенно заметно при сравнении изменения ФС между максимумом и минимумом.

При $M_V > 20^m$ на главной последовательности начинает возрастать доля коричневых карликов ($\geq 15\%$ при $M_V = 20^m$). При $M_V \simeq 25^m$ они уже доминируют. Поэтому поведение ФС для очень слабых величин чувствительно к скорости звездообразования (число объектов, попадающих в интервал звездных величин $M, M + dM$ зависит не только от массы, возраста и НФМ, но и от скорости звездообразования). В таблице приведены некоторые характеристики этого диапазона светимостей. Можно видеть, что положение минимума ФС более чувствительно к скорости звездообразования, чем к НФМ. Также различается поведение ФС после минимума. Чем сильнее изменяется скорость звездообразования со временем, тем сильнее растет ФС в области слабейших звездных величин ($M_V > 35^m$), где находятся остывающие карлики, образовавшиеся в начальную эпоху (см. рис. 2). НФМ Миллера и Скало не способна обеспечить после $M_V \simeq 35^m$ рост ФС, плавно убывающей к более слабым величинам.

Интересно сравнить наши расчеты с результатами Д'Антони и Мацителли [10], построивших теоретическую ФС слабых звезд (см. таблицу). В [10] использовались СМС для изохрон $5 \cdot 10^9$ и 10^{10} лет, полученные из треков, посчитанных в [5]; использовалась также НФМ Солпитера. Таким образом, эта ФС должна примерно соответствовать нашей φ_s (исключая самые слабые величины). Как можно видеть, для $13^m < M_V < < 23^m$, где доминируют красные карлики, наши результаты хорошо согласуются. В области коричневых карликов, где Д'Антони и Мацителли, по-видимому, не учитывали их постоянное остывание, наши ФС сильно различаются.

То обстоятельство, что монотонно возрастающая при $m \rightarrow 0$ НФМ Солпитера хорошо описывает ФС слабых звезд, позволяет естественным образом объяснить локальную скрытую массу наличием проэволюциони-

ровавших коричневых карликов. По оценкам Д'Антони и Маццелли [10] для этого необходимо, чтобы минимальная масса коричневых карликов не превышала $m_{\min} = 0.003 m_{\odot}$. По оценкам Хиллса [13] данные о межзвездной экстинкции и подсчеты метеоров и комет накладывают жесткие ограничения на минимальную массу объектов, образующих скрытую массу ($m_{\min} > 5 \cdot 10^{-12} m_{\odot}$). С другой стороны, согласно Бэколу и др. [14], скрытая масса состоит из объектов с $m < 2 m_{\odot}$. Это указывает на белые и коричневые карлики. Д'Антони и Маццелли [10] нашли, что белые карлики не могут дать существенный вклад в массу диска. Отметим, что логнормальная НФМ (в отличие от степенной НФМ) не может восполнить недостаток локальной массы. Значение невидимой массы, предсказываемое начальной функцией масс Солпитера, не менее чем в полтора раза превышает локальную скрытую массу, оцененную с помощью НФМ Миллера и Скало.

Падение ФС за современным пределом наблюдений ($M_V, \text{lim} \simeq 17^m + 20^m$) до $M_V \simeq 23^m - 28^m$ усложняет поиск коричневых карликов. В самом деле, при полноте выборки до $V = 28^m$, планируемой при наблюдениях с помощью космического телескопа Хаббла, ожидаемая поверхностная плотность коричневых карликов будет составлять $\lesssim 0.1$ звезды на квадратный градус.

4. *Выводы.* Форма функции светимости для $M_V = 10^m - 20^m$ определяется, в основном, поведением соотношения масса—светимость и слабо зависит от параметров функции звездообразования. Если использовать теоретическое СМС Д'Антони и Маццелли, то можно воспроизвести основные черты функции светимости (максимум ФС вблизи $M_V = 12^m - 13^m$) как с помощью монотонной НФМ (Солпитер), так и с помощью НФМ, имеющей максимум (Миллер и Скало). Некоторое преимущество при этом имеет НФМ Солпитера, т. к. с ее помощью можно естественным образом объяснить локальную скрытую массу, а также тонкие черты ФС—положение максимума, наклон нисходящей ($M_V > 13^m$) ветви ФС. Обнаружена нами и зависимость ФС от изменения со временем темпа звездообразования. Зависимость слабая для $M_V \simeq 11^m - 20^m$, где доля сжимающихся звезд невелика, и существенна для более слабых величин, где доминируют коричневые карлики. К сожалению, этот участок ФС не наблюдается и не может быть использован для независимой оценки скорости звездообразования по ФС. К тому же, эмпирические ФС, полученные разными авторами, достаточно сильно различаются на этом участке, что не позволяет нам точнее определить параметры функции звездообразования $b(m, t)$.

Мы благодарны И. Маццелли, любезно приславшему нам неопубликованные результаты расчетов эволюции звезд малых масс.

Астрономический совет
АН СССР

EVOLUTION OF THE LUMINOSITY FUNCTION OF FAINT STARS

O. YU. MALKOV, A. E. PISKUNOV

The evolution of the fainter ($M_V > 11^m$) luminosity function (LF) is studied under several assumptions on the initial mass function (IMF) and the history of star formation rate (SFR) in the galactic disk. It has been shown, that at $M_V = 10^m - 20^m$ the LF only weakly depends upon the parameters of the birthrate function, being mainly determined by the mass-luminosity relation. The decrease of the LF below the maximum ($M_V \cong 13^m$) was indicated both for the lognormal IMF after Miller and Scalo, and for the monotonically increasing to the faintest stars Salpeter IMF. Nevertheless the fine LF features, as a position of the maximum, and the slope of the descending branch ($M_V \gtrsim 13^m$) are in better agreement with the Salpeter IMF. The theoretical LF at the faintest ($M_V > 20^m$) strongly depends upon the birthrate function. Unfortunately, this region is out of the present observational threshold. However an indirect arguments (as the local missing mass) are also in better agreement with the Salpeter IMF.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 121, 161, 1955.
2. G. E. Miller, J. M. Scalo, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 513, 1973.
3. H. Zinnecker, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 44, 1984.
4. F. D'Antona, I. Mazzitelli, *Astron. and Astrophys.*, 127, 149, 1983.
5. F. D'Antona, I. Mazzitelli, *Astrophys. J.*, 296, 502, 1985.
6. Дж. М. Скало, в кн. «Протозвезды и планеты», ч. 1, Мир, М., 1982, стр. 295.
7. А. Э. Пискунов, Письма в Астрон. ж., 7, 14, 1981.
8. I. Mazzitelli, Частное сообщение.
9. П. Траат, Публ. Тартуск. обсерв., 44, 282, 1976.
10. F. D'Antona, I. Mazzitelli, *Astron. and Astrophys.*, 162, 80, 1985.
11. R. Wislen, H. Jahreis, R. Krüger, in "The Nearby Stars and the Stellar Luminosity Function", IAU Colloq. No. 76, eds. A. G. Davis Philip, A. R. Uggren, Schenectady, Van Vleck Observatory, 1983, p. 163.
12. J. M. Scalo, *Fundam. Cosmic Phys.*, 11, 1, 1986.
13. J. G. Hills, *Astron. J.*, 92, 595, 1986.
14. J. N. Bahcall, P. Hut, S. Tremaine, *Astrophys. J.*, 290, 15, 1985.

УДК: 524.33+524,352]—36

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ХИМСОСТАВА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД КИСЛОРОДНОЙ И УГЛЕРОДНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

Г. В. ХОЗОВ

Поступила 18 ноября 1987

Принята к печати 10 января 1988

Найдены наблюдательные свидетельства различия фазовых зависимостей показателей цвета $R-I$ для долгопериодических переменных звезд кислородной и углеродной последовательностей.

1. Вопрос об эволюционном статусе углеродных звезд среди многочисленных красных гигантов в настоящее время остается открытым. Представляют ли углеродные звезды обязательную, но кратковременную стадию в развитии красных гигантов различных масс, или же они образуются как особые объекты и эволюционируют к красным гигантам самостоятельным путем?

Известно, что среди углеродных звезд широко представлены различные типы переменности. Переменность же излучения является хорошим индикатором целого ряда физических свойств любой звезды. В связи с этим, принимая, что физические причины переменности таких звезд в той или иной мере должны быть связаны с фазами эволюции, мы поставили себе задачу выявить возможные различия в характере долгопериодической переменности излучения звезд кислородной ($C/O \leq 1$) и углеродной ($C/O > 1$) последовательностей при их сравнительном наблюдательном изучении.

В рамках долгосрочной программы исследования переменности излучения мирид в Астрономической обсерватории Ленинградского университета с 1970 г. проводятся систематические фотометрические и поляриметрические наблюдения свыше 50 объектов, представляющих разные по химическому составу группы из числа M, S, C-звезд. В данной работе приводятся и обсуждаются некоторые результаты выполненных исследований, а именно, существенно различающиеся фазовые зависимости блеска и, особенно, показателей цвета в ближней инфракрасной области спектра

для мирид кислородной и углеродной последовательностей. При сравнительном анализе для ряда звезд использованы средние кривые блеска, полученные нами на основании однородных рядов наблюдений в течение 4—10 циклов периодических изменений.

2. Наблюдения выполнялись одновременно в стандартных спектральных полосах *R11HK* с использованием двух телескопов (0.6 и 0.5 м) Бюраканской станции АО ЛГУ. Аппаратура и методика наблюдений описана в [1—2]. Среднеквадратические ошибки даже в самых неблагоприятных ситуациях (наиболее слабые объекты в минимумах блеска) никогда не превышали $0.^m1$. Обычно ошибки наблюдений во всех спектральных полосах составляли $0.^m02$ — $0.^m03$. Как правило, в течение всего периода наблюдений объекта использовались одни и те же звезды сравнения.

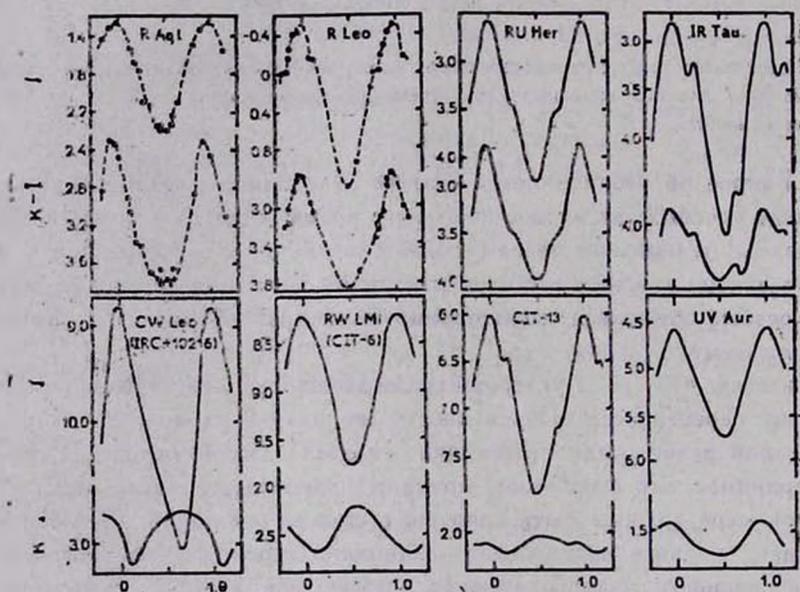


Рис. 1. Фазовые зависимости блеска в спектральной полосе *I* и показателя цвета: *R—I* для звезд кислородной (верхний ряд) и углеродной (нижний ряд) последовательностей.

На рис. 1 приведены фазовые зависимости *I* и (*R—I*) (верхняя и нижняя кривые в каждой секции, соответственно для всех представленных здесь объектов). Для всех звезд на рисунке даны средние кривые блеска за исключением *R Aqi* и *R Leo*, для которых имелись достаточно подробно перекрытые кривые блеска в одном из наблюдавшихся нами циклов. Четыре верхних секции представляют *M*-звезды с различными периодами от

293 до 485 дней, а четыре нижних секции представляют С-звезды с периодами от 393 до 630 дней.

Сопоставление полученных зависимостей для двух групп звезд показывает, что фазовые изменения показателей цвета $R-I$ для звезд кислородной и звезд углеродной последовательностей имеют разнонаправленный характер. Если по мере уменьшения яркости на фазах 0.00—0.50 в направлении минимума блеска для М-звезд, как обычно, показатель $R-I$ возрастает (см. верхние секции рис. 1), то в случае С-звезд возрастание показателя прекращается уже на фазах 0.10—0.15 (1) и в дальнейшем он начинает уменьшаться. Минимальное значение $R-I$ для С-звезд приходится на фазы минимального блеска звезд. Необходимо подчеркнуть, что рост показателя у С-звезд начинается с фазовых моментов 0.55—0.70, то есть значительно раньше, чем у М-звезд, для которых такими фазовыми моментами являются 0.95—0.98. Только в случае UV Aul, данные для которой взяты из работы Худяковой [3], рост показателя цвета $R-I$ начинается на фазе 0.88, а после наметившегося на фазе 0.13 «максимума» (выразившегося в изломе плавного хода) последовало дальнейшее незначительное (примерно на 0^m1) увеличение $R-I$, что сделало фазовую зависимость напоминающей соответствующие зависимости для М-звезд. Однако известно, что углеродная мирида в этом объекте входит в состав тройной системы, суммарное излучение компонентов которой регистрируется нами обычно при наблюдениях с рабочей диафрагмой в 21". Это может быть причиной «искажения» фазовой зависимости показателя цвета $R-I$, характерной для углеродной мириды.

Аналогичный ход с фазой показателей цвета для различающихся по химсоставу звезд демонстрирует и рис. 2, где верхние секции представляют М-звезды, χ Sug относится к S-звездам, а в трех нижних секциях приводятся зависимости показателей $R-I$ от блеска объекта в спектральной полосе I для углеродных звезд. Здесь в каждом случае данные наблюдений отражают фазовый ход показателя в течение одного цикла периодических изменений блеска.

Отмеченный выше характер поведения инфракрасных показателей цвета в случае углеродных звезд находит свое подтверждение и в результатах нашего анализа RI наблюдений Бэрнса [4], где, хотя и по ограниченному числу данных, можно проследить подобную тенденцию фазового поведения показателей $R-I$ для ряда других углеродных долгопериодических переменных звезд.

3. Результаты RI -наблюдений свидетельствуют о широкой распространенности такого «необычного» фотометрического поведения $R-I$ с фазой среди углеродных долгопериодических переменных. «Необычность» здесь заключается в том, что, придерживаясь температурных калибровок Эгге-

на [5], Мендозы и Джонсона [6], Берга и др. [7], при таком поведении показателей цвета мы должны были бы говорить о повышении температуры рассматриваемых здесь углеродных мирид в моменты минимального блеска, что противоречит принятым представлениям о фазовых изменениях температур долгопериодических переменных, по крайней мере из числа кислородных звезд.

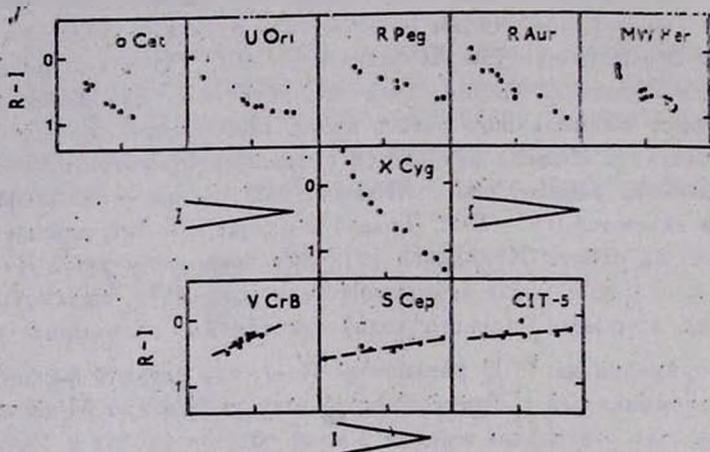


Рис. 2. Зависимости показателя цвета $R-I$ от блеска звезды на нисходящих ветвях кривых блеска для звезд кислородной (верхний ряд) и углеродной (нижний ряд) последовательностей. В центре — циркониевая звезда χ Cyg.

Сказанное выше хорошо иллюстрирует рис. 3, где фазовые зависимости показателя $(R+I)-2I$, на основе которого производилась температурная калибровка в работе [7], имеют совершенно различный ход для NML Tau (M-звезда) и для углеродной звезды RW LMI (CIT 6).

Какие выводы можно сделать из отмеченного выше различия наблюдаемых поведений инфракрасных показателей цвета с фазой у звезд кислородной и углеродной последовательностей?

Прежде чем делать выводы, кратко остановимся на основных физических явлениях, лежащих в основе переменности звезд поздних спектральных типов. Исходя из современных представлений о механизмах переменности излучения красных гигантов, следует отметить четыре из возможных и безусловно взаимосвязанных причин наблюдаемых изменений блеска и показателей цвета: изменение размеров (пульсации) излучающей поверхности, изменение температуры излучающей поверхности, фазовые изменения интенсивности поглощения в линиях и молекулярных полосах (TiO , VO , ZrO в M и S-звездах и C_2 , CN , CO —в углеродных звездах), а также циклические изменения концентрации и размеров пылевых частиц в околосредных оболочках. Очевидно, что каждый из указанных механиз-

мов по-разному проявляется в различных участках спектра. Наиболее резко выраженный селективный характер имеют циклические изменения интенсивности поглощения в линиях и молекулярных полосах. Анализируя характер переменности и вклады различных механизмов в наблюдаемые изменения блеска и цвета звезд—красных гигантов, относящихся к различным спектральным типам, можно разделить причины переменности на

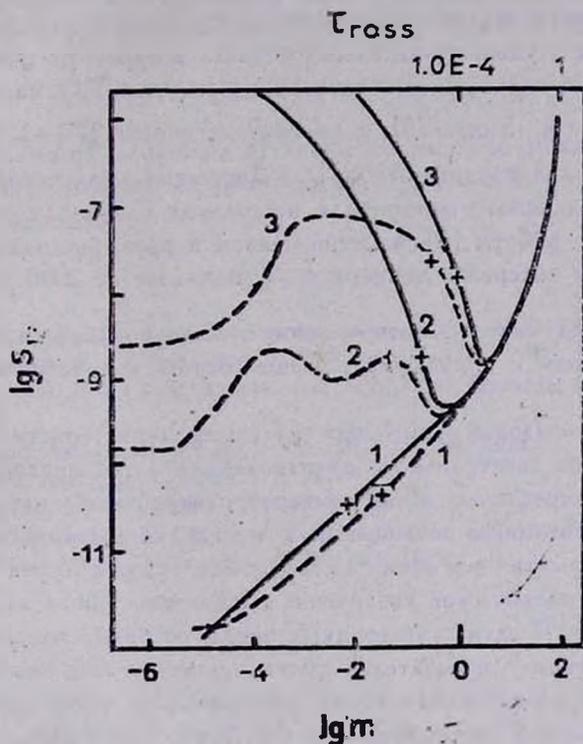


Рис. 3. Фазовые зависимости $(R+I) - 2I$ для NML Tau (M-звезда) и CIT 6 (C-звезда).

общие для всех типов звезд и специфические для звезд каждой из последовательностей. Изменения размеров излучающей поверхности и ее температуры характерны для всех звезд-мирид, независимо от спектрального типа. Их суммарное проявление имеет одинаковую направленность и если и отличается, то только по величине. Что касается циклических изменений прозрачности внешних атмосферных слоев звезды, связанных с поглощением в молекулярных полосах, то здесь картина переменности будет существенно различаться, так как в звездах, принадлежащих к разным последовательностям, в образовании непрозрачности в пределах рассматри-

ваемых спектральных диапазонов играют роль различные группы молекул, свидетельствующие о различии химического состава. Так, в звездах кислородной последовательности — главным образом TiO , VO , ZrO , а в углеродных звездах — C_2 , CN , CO . А поскольку поглощение по-разному проявляется в пределах различных спектральных диапазонов, стало быть и поведение одних и тех же показателей цвета, в частности $R-I$, с изменением температуры будет существенно различаться. Конечно, все это при условии, что изменение поглощения в том или ином участке спектра дает заметный вклад в уменьшение блеска объекта в одном из цветов. Величина ослабления только за счет поглощения в полосах TiO , согласно наблюдениям Смака и Уинга [8], в цвете R достигает $1^{\text{m}0}$ — $1^{\text{m}5}$, а в цвете I — $0^{\text{m}3}$ — $0^{\text{m}5}$ для поздних М-звезд. Депрессия излучения в пределах этих же спектральных участков для нескольких С-звезд, которые наблюдались авторами работы [8], заметно меньше и примерно одинакова в этих двух цветах для интервала температур в диапазоне от 2000 до 3000 К.

4. Основные выводы, которые могут быть сделаны по результатам наших наблюдений и приведенного выше обсуждения, сводятся к следующему.

Во-первых, фазовые изменения цветовых характеристик в пределах рассматриваемого спектрального диапазона для звезд кислородной последовательности определяются как температурными колебаниями, так и циклическими изменениями поглощения в молекулярных полосах TiO . При этом эффекты, вызванные этими механизмами, складываются и усиливают наблюдаемое периодическое увеличение показателей цвета на фазак минимального блеска. В случае углеродных звезд, особенно поздних, в наблюдаемых изменениях показателей цвета основную роль играет механизм, связанный с фазовыми изменениями интенсивности полос поглощения CN (полоса 1,0 красной системы вблизи 0,9 мкм). Здесь эффекты, вызываемые разными механизмами, компенсируют друг друга и в зависимости от их соотношения могут вызывать наблюдаемые фазовые проявления противоположного знака.

Во-вторых, разработанные температурные калибровки [5—7] на основе наблюдаемых показателей $R-I$ и скомбинированных $(R+I)-(J+K)$ и $(R+I)-2J$ в случае углеродных звезд либо неприменимы (что более вероятно), либо, если и представляются имеющими смысл, то в весьма ограниченном интервале температур для сравнительно ранних С-звезд. Учитывая, что в полосе I заметное влияние оказывает поглощение CN , а в полосе K — CO , эти цвета не могут быть использованы при температурных калибровках, по крайней мере для углеродных звезд. Возможной альтернативой может быть температурная калибровка, основанная на за-

зависимости эффективной температуры от наблюдаемых показателей цвета $R-I$ и $R-H$.

Ленинградский государственный
университет

THE PHOTOMETRIC DISPLAY OF THE CHEMICAL ABUNDANCE IN OXYGEN-RICH AND CARBON-RICH LONG PERIOD VARIABLES

G. V. KHOZOV

Observational evidences of the differences in phase dependence of $(R-I)$ colour index for oxygen-rich and carbon-rich long period variables are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Хозов, в об. «Новая техника в астрономии», вып. 4, 45, 1972.
2. В. М. Ларионов, В. П. Пахальник, Г. В. Хозов, Тр. АО ЛГУ, 40, 42, 1985.
3. Т. Н. Худякова, Науч. инф. Астроф. сов. АН СССР, Эвнатне, Рига, вып. 56, 1984, стр. 139.
4. T. G. Barnes, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 221, 369, 1973.
5. O. J. Eggen, *Astrophys. J.*, 165, 317, 1971.
6. E. E. Mendoza, H. L. Johnson, *Astrophys. J.*, 141, 161, 1965.
7. J. Bergeat, M. Lunel, F. Sibille, J. Lefevre, *Astron. and Astrophys.*, 52, 263, 1976.
8. J. Smak, R. F. Wing, *Acta Astron.*, 29, 187, 1979.

УДК: 524.316.7.022—52—645

РЕШЕНИЕ НАТР-ЗАДАЧИ ДЛЯ Mg I В АТМОСФЕРЕ M-ГИГАНТА С ХРОМОСФЕРОЙ. II. ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ: И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ ЛИНИЙ λ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 НМ

Я. В. ПАВЛЕНКО

Поступила 4 августа 1987

Принята к печати 7 декабря 1987

Рассчитаны функции источников и профили линий Mg I в атмосфере M-гиганта ($T_{\text{eff}} = 3800 \text{ K}$, $\lg g = 1.5$). Модели атмосфер M-гиганта с хромосферами, которые различаются положением температурного минимума, задавались эмпирически. Сделан вывод о том, что вид интеркомбинационной линии Mg I $\lambda 457.11 \text{ нм}$ существенно зависит от хода температуры в атмосфере звезды. В то же время сильные субординатные линии Mg I нечувствительны к строению внешних слоев атмосферы красного гиганта.

Важной проблемой теории атмосфер звезд поздних спектральных классов является уточнение структуры их внешних слоев. Здесь возможны различные проявления звездной активности, а вещество и излучение находятся в условиях, далеких от термодинамического равновесия. Предельным случаем активности в атмосферах холодных звезд являются их хромосферы, которые обнаруживаются спектрально в виде многочисленных эмиссионных линий в ультрафиолете [1]. Мощным методом исследования строения звездных хромосфер является количественная интерпретация эмиссионных профилей линий h и k Mg II, H и K Ca II. Для формирования этих линий требуются сравнительно высокие температуры, которые в хромосферах красных звезд имеются достаточно далеко ($\tau_{\text{госс}} < 10^{-5}$) от фотосферы ($\tau_{\text{госс}} \sim 1$).

В то же время для ряда астрофизических задач наибольший интерес представляет область атмосферы, где расположен температурный минимум. Наши знания о строении атмосфер холодных звезд в области температурного минимума пока недостаточны. Существуют указания на то, что звезды одного спектрального класса и равной светимости могут иметь различающиеся по мощности энерговыделения хромосферы.— в этом случае положение температурного минимума и величина градиента температуры в:

хромосфере являются индивидуальными характеристиками конкретной звезды (см. [2]).

В настоящей работе исследовано формирование сильных линий Mg I λ 457.11, 516.73, 517.23, 518.36 нм в атмосфере красного гиганта спектрального класса M2 ($T_{eff} = 3800$ K, $\lg g = 1.5$). Расчеты проводились для трех моделей атмосфер:

Модель A1 — самосогласованная модель атмосферы M-гиганта с солнечным химическим составом рассчитана автором в рамках классических приближений при помощи тартуской версии программы SAMI; учитывались молекулярные источники непрозрачности (см. [3, 4]). Две другие модели различаются строением внешних слоев.

Модель A2 имеет хромосферу. Температурный минимум находится в этой модели атмосферы на глубине

$$m_{min} = \int_0^x \rho(x) dx = 0.8. \quad (1)$$

Здесь $\rho(x)$ — плотность вещества на геометрической глубине x . На глубине m_{min} в модели атмосферы A2 $T_{min}/T_{eff} = 0.72$. У гигантов поздних спектральных классов $T_{min}/T_{eff} = [0.65 \div 0.89]$, имеется слабая тенденция увеличения этого отношения с понижением T_{min} (см. [2]).

Выше температурного минимума задавался рост температуры к внешней границе атмосферы с градиентом

$$\frac{\partial T}{\partial(\ln m)} = G_* = -950, \quad (2)$$

что меньше, чем G_* в модели атмосферы Солнца HSRA [5], но больше, чем в модели хромосферы Арктюра, предложенной Айресом и Лински [6].

В модели A3 температурный минимум расположен на глубине $m_{min} = 8.0$, а градиент температуры в хромосфере такой же, как в модели A2: $G_* = -950$. Внешние границы моделей атмосфер ($m = m_0$) были определены таким образом, чтобы в частотах связанно-связанных переходов монохроматические оптические глубины $\tau_\nu \lesssim 10^{-2}$ в первых точках моделей. В модели атмосферы A1 $m_0 = 10^{-5}$, в моделях A2 и A3 $m_0 = 10^{-7}$.

Изменение температуры T и электронной плотности n_e с глубиной в модели атмосферы A2 показано на рис. 1. Расчет n_e по всей глубине атмосферы проводился в рамках ЛТР. Выше температурного минимума зависимость $n_e = f(m)$ имеет два максимума. Первый из них ($m \simeq 0.1$) на-

ходится в области, где максимальный вклад в n_e дают металлы, второй ($m \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$) — где основным поставщиком свободных электронов является водород. Дальнейшее уменьшение n_e к внешней границе атмосферы обусловлено падением плотности вещества.

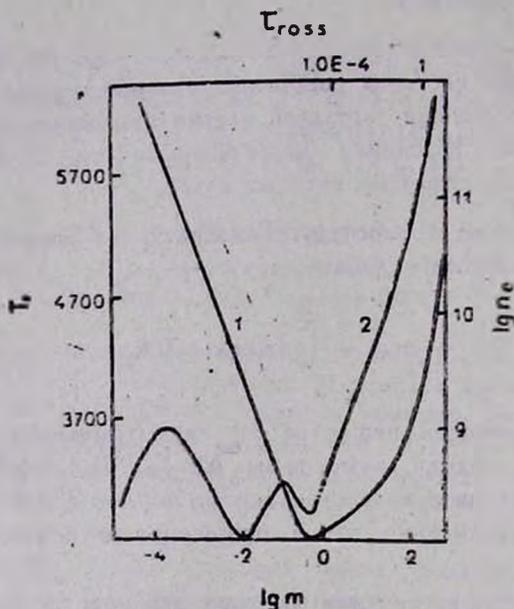


Рис. 1. Температура (1) и электронная плотность (2) в модели атмосферы A2.

В модели A3 температурный минимум расположен глубже и области максимального вклада в n_e металлов и водорода расположены ближе, чем в модели A2 — локальный минимум между ними выражен в меньшей степени. В модели A1 температура и электронная плотность монотонно уменьшаются к внешней границе атмосферы.

Следует отметить, что хромосферы в моделях A2 и A3 были определены простейшим образом при помощи двух параметров: G_e и m_{atm} . Эти модели атмосфер можно рассматривать только в качестве первого приближения, поскольку при построении их использовались достаточно грубые предположения. Самосогласованные модели хромосфер M-гигантов (и других звезд) в настоящее время отсутствуют.

НЛТР-задача для пятиуровневого атома Mg I была решена методом частичной линеаризации (см. [5]). Четыре уровня ($3s^2^1S$, $3p^3P^0$, $3p^1P$, $4s^2S$) принадлежат Mg I. Mg II представлен основным состоянием $3s^2S$. Скорости переходов между уровнями описаны в работе [7].

В заданной модели атома магния учитывались три связанно-связанных радиативных перехода: два резонансных (нижний уровень — основное состояние Mg I) и один субординатный (см. табл. 1). Перенос излучения в частотах сильной линии λ 285.16 нм ($3s^2\ ^1S - 3p\ ^1P$, $gf = 1.6$) учитывался при решении НАТР-задачи в приближении полного перераспределения по частотам. Это позволило рассчитать скорости радиативных процессов R_{12} и R_{31} . Для точного анализа профиля этой линии требуется применение более совершенной концепции частичного перераспределения по частотам — уже в спектре сравнительно горячего-гиганта α Boo (K2 III, $T_{eff} = 4400$ K) крылья линии λ 285.16 нм сравнимы по интенсивности с крыльями h и k Mg II [1], в спектрах более холодных гигантов они могут быть сильнее.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЯЗАННО-СВЯЗАННЫХ
ПЕРЕХОДОВ Mg I [7, 8]

Переход	$i-j$	λ , нм	$E_{возб}^i$, см $^{-1}$	gf
$3s^2\ ^1S - 3p\ ^1P$	1-2	457.11	0	$4 \cdot 10^{-6}$
$3s^2\ ^1S - 3p\ ^1P^0$	1-3	285.16	0	1.6
		516.73	21850.405	0.09
$3p^3\ P^0 - 4s^3\ S$	2-4	517.26	21870.46	0.28
		518.36	21911.18	0.49

В дальнейшем наш анализ будет посвящен спектральным линиям, возникающим вследствие переходов $3s^2\ ^1S - 3p^3\ P^0$ и $3p^3\ P^0 - 4s^3\ S$. Линии $\lambda\lambda$ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 нм менее интенсивны, их анализ вполне возможен в приближении полного перераспределения по частотам. При решении НАТР-задачи триплет 516.73, 517.26, 518.36 нм заменен одной линией с силой осциллятора

$$f_{21} = \frac{\sum_i f_{21}^i \cdot g_2^i}{\sum_i g_2^i}, \quad (3)$$

где g_2^i и f_{21}^i — статистический вес нижнего уровня и сила осцилляторов соответствующей линии мультиплета. Профили коэффициента поглощения в спектральной линии определялись функцией Фойгта $H(a, \nu)$ по всей толще атмосферы $a = 0.01$; микротурбулентная скорость $\nu_t = 2$ км/с. Кроме трех радиативных связанно-связанных переходов уравнение переноса излучения решалось в частотах четырех связанно-свободных переходов.

Результаты. Несмотря на малое значение $gf = 4 \cdot 10^{-6}$, линия Mg I $\lambda 457.11$ нм в спектрах холодных звезд должна быть достаточно сильной — населенности основного состояния Mg I ($3s^2 1S$) [при $T \leq 3000$ К значительны. На рис. 2 представлены рассчитанные для моделей атмосфер A1, A2, A3 функции источников в линии $\lambda 457.11$ нм

$$S_{24} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_4}{g_2} \frac{n_2}{n_4} - 1} \quad (4)$$

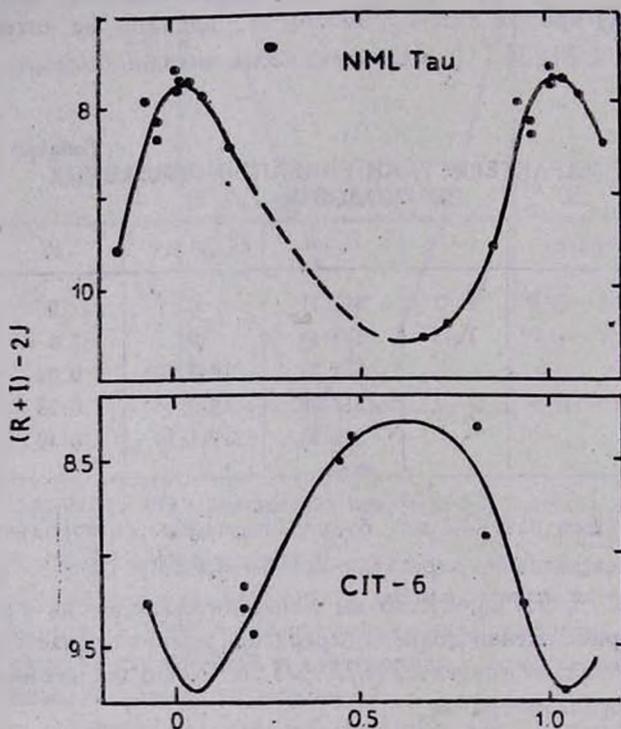


Рис. 2. Функция Планка и функция источников линии $\lambda 457.11$ нм в моделях атмосфер A1 (1), A2 (2), A3 (3) — сплошная и штриховая линии, соответственно. Крестики — значения S_{24} и $B_\nu(T)$ на глубинах $\tau_0 = 1.0$.

Здесь g_i и n_i — статистический вес и населенность i -го уровня. В области выше температурного минимума функция источников S_{24} оказывается связанной с функцией Планка $B_\nu(T_e)$ — здесь она контролируется электронным ударом. В модели атмосферы A2 ход S_{24} с глубиной повторяет зависимость $n_e = f(m)$ с двумя максимумами. В меньшей степени это прослеживается для модели A3 — в последнем случае области максимального

вклада водорода и металлов в ρ не столь разнесены по глубине в хромосфере звезды. При этом функция источников S_{2k} в модели атмосферы А3 над температурным минимумом больше, чем в модели А2 — в хромосфере модели А3 температура (и электронная плотность) больше.

Отрицательный градиент функции источников на монохроматической оптической глубине $\tau_v = 1$ приводит к появлению эмиссионных деталей в профиле линии, величина которых определяется характером изменения функции источников и оптической глубины в частотах линии в хромосфере (см. [9]). На рис. 2 отмечены глубины в атмосфере М-гиганта, на которых $\tau_v = 1.0$ в центре линии λ 457.11 нм.

Отметим, что при расчетах в рамках ЛТР на глубинах $\tau_v^{\text{ЛТР}} = 1$ $\frac{\partial B}{\partial \tau} < 0$. Эти расчеты также дают эмиссионное ядро линии λ 457.11 нм.

В хромосфере М-гиганта функция источников не превосходит функцию Планка. Отношение интенсивностей эмиссионных деталей в центре этой линии

$$\frac{I_v(\text{НЛТР})}{I_v(\text{ЛТР})} \approx \frac{S_{2k}(\tau_v^{\text{НЛТР}} = 1)}{B_v(\tau_v^{\text{ЛТР}} = 1)} \quad (5)$$

может быть больше 1 (для модели А3) и меньше 1 (в модели А2). Это объясняется тем, что населенности связанных уровней в хромосфере М-гиганта увеличены по сравнению с ЛТР [10]. Следовательно, уровень $\tau_v^{\text{НЛТР}} = 1$ расположен на меньших глубинах (см. рис. 2), где S_{2k} больше (или меньше), чем $B_v(\tau_v^{\text{ЛТР}} = 1)$.

Особый интерес представляет следующий результат решения НЛТР задачи: эмиссионные ядра линии λ 457.11 нм, рассчитанные для моделей атмосфер А2 и А3, существенно различаются по интенсивности (рис. 3). Анализ профилей этой линии может существенно дополнить информацию, которую получают при помощи моделирования сильных хромосферных линий h и k Mg II, H и K Ca II.

Субординатные линии Mg I $\lambda\lambda$ 516.73, 517.27, 518.36 нм формируются вследствие переходов между уровнями термов $3p^3P^0$ и $4s^3S$. При решении НЛТР-задачи этот триплет был заменен отдельной линией. Такой подход применим, если между отдельными уровнями соответствующих термов происходит достаточно большое число переходов вследствие неупругих соударений — в этом случае населенности уровней распределены пропорционально их статистическим весам, а для линий мультиплета выполняется условие равенства функций источников (см. [9]). Наши расчеты показали, что спектральные линии $\lambda\lambda$ 516.73, 517.27 и 518.36 нм возника-

ют глубоко в атмосфере М-гиганта, поэтому замена термов $3p^3P^0$ и $4s^3S$ отдельными уровнями при решении НЛТР-задачи оправдана.

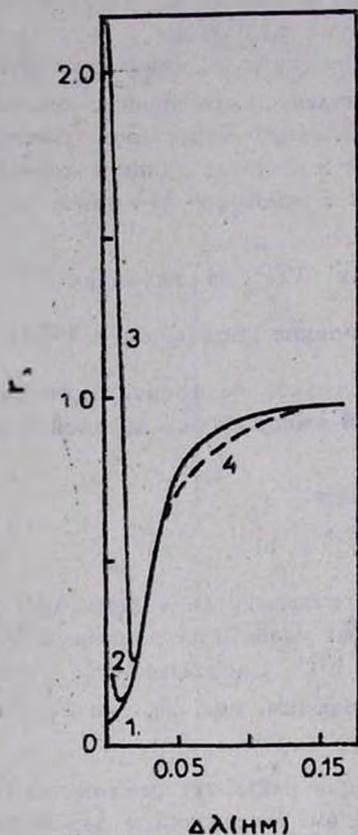


Рис. 3. Профили линии λ 457.11 нм, рассчитанные для моделей атмосфер А1 (1), А2 (2), А3 (3). Крыло линии, рассчитанное при ЛТР (4).

Функции источников субординатных линий Mg I в меньшей степени чувствительны к изменению электронной плотности в хромосфере М-гиганта, чем это было в случае линии 457.11 нм (см. рис. 2 и 4). Профили этих линий, рассчитанные при отказе от ЛТР, практически одинаковы для всех моделей атмосфер М-гиганта, которые использовались в нашей работе. Это сильные линии поглощения ($\tau_0 \sim 0.01$) без каких-либо особенностей. Эмиссионные ядра в линиях 516.73, 517.27 и 518.36 нм появляются только при расчетах в рамках ЛТР.

Переионизация. Эффект переионизации элементов с низкими потенциалами ионизации $\chi^{ion} \leq 8$ эВ состоит в уменьшении концентрации нейтральных атомов по сравнению с ЛТР. В атмосферах красных гигантов с

хромосферами металлы переионизованы только в области температурного минимума [10]. Крылья сильных линий поглощения, которые рассчитывались в нашей работе, формируются достаточно глубоко в атмосфере: $\tau_v = 1$ на $m \geq 10$, т. е. глубже, чем температурный минимум в моделях атмосфер А2 и А3. На таких глубинах $S_{ij} \approx B_v(T)$ во всех трех моделях атмосфер, а населенности связанных уровней меньше, чем при ЛТР. Как результат, выходящий из атмосферы поток излучения в крыльях линий больше рассчитанного в рамках ЛТР (рис. 3). Отметим, что крылья линий поглощения, рассчитанные для трех различающихся строением внешних слоев моделей атмосфер М-гиганта практически одинаковы — физические условия на глубинах их формирования не зависят от граничных условий.

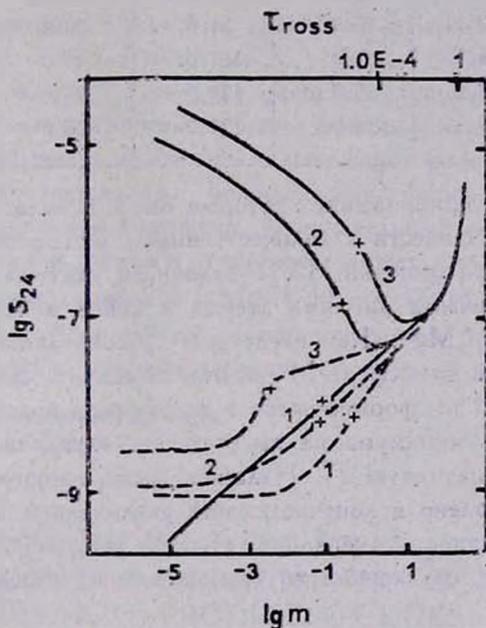


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для линий $\lambda\lambda$ 516.73, 517.26, 518.36 нм.

Термализация переходов. Поле излучения в частотах линии термализуется в случае баланса соответствующих радиативных переходов (см. [9]). На глубине термализации $S_{ij} \approx B_v(T_e)$. Наши расчеты показали, что очень сильная линия Mg I λ 285.16 нм термализуется во всех моделях атмосфер первой. Процесс термализации других линий Mg I зависит от строения внешних слоев атмосферы М-гиганта. Из табл. 2 следует, что в том случае, когда хромосферы нет (модель А1) или температурный минимум расположен глубоко (модель А3), термализация линий Mg I

λ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 нм контролируется процессами взаимосвязи уровней. Глубины термализации этих линий в моделях А1 и А3 совпадают. В модели А2 линия λ 457.11 нм термализуется на меньших глубинах, чем субординатные линии — на глубине $m \geq 31$ роль радиативных процессов в установлении баланса переходов меньше, чем столкновительных (см. [9]).

Таблица 2
ГЛУБИНЫ ТЕРМАЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ Mg I

λ , нм	m , г/см ²		
	Модель А1	Модель А2	Модель А3
285.16	0.330	0.810	0.05
457.11	35.0	31.0	20.0
516.73	35.0	121.0	20.0
517.26	35.0	121.0	20.0
518.36	35.0	121.0	20.0

Отказ от ряда приближений, которые были использованы в настоящей работе, может привести к количественным изменениям полученных результатов. Так, при решении НЛТР-задачи не учитывалось поглощение излучения спектральными линиями атомов и ионов в частотах связанно-свободных переходов Mg I. Как следствие, рассчитанная степень переионизации магния в атмосфере М-гиганта завышена. Эмиссионные ядра линии Mg I λ 457.11 нм формируются в хромосфере красного гиганта выше температурного минимума на высотах, где электронная температура T_e превосходит радиативную T_r . Наличие эмиссионного ядра в линии λ 457.11 нм обусловлено в конечном счете увеличением T_e в хромосфере звезды, его интенсивность в большой степени зависит от интенсивности процессов неупругих соударений со свободными электронами, атомами и молекулами.

В этой работе учитывались неупругие столкновения только со свободными электронами. Можно ожидать, что при учете соударений с атомами и молекулами функции источников линии 457.11 нм будет еще больше связанной с функцией Планка. Чувствительность этой линии к профилю температуры в атмосфере М-гиганта увеличится.

Таким образом, изучение линии Mg I λ 457.11 нм представляет очевидный интерес при построении моделей внешних областей атмосфер звезд поздних спектральных классов. Эта линия достаточно сильна уже в спектрах ранних К-гигантов, она расположена в доступной для наземных наблюдений области спектра. Наши расчеты показали, что функция источников линии 457.11 нм контролируется неупругими столкновениями.

Наличие эмиссионных деталей в профиле этой линии прямо указывает на присутствие в атмосфере красного гиганта протяженной области с отрицательным градиентом температуры (хромосферы).

Следует отметить, что у многих М-гигантов наблюдаемые профили линии Mg I λ 457.11 нм не имеют эмиссионных деталей. Этот феномен можно объяснить следующими причинами:

1. У части М-гигантов хромосферы отсутствуют или слишком слабы, условия для формирования эмиссионных деталей в линии 457.11 нм в них отсутствуют.

2. Температурный минимум в атмосферах М-гигантов с хромосферами расположен глубже уровня, где оптическая толща в центре линии 457.11 нм достигает 1.

3. Температурная структура хромосфер М-гигантов существенно отличается от той, которая имеет место у более горячих звезд — Солнца, Проциона или Арктур (см. [2]). Действительно, если область температурного минимума в М-гигантах менее протяженная, чем в моделях хромосфер, которые были определены в настоящей работе, а градиент температуры в них соответственно больше, эмиссионные ядра линии Mg I λ 457.11 нм будут менее выражены. Окончательный вывод о свойствах хромосферы конкретной звезды в этом случае может дать изучение более сильных хромосферных линий h и k Mg II, H и K Ca II. Отметим, что для их моделирования требуется более сложная методика решения НЛТР-задачи с учетом частичного перераспределения фотонов по частотам.

Главная астрономическая обсерватория
АН УССР

THE NLTE-PROBLEM SOLUTION FOR Mg I IN THE M-GIANT
ATMOSPHERE WITH A CHROMOSPHERE. SOURCE FUNCTIONS
AND THEORETICAL PROFILES OF LINES λ 457.11, 516.73,
517.26, 518.36 nm

YA. V. PAVLENKO

Source functions and theoretical Mg I line profiles in the M-giant atmosphere ($T_{eff}=3800$ K, $\lg g=1.5$) have been calculated. The M-giant atmosphere models with chromospheres which have different temperature minimum locations have been empirically constructed. A conclusion is drawn that the shape of the Mg I intercombinat line λ 457.11 nm demonstrates a marked dependence on the temperature distribution in the

stellar atmosphere. At the same time strong subordinate Mg I lines are not sensitive to the outer layer structure of the red giant atmosphere.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. G. Carpenter, R. F. Wing, R. E. Stencel, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 405, 1985.
2. Г. А. Гурвадян, *Звездные хромосферы или дублет 2800 А Mg II в астрофизике*, Наука, М., 1984.
3. S. L. Wright, J. D. Argyros, *Comm. Univ. London Observ.*, No. 75, 1975.
4. Т. Киппер, М. Киппер, J. Sitska. in „Atmospheres of Late-Type Stars“, Valgus, Tallinn, 1981, p. 3.
5. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkoffen, Y. Cuny, *Solar Phys.*, 18, 347, 1971.
6. T. R. Ayres, J. L. Linsky, *Astrophys. J.*, 200, 680, 1975.
7. Я. В. Павленко, *Эффекты отклонения от ЛТР в атмосферах М-гигантов*, Валгус, Таллин, 1984.
8. R. L. Kurucz, E. Peptremann, *SAO Spec. Rep.*, No. 362, 1975.
9. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
10. Я. В. Павленко, в сб.: «Проблемы астрономии», деп. УкрНИИИИТИ, № 430—87, 22, 1987.

УДК: 524.338.6

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ
ЗВЕЗД. III. ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЩЕМ
ГАЛАКТИЧЕСКОМ ЗВЕЗДНОМ ПОЛЕ

Л. В. МИРЗОЯН, В. В. АМБАРЯН, А. Т. ГАРИБДЖАНЫН, А. Л. МИРЗОЯН

Поступила 27 мая 1988

Обсуждаются некоторые вопросы, связанные с существованием большого числа вспыхивающих звезд в общем звездном поле Галактики. Показано, что лишь незначительная их часть может быть обнаружена фотографическими наблюдениями, причем доля вспыхивающих звезд поля среди таких звезд, открытых в областях звездных скоплений и ассоциаций, не превышает 10%. Отношение чисел вспыхивающих звезд заднего и переднего фонов для какой-либо системы зависит от ее расстояния, достигая нуля при расстоянии около 500 пк. Пространственная плотность вспыхивающих звезд в Плеядах по крайней мере на два порядка величины больше, чем в общем галактическом поле. Нижний предел числа вспыхивающих звезд в Галактике оценен — $4.2 \cdot 10^9$, а числа не вспыхивающих красных карликовых звезд — $2.1 \cdot 10^{10}$. Имеются основания считать, что все они сформировались в звездных скоплениях и ассоциациях.

1. *Введение.* В первой статье данной серии [1] были рассмотрены наблюдательные данные о звездах типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхивающих звездах в скоплениях и ассоциациях, которые свидетельствуют о том, что все они составляют единый класс вспыхивающих звезд.

Во второй статье той же серии [2] было показано, что результаты фотографических наблюдений вспыхивающих звезд в различных участках неба не противоречат представлению о равномерном распределении вспыхивающих (типа UV Кита) звезд в Галактике. Это дало основание заключить, что звезды типа UV Кита окрестностей Солнца принадлежат общему галактическому звездному полю. Логично допустить также, что эти звезды, будучи очень старыми образованиями, являются выходцами из систем, большей частью уже распавшихся, а сохранившаяся у них вспышечная активность объясняется их весьма низкими светимостями (небольшими массами), обуславливающими крайне медленные темпы эволюции.

Факт существования большого числа вспыхивающих звезд в галактическом поле рождает ряд вопросов: о доли вспыхивающих звезд общего фона среди вспыхивающих звезд, обнаруживаемых при фотографических на-

блюдениях разных областей неба; о пространственной плотности вспыхивающих звезд в общем галактическом поле и системах; о полном числе вспыхивающих красных карликовых звезд в Галактике; о возможности возникновения этих звезд в системах и т. д.

В данной статье рассматриваются некоторые из этих вопросов.

2. *Фон вспыхивающих звезд поля при фотографических наблюдениях.* Существованием вспыхивающих звезд в галактическом поле обусловлено наличие общего фона этих звезд при фотографических наблюдениях различных участков неба. Этот фон проявляется в чистом виде при наблюдениях тех областей неба, где нет звездных скоплений и ассоциаций. В остальных случаях среди обнаруженных вспыхивающих звезд, которыми богаты эти системы [3], присутствуют и вспыхивающие звезды галактического поля проектирующиеся на них.

Вследствие большого обилия вспыхивающих звезд в общем галактическом поле, фон, образуемый этими звездами, во всех направлениях будет содержать десятки тысяч звезд. Однако, из-за весьма низких светимостей, вспыхивающие звезды фона могут быть обнаружены только на сравнительно небольших расстояниях. Это обстоятельство сильно ограничивает число вспыхивающих звезд галактического поля, доступных для обнаружения.

Вспыхивающая звезда абсолютной звездной величины M , при вспышке с амплитудой Δm может наблюдаться до расстояния

$$R(M, \Delta m) = 10^{0.2(m_l - M + 5 + \Delta m)}, \quad (1)$$

где m_l — предельная звездная величина, достижимая телескопом.

Очевидно, что отношение расстояний R_1 и R_2 , до которых данная звезда может быть обнаружена при вспышках с амплитудами Δm_1 и Δm_2 , соответственно, равно

$$\frac{R_1}{R_2} = 10^{0.2(\Delta m_1 - \Delta m_2)}, \quad (2)$$

а отношение чисел вспыхивающих звезд поля n_1 и n_2 , расположенных до соответствующих расстояний в данном телесном угле, равно кубу этой величины:

$$\frac{n_1}{n_2} = 10^{0.6(\Delta m_1 - \Delta m_2)}. \quad (3)$$

Из выражений (2) и (3) вытекает, например, что с увеличением амплитуды вспышки на 1^m5 расстояние, до которого вспыхивающая звезда

данной светимости может быть обнаружена, возрастает в два, а число соответствующих вспыхивающих звезд — в восемь раз.

Приведенные в дальнейшем изложении результаты вычислений относятся к 1-м телескопу системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. Поле телескопа равно $4^\circ \times 4^\circ$, а предельная звездная величина, при 5—10-минутных экспозициях, равна $\sim 17^m.5$.

Использована фотометрическая полоса B , в которой выполнено большинство фотографических наблюдений звездных вспышек в Бюракане.

Требуемая для вычислений пространственная плотность вспыхивающих звезд поля (звезд типа UV Кита) была определена по их функции светимости, полученной нами [2] на основе данных каталога Глизе [4] и его дополнения [5]. Причем, при ее выводе (вариант III в [2]), границы сфер, внутри которых полноту наблюдательного материала можно считать обеспеченной, были взяты согласно работе Вилена и др. [6]. Определенная таким образом функция светимости дает максимальное значение числа вспыхивающих звезд данной светимости.

Таблица 1

ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД— $N(r)$ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, РАСПОЛОЖЕННЫХ БЛИЖЕ 125 И 500 ПК, И РАССТОЯНИЯ $R(M, \Delta m)$, ДО КОТОРЫХ ОНИ МОГУТ БЫТЬ ОБНАРУЖЕНЫ, ПРИ ВСПЫШКАХ С АМПЛИТУДОЙ Δm

M_B	$N(r)$		$R(M_B, \Delta m)$	
	125 ПК	500 ПК	$\Delta m = 0.5$	$\Delta m = 1.0$
9.5—10.5	1	64	398	501
10.5—11.5	3	192	251	316
11.5—12.5	9	576	158	200
12.5—13.5	14	896	100	126
13.5—14.5	17	1088	63	79
14.5—15.5	19	1216	40	50
Всего	63	4032	—	—

В табл. 1 приводятся вычисленные с ее помощью полные числа вспыхивающих звезд общего галактического поля — $N(r)$, находящихся до расстояний 125 и 500 парсек, проектирующихся на поле 1-м телескопа, и предельные расстояния $R(M, \Delta m)$, до которых могут быть обнаружены вспыхивающие звезды разных светимостей, при двух значениях амплитуды вспышки — Δm ($0^m.5$ и $1^m.0$). Числа получены в объемах конусов с основанием, равным площади поля использованного телескопа, и высотой, равной расстоянию r , M_B — абсолютная величина, в фотометрической полосе B .

Данные табл. 1 показывают, что полное число вспыхивающих звезд ярче абсолютной звездной величины $M_V = 15.5$, проектирующихся на поле 1-м телескопа системы Шмидта, расположенных не дальше 500 пк, достигает более четырех тысяч. Это число, по-видимому, возрастает при переходе к звездам более низких светимостей.

Однако, из-за ограниченных условий видимости, из них могут быть обнаружены лишь немногие. Данные табл. 2 подтверждают этот вывод.

Таблица 2
ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД N ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ДОСТУПНЫХ ДЛЯ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ, ПРИ ВСПЫШКАХ С АМПЛИТУДОЙ Δm , В ПОЛОСЕ B

M_V	N	
	$\Delta m = 0.5$	$\Delta m = 1.0$
9.5—10.5	33	66
10.5—11.5	24	48
11.5—12.5	18	36
12.5—13.5	7	14
13.5—14.5	2	4
14.5—15.5	0.6	1.2
Всего	~85	~169

Согласно данным табл. 2, из многих тысяч вспыхивающих звезд галактического поля, проектирующихся на поле 1-м телескопа, фотографическим методом, в полосе B , могут быть обнаружены только 85 звезд, при вспышках с амплитудой $0^m.5$ и 169 звезд — при вспышках с амплитудой $1^m.0$.

Число вспыхивающих звезд, которые могут быть обнаружены, естественно, возрастает с увеличением амплитуды вспышек, однако, как показывает анализ фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, фотографические вспышки больших амплитуд у этих звезд практически не наблюдаются [2].

3. *Вспыхивающие звезды переднего и заднего фонов при наблюдениях звездных ассоциаций и скоплений.* Судя по данным табл. 2, вспыхивающие звезды галактического звездного поля, доступные для фотографических наблюдений, составляют лишь небольшую долю вспыхивающих звезд, обнаруживаемых в сравнительно хорошо изученных, с рассматриваемой точки зрения, системах.

Например, современные оценки полного числа вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды свидетельствуют, что в этой системе имеется, по крайней мере, 1000 вспыхивающих звезд [7]. С другой стороны, согласно табл. 2, на расстоянии скопления Плеяды могут быть обнаружены всего около 170 вспыхивающих звезд галактического поля (со светимостями до $15^m.5$, во вспышках с амплитудой $1^m.0$). Следовательно, вспыхивающие звезды галактического поля, проектирующиеся на скопление, могут составлять не более 20%, открываемых в области этой системы вспыхивающих звезд. Однако в настоящее время эта доля среди известных вспыхивающих звезд скопления Плеяды должна быть значительно меньше, так как фотографическая вспышечная активность звезд поля по крайней мере в 4—5 раз меньше, чем у вспыхивающих звезд соответствующих светимостей скопления Плеяды [2]. Это дает основание считать, что в настоящее время из известных вспыхивающих звезд в Плеядах не более 10% являются звездами общего галактического поля. Еще меньше должна быть доля вспыхивающих звезд поля в области ассоциации Ориона, которая более, чем в два раза богаче вспыхивающими звездами, чем скопление Плеяды [8].

По расстоянию звездной системы, используя данные табл. 1 и 2, можно оценить числа вспыхивающих звезд общего галактического поля, образующих передний и задний фоны.

Таблица 3
ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ПЕРЕДНЕГО И ЗАДНЕГО
ФОНОВ ДЛЯ ОБЛАСТЕЙ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕАДЫ И АССОЦИАЦИИ
ОРИОНА, ДОСТУПНЫХ ОБНАРУЖЕНИЮ ПРИ
ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ, ПРИ ВСПЫШКАХ С
АМПЛИТУДОЙ $0^m.5$ И $1^m.0$

M_B	Плеяды				Орион			
	Передний		Задний		Передний		Задний	
	0.5	1.0	0.5	1.0	0.5	1.0	0.5	1.0
9.5—10.5	1	1	32	65	33	55	0	11
10.5—11.5	3	3	21	45	24	48	0	0
11.5—12.5	9	9	9	27	18	36	0	0
12.5—13.5	7	14	0	0	7	14	0	0
13.5—14.5	2	4	0	0	2	4	0	0
14.5—15.5	0.6	1.2	0	0	0.6	1.2	0	0
Всего	23	32	62	137	85	158	0	11

В табл. 3 представлены соответствующие числа, определенные для двух областей: скопления Плеяды и ассоциации Ориона.

Из данных табл. 3 следует, что для скопления Плеяды, расположенного на расстоянии 125 лк, числа вспыхивающих звезд переднего фона 23 и 32, при вспышках с амплитудой $0.^m5$ и $1.^m0$; в то время как для ассоциации Ориона, находящейся на расстоянии 470 лк, эти числа равны 85 и 158. Для чисел вспыхивающих звезд заднего фона имеем, соответственно, 62 и 137 — в Плеядах и 0 и 11 — в Орионе.

Естественно, что среди вспыхивающих звезд галактического поля, проектирующихся на единицу площади системы с ростом расстояния системы убывает отношение долей звезд, составляющих для нее задний и передний фоны. На расстояниях системы больше 500 лк это отношение равно нулю, там вспыхивающих звезд заднего фона, доступных обнаружению, уже нет.

На основании вышеизложенного следует считать, что даже в областях ассоциации Ориона и скопления Плеяды, для которых выполнены наиболее обширные фотографические наблюдения звездных вспышек (более 1400 и 3000 часов, соответственно) [7], большинство вспыхивающих звезд фона еще не обнаружено.

Следует добавить, что наличие межзвездной поглощающей материи может заметно уменьшить приведенные выше оценки чисел вспыхивающих звезд фона.

4. Пространственная плотность вспыхивающих звезд в системах и в общем галактическом звездном поле. Вспыхивающие звезды низких светимостей могут быть обнаружены только на небольших расстояниях. Вследствие этого в достаточно удаленных системах вспыхивающие звезды сравнительно низких светимостей, составляющие их значительную часть, остаются необнаруженными.

Например, в областях ассоциации Ориона и скопления Плеяды в настоящее время обнаружено примерно по 500 вспыхивающих звезд, а оценки полного числа звезд показывают, что в этих системах, соответственно, имеются по крайней мере 1000 и 2000 вспыхивающих звезд [7, 8].

С другой стороны, пространственная плотность фотографически наблюдаемых вспыхивающих звезд, из-за потери звезд низких светимостей, в ассоциации Ориона оказывается более чем на порядок меньше. Но ассоциация Ориона находится почти в четыре раза дальше, чем скопление Плеяды, следовательно, объем, охватываемый телескопом в ассоциации Ориона, около 50 раз больше, чем в скоплении Плеяды. Поэтому следует думать, что это различие обусловлено, главным образом, различием в расстояниях этих систем. Очевидно, что в этом различии существенную препятствующую роль играет также значительное межзвездное поглощение в ассоциации Ориона.

Конечно, и в ближайших системах не все вспыхивающие звезды, в подавляющем большинстве наиболее низких светимостей, могут быть обнаружены. Здесь следует иметь в виду то обстоятельство, что все сделанные нами оценки полного числа вспыхивающих звезд фона относятся только к звездам, способным показывать достаточно мощные (с фотографической амплитудой больше $0^m.5$) и продолжительные вспышки, которые могут быть обнаружены.

С этой точки зрения представляет определенный интерес сравнение пространственной плотности вспыхивающих звезд галактического поля с их плотностью в скоплении Плеяды, имея в виду, что из-за его близости информация о вспыхивающих звездах, входящих в эту систему, должна быть сравнительно полной.

Плотность вспыхивающих звезд в общем галактическом звездном поле можно оценить на основе существующих данных о звездах типа UV Кита окрестностей Солнца. В настоящее время известно около 100 звезд этого типа в сфере с радиусом 20 пк [9]. Следовательно, пространственная плотность известных звезд типа UV Кита внутри этой сферы будет равной ~ 0.03 пк $^{-3}$. Очевидно, что это нижний предел плотности, так как нельзя считать, что все звезды типа UV Кита в этой сфере уже обнаружены.

С другой стороны, радиус скопления Плеяды (подсистемы вспыхивающих звезд в нем) равен ~ 5 пк [10], а полное число вспыхивающих звезд в нем оценивается величиной порядка 1000 [7]. Следовательно, для средней пространственной плотности вспыхивающих звезд в Плеядах имеем величину порядка ~ 2 пк $^{-3}$. Из этих грубых оценок следует, что отношение плотностей вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды и в общем галактическом звездном поле равно около 600. Можно было думать, что это отношение переоценено вследствие того, что в окрестностях Солнца пока не открыты все вспыхивающие звезды. Однако и в случае скопления Плеяды нельзя быть уверенным, что в оценку полного числа вспыхивающих звезд вошли все существующие в нем звезды, обладающие вспышечной активностью. Она дает лишь нижний предел полного числа вспыхивающих звезд (см., например, [3]).

Поэтому нам кажется, что пространственная плотность вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды, по крайней мере, на два-три порядка величины больше, чем в галактическом поле. По-видимому, не сильно отличается это отношение и для других систем, содержащих вспыхивающие звезды.

Следует добавить, что в скоплениях и ассоциациях встречаются вспыхивающие звезды, в среднем, более высоких светимостей (более массивные) [2].

5. *Полные числа вспыхивающих и невспыхивающих красных карликовых звезд в Галактике.* Известно, что красные карликовые звезды составляют основное звездное население общего звездного поля Галактики. Можно полагать, что в период своего возникновения эти звезды входили в состав физических систем: скоплений и ассоциаций. Соответствующие системы со временем распались, а составляющие их звезды, в том числе, красные карликовые звезды, вошли в состав галактического поля.

Исходя из данных, относящихся к звездам окрестностей Солнца, образующих характерное население галактического поля, с почти равномерным их распределением внутри плоской подсистемы, можно оценить числа вспыхивающих и невспыхивающих звезд в галактическом звездном поле.

Принимая, что радиус Галактики равен 15 000 пк, а толщина слоя, где встречаются звезды плоской подсистемы, — 200 пк, для полного числа соответствующих звезд имеем

$$\pi (15\,000)^2 200 D \simeq 1.4 \cdot 10^{11} D,$$

где D — пространственная плотность этих звезд.

Пространственная плотность вспыхивающих звезд в галактическом поле по порядку величины равна не менее ~ 0.03 зв^{пк}⁻³, а невспыхивающих звезд — ~ 0.15 зв^{пк}⁻³ [2]. Следовательно, их полные числа в Галактике равны по крайней мере $4.2 \cdot 10^9$ и $2.1 \cdot 10^{10}$ звезд*, соответственно. Следовательно, суммарное число всех красных карликовых вспыхивающих и невспыхивающих в звездном поле Галактики будет $2.5 \cdot 10^{10}$. Это составляет около четверти всех звезд Галактики.

Эту величину можно несколько увеличить, если учесть, что согласно Оорту [11], средняя удаленность от плоскости симметрии Галактики для молодого населения плоской составляющей равна 120 пк.

Имея в виду, что массы красных карликовых звезд в подавляющем большинстве случаев составляют десятые доли массы Солнца, для суммарной массы всех этих звезд в общем галактическом поле имеем значение не менее $10^9 M_{\odot}$. Это не противоречит оценке Оорта [11].

6. *О возможности возникновения звезд галактического поля в скоплениях и ассоциациях.* Наблюдательные данные, относящиеся к вспыхивающим звездам в окрестностях Солнца, как было показано в работах [1, 2], подтверждают представление о том, что они являются выходцами из уже распавшихся систем. Иначе говоря, можно считать, что вспыхивающие звезды галактического поля сформировались в системах. Очевидно, что этот вывод следует отнести и к невспыхивающим звездам, наблюдаемым в звездном поле.

* Здесь не учтено число красных карликовых звезд, входящих в скопления и ассоциации. Однако учет этого числа не может заметно изменить полученные оценки.

Возникает естественный вопрос: могли бы все звезды галактического поля — вспыхивающие и не вспыхивающие — образоваться в системах? В связи с этим отметим, что приближенные расчеты чисел звезд, которые могли бы формироваться в звездных ассоциациях за время жизни Галактики, были выполнены Амбарцумяном [12] еще в 1950 г. Они показали, что вполне вероятно допустить, что все звездное население плоских и промежуточных подсистем образовалось в ассоциациях.

Этот результат дает нам основание считать, что все звезды галактического поля образовались в системах и после их распада оказались более или менее равномерно распределенными в сравнительно тонком слое вокруг галактической плоскости. Это население постепенно обогащается за счет звезд, покидавших материнские системы.

7. *Заключение.* Рассмотрение некоторых вопросов, связанных с существованием большого числа вспыхивающих звезд низких светимостей в общем звездном поле Галактики, приводит к следующим выводам.

1. Несмотря на многочисленность вспыхивающих звезд галактического поля, только их незначительная часть может быть обнаружена. Среди вспыхивающих звезд, обнаруженных при фотографических наблюдениях, в областях звездных скоплений и ассоциаций, доля звезд общего галактического поля (вспыхивающих звезд фона) не превышает 10%.

2. Отношение чисел вспыхивающих звезд заднего и переднего фонов, доступных для фотографических наблюдений, убывает с ростом расстояния рассматриваемых систем и достигает значения нуля уже на расстоянии около 500 пк. Поэтому в областях систем, расположенных дальше этого расстояния могут быть обнаружены только вспыхивающие звезды переднего фона.

3. Пространственная плотность вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды превышает эту плотность в общем галактическом поле, по крайней мере, на два порядка величины.

4. Нижний предел числа вспыхивающих звезд в Галактике оценен $4.2 \cdot 10^9$, а не вспыхивающих красных карликов — $2.1 \cdot 10^{10}$. Имеются основания допустить, что все они образовались в системах: в звездных скоплениях и ассоциациях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

STATISTICAL STUDY OF FLARE STARS III. FLARE STARS IN THE GENERAL GALACTIC STAR FIELD

L. V. MIRZOYAN, V. V. HAMBARIAN, A. T. GARIBJANIAN, A. L. MIRZOYAN

Some questions connected with the existence of a large number of flare stars in the general star field of the Galaxy are discussed. It has been shown that only a negligible part of these stars can be discovered by photographic observations, the part of the field flare stars, among flare stars found in the regions of star clusters and associations being less than 10%. The ratio of the numbers of background and foreground field stars for any system depends on its distance and reaches zero on 500 pc. Space density of the Pleiades flare stars is at least by two order of magnitude larger than in the general galactic field. The lower limit of the number for flare stars in the Galaxy is estimated as $4.2 \cdot 10^9$, and non-flaring red dwarfs as $2.1 \cdot 10^{10}$. There is every reason to conclude that all of them were originated in star clusters and associations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, *Астрофизика*, 28, 375, 1988.
2. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 44, 1988.
3. Л. В. Мирзоян, *Нестационарность и эволюция звезд*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
4. W. Gliese, *Veröff. Astron. Rechen Inst. Heidelberg*, No. 22, 1969.
5. W. Gliese, H. Jahreiss, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 38, 423, 1979.
6. R. Wielen, H. Jahreiss, R. Krüger, *The Nearby Stars and Stellar Luminosity Function*, IAU Coll. No. 76, eds. A. D. Philip, A. R. Uppgren, Davis Press, New York, 1983, p. 163.
7. L. V. Mirzoyan, *Eruptive Phenomena in Stars*, ed. L. Szabados, Budapest, 1986, p. 409.
8. R. Sh. Natsvlishvilli, *Eruptive Phenomena in Stars*, ed. L. Szabados, Budapest, 1986, p. 427.
9. Р. Е. Гершберг, *Вспыхивающие звезды малых масс*, Наука, М., 1978.
10. А. Л. Мирзоян, *Астрофизика*, 19, 588, 1983.
11. J. H. Oort, *Proc. Vatican Conference on Stellar Population*, 1957, pp. 419, 533.
12. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 14, № 1, 15, 1950.

УДК: 524.724Марк5

КАРЛИКОВАЯ ГАЛАКТИКА МАРКАРЯН 5

А. Н. БУРЕНКОВ, А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 20 апреля 1988

Принята к печати 25 июня 1988

На основе спектров, полученных на 6-м телескопе САО АН СССР, проведено детальное спектрофотометрическое исследование галактики Маркарян 5. Полученные для яркого южного сгущения галактики результаты согласуются с данными работ [2, 16]. Обнаружены еще две эмиссионные области к северу от яркого сгущения. По морфологической структуре Маркарян 5 классифицируется как иррегулярная галактика с несколькими центрами звездообразования, хотя по физическим параметрам и обилию элементов не отличается от голубых карликовых компактных галактик.

1. *Введение.* В ходе исследования химической эволюции галактик и особенно начального содержания гелия во Вселенной особое внимание уделяется неразвитым звездным системам — карликовым голубым компактным галактикам (DBCG) [1—3], которые в настоящий момент переживают вспышку бурного звездообразования (см., например, [4]). При этом для получения однозначных выводов важно как увеличение выборки исследуемых объектов [5], так и улучшение качества их спектрального исследования [6].

Марк 5 — одна из немногих карликовых галактик из объектов Маркаряна, отождествленная как таковая еще в 1968 г. [7]. Она классифицирована как *Ip*-галактика [8], а морфологически детально исследована в [9]. Галактика имеет ярко выраженный голубой цвет [8], и содержит большое количество нейтрального водорода [10—12]. Она не регистрирована в радио и далекой инфракрасной областях спектра [13—15]. Спектрофотометрическое исследование яркой конденсации в Марк 5 [2, 16] позволило выявить факт дефицита содержания тяжелых элементов в ней, а также нормальное, космологическое содержание гелия.

В данной работе на основе большого количества высокодисперсионных спектров проводится детальное спектрофотометрическое исследование галактики Марк 5.

2. *Наблюдения и обработка.* Крупномасштабные прямые снимки Марк 5 получены 22/23 и 23/24 октября 1984 г. в фотографических лу-

чах в кассегреновском фокусе телескопа Цейсс-600 САО АН СССР, при изображениях около $2''$. Оба снимка с экспозициями соответственно 40 минут и 2 часа получены на эмульсии А-500 Н, чувствительной прогревом в водородной атмосфере. Оба снимка просканированы на микроденситометре АМД в ВЦ САО и построены их картины изоденс (рис. 1а, б).

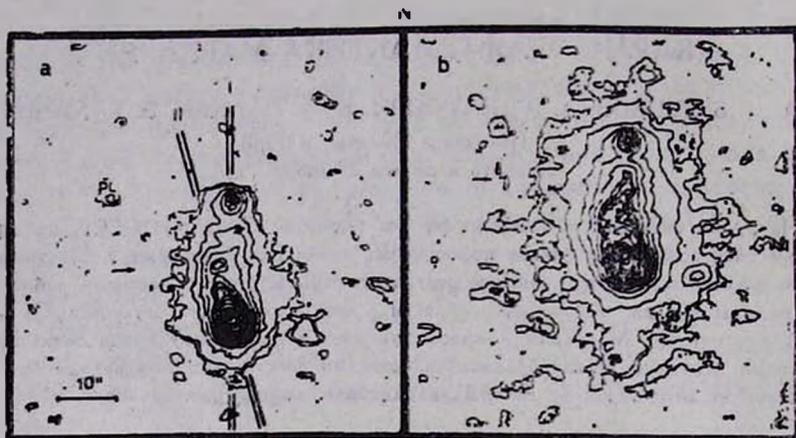


Рис. 1. Карты изоденс галактики Марк 5: а) Экспозиция снимка 40^м. Указаны положения щели при спектральных наблюдениях, а также сгущение 3 в галактике; б) Экспозиция снимка 2^ч. Указано положение сгущения 2 в галактике.

Спектры Марк 5 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР со спектрографом СП-160 и ЭОП УМК-91В, при двух положениях щели спектрографа, которые указаны на рис. 1а. Данные о спектральных наблюдениях отдельно для каждого положения щели спектрографа приведены в табл. 1.

При спектральных наблюдениях в качестве звезд сравнения служили НЗ 15, 34 Фейджа и $BD +33^{\circ}2642$ [17].

При всех наблюдениях дисперсия на выходе ЭОП ~ 65 А/мм (разрешение ~ 5 А), масштаб перпендикулярно дисперсии составлял $\sim 17''$ /мм, а ширина щели спектрографа 0.15 мм ($1.''3$).

Регистрация спектров производилась на микроденситометре PDS-1010А БАО АН Арм.ССР, с высотой щели, равной $3.''4$.

3. Результаты. По внешним слабым изофотам галактика имеет почти правильную эллиптическую форму, в южном фокусе которой наблюдается компактное сгущение с высокой поверхностной яркостью. В клочковатом внутреннем объеме галактики можно выделить еще несколько сгущений с низкой поверхностной яркостью. На северную часть Марк 5 проецируется звезда галактического фона.

Спектр упомянутого компактного сгущения (сгущение 1) получен при обоих положениях щели спектрографа. По непрерывному излучению его спектр выделяется на общем фоне галактики. Кроме эмиссионных линий H_{γ} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , H_{ζ} и H_{η} бальмеровской серии водорода, в нем отождествлены запрещенные линии [S II], [N II], [O II], [O III] и [Ne III], а также линии однажды ионизированного гелия $\lambda\lambda$ 6678, 5876, 4471 АА.

Таблица 1
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАРК 5

Положение щели	№ па.	Дата	Эксп. мин.	Спектр. диапазон А	Изобр. (угл. сек.)
I	183	22/23.10.81	20	5700—7200	3"
	184	" "	20	4600—6100	"
	185	" "	20	3600—5100	"
	350	9/10.12.82	10	3600—5100	2.5
	351	" "	12	4600—6100	"
	352	" "	21	5700—7200	"
	362	6/ 7.01.83	20	3600—5100	3
	363	" "	40	5700—7200	"
	364	" "	5	5700—7200	"
	365	" "	6	4600—6100	"
II	366	" "	12	3600—5100	"
	396 А	7/ 8.01.83	15	3600—5100	1.5—2
	396	" "	30	3600—5100	"
	397	" "	30	5700—7200	"

В спектре, полученном при первом положении щели спектрографа, на фоне слабого непрерывного излучения галактики, выявлены эмиссионные линии H_{γ} , H_{β} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и [O II] λ 3727, излучаемые отмеченным стрелкой на рис. 1b сгущением низкой поверхностной яркости (сгущение 2). При втором положении щели отождествлены эмиссионные линии [O III] λ 5007, 4959 и H_{β} от сгущения, отмеченного стрелкой на рис. 1a (сгущение 3).

Все отождествленные эмиссионные линии в исследуемых спектрах фотометрированы. Наблюдаемые ($F_{\lambda}/F_{H_{\beta}}$) и исправленные за поглощение, согласно [18], значения относительных интенсивностей эмиссионных линий ($I_{\lambda}/I_{H_{\beta}}$) для трех сгущений Марк 5 приведены в табл. 2. Там же приведено число измеренных линий, по которым проводилось усреднение значений ее относительной интенсивности.

Присутствие эмиссионной линии [O III] λ 4363 в спектре сгущения 1 дает возможность непосредственно определить его электронную темпера-

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЛИНИЙ H β В СГУЩЕНИЯХ МАРК 5

	Сгущение 1			Сгущение 2			Сгущение 3		
	$F_{\lambda}/F_{H\beta}$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	№	$F_{\lambda}/F_{H\beta}$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	№	$F_{\lambda}/F_{H\beta}$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	№
[S II] λ 6731	0.15 \pm 0.06	0.12 \pm 0.05	4						
[S II] λ 6717	0.22 \pm 0.07	0.18 \pm 0.06	4						
He I λ 6678	0.007	0.006	1						
[N II] λ 6584	0.18 \pm 0.03	0.14 \pm 0.03	4						
H α λ 6563	3.46 \pm 0.33	2.80 \pm 0.37	5	3.27 \pm 0.20	2.80 \pm 0.24	5			
[N II] λ 6548	0.06 \pm 0.01	0.05 \pm 0.01	4						
[O III] λ 5007	3.80 \pm 0.46	3.71 \pm 0.45	7	3.34 \pm 0.44	3.28 \pm 0.43	5	3.84	3.77*	1
[O III] λ 4959	1.37 \pm 0.16	1.35 \pm 0.15	7	1.03 \pm 0.14	1.02 \pm 0.13	5	1.25	1.24*	1
H β λ 4861	1.00	1.00	7	1.00	1.00	5	1.00	1.00	1
He I λ 4471	0.05	0.05	2						
[O III] λ 4363	0.056 \pm 0.004	0.062 \pm 0.005	4						
H γ λ 4340	0.51 \pm 0.08	0.56 \pm 0.08	4						
N λ λ 4102	0.16 \pm 0.08	0.19 \pm 0.09	4						
H α + [Ne III] λ 3968	0.17 \pm 0.02	0.21 \pm 0.03	4						
H β + He I λ 3889	0.10 \pm 0.03	0.13 \pm 0.04	4						
[Ne III] λ 3869	0.27 \pm 0.06	0.33 \pm 0.08	4						
H α λ 3835	0.07	0.09	3						
[O II] λ 3727	2.05 \pm 0.31	2.63 \pm 0.49	4	3.46	4.14	3			
W (H β) A	173 \pm 43		7	18 \pm 6.0		5	—		

* Относительные интенсивности исправлены за покраснение с использованием значения $F_{H\alpha}/F_{H\beta}$ сгущения 2.

А. Н. БУРЕНКОВ И ДР.

туру. По значению $R = I([\text{O III}] \lambda 5007 + 4959) / I([\text{O III}] \lambda 4363) = 81.6 \pm 10.2$, согласно работе [19], для T_e получено значение $15\,900 \pm 900$ К. Зная T_e , можно легко определить электронную плотность сгущения 1 по отношению интенсивности линий однажды ионизированной серы $[\text{S II}] \lambda 6717, 6731$. Она оказалась равной примерно 30 см^{-3} .

Значение электронной температуры для сгущения 2 оценено по эмпирической зависимости между T_e и отношением $I([\text{O III}] + [\text{O II}]) / I(\text{H}\beta)$ [20]. Оно оказалось порядка $10\,000$ К. Для дальнейших расчетов для значения n_e в объекте принято значение 100 см^{-3} .

Делая обычное для H II-областей предположение, что излучение в эмиссионных линиях обусловлено фотоионизацией коротковолновым излучением O—В звезд, произведен расчет содержания гелия, а также кислорода, азота и неона в сгущениях 1 и 2.

Содержание однажды ионизированного гелия (He^+) вычислено согласно [16] с использованием относительной интенсивности линии $\text{He I } \lambda 4471^*$. Общее содержание гелия вычислено согласно

$$\text{He}/\text{H} = \frac{\text{He}^0 + \text{He}^+}{\text{H}^+} = \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} ICF(\text{He}),$$

где $ICF(\text{He})$ — фактор ионизационной коррекции, приведенной в [21]:

$$ICF(\text{He}) = [1 - 0.25(\text{O}^+/\text{O})]^{-1}.$$

Ионное содержание кислорода, азота и неона вычислено с помощью зависимости

$$X^{+n}/\text{H}^+ = \frac{I(\lambda, X^{+n})}{I(\text{H}\beta)} \frac{E(\text{H}\beta)}{E(\lambda, X^{+n})},$$

где относительные к $\text{H}\beta$ излучательные способности $(E(\lambda, X^{+n})/E(\text{H}\beta))$ используемых при расчетах эмиссионных линий $[\text{O III}] \lambda 5007$, $[\text{O II}] \lambda 3727$ для кислорода, $[\text{N II}] \lambda 6584$ для азота и $[\text{Ne III}] \lambda 3869$ для неона заимствованы из работы [19]. Общее содержание этих элементов вычислено по обычным формулам (см., например, [22]).

Полученные значения логарифмов содержания указанных элементов при принятом количестве атомов водорода 10^{12} для сгущений 1 и 2 Марк 5 приведены в табл. 3. Для сравнения в табл. 3 приведено также содержание тех же элементов в ярком сгущении 1 согласно расчетам [2, 16]. Для более корректного сравнения данные работы [2] пересчитаны по новым зависимостям работы [19]. Полученные при $T_e = 12\,500$ К значения содержания гелия и тяжелых элементов приведены в кавычках.

* Более сильная линия $\text{He I } \lambda 5876$ blendируется с линиями $(D_1 + D_2) \text{ Na I}$ ночного неба.

4. **Выводы.** На основе большого числа щелевых спектров исследования физические условия и содержание элементов в галактике Марк 5. Использованный нами размер проекционной щелевой апертуры (1."3 × 3."4) отличается от использованной в [2] (2."4 × 4") и [16] (1."8 × 8."5). Несмотря на это, полученные значения относительных интенсивностей эмиссионных линий значимо не отличаются друг от друга.

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ И ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В СГУЩЕНИИ 1 И 2
ГАЛАКТИКИ МАРК 5

	12 + lg Ne/H	12 + lg O/H	12 + lg N/H	12 + lg Ne/H	lg N/O
Сгущение 1	10.90	7.65 ± 0.07	6.38 ± 0.17	7.45 ± 0.26	-1.27 ± 0.03
Сгущение 2		8.44			
Данные по [2]	10.98 (11.03)	8.26 (8.01)	6.70 (6.65)	7.60 (7.73)	-1.56 (-1.36)
Данные по [16]	11.25	7.48		7.03	

Эквивалентная ширина линии $H\beta$ в сгущении 1 с уменьшением апертуры показывает тенденцию к увеличению (по [16] $W_{H\beta} = 135 \text{ \AA}$, по [2] $W_{H\beta} = 150 \text{ \AA}$), что может быть следствием концентрации молодых звезд к центру сгущения.

По нашим данным величина покраснения для сгущения 1 $E(B-V)$ равна 0.17, что совпадает с результатом работы [2] ($E(B-V) = 0.19$).

Наши данные относительно содержания гелия и тяжелых элементов в сгущении 1 находятся в согласии с данными работ [2, 16].

Обнаружение эмиссионных линий в сгущениях 2 и 3 указывает на то, что они являются местами повышенной концентрации разбросанных по всему телу галактики молодых горячих звезд [8].

По содержанию тяжелых элементов и по физическим условиям Марк 5 не отличается от карликовых иррегулярных и карликовых компактных голубых галактик [23]. Ее морфологическая структура, «визуализированная» благодаря близкому расстоянию галактики ($r \sim 13 \text{ Мпк}$), а также наличие помимо сильно выделяющегося сгущения 1 других H II-областей делает возможным отнесение Марк 5 к классу карликовых иррегулярных галактик.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

DWARF GALAXY MARKARIAN 5

A. N. BURENKOV, A. R. PETROSIAN, K. A. SAAKIAN, E. YE. KHACHIKIAN

The results of detailed spectrophotometrical investigation of the galaxy Markarian 5 the spectra obtained with the 6m telescope of SAO AS USSR are presented. Our data for the bright condensation in galaxy are in good agreement with the previous results [2, 16]. Two new emission line condensations have been detected. In morphological structure Markarian 5 was classified as an irregular galaxy having several centres of star formation, while in physical conditions and element abundances it does not differ from Blue Compact Dwarf Galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Searle, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 173, 25, 1972.
2. H. B. French, *Astrophys. J.*, 240, 41, 1980.
3. D. Kunth, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 300, 496, 1986.
4. L. Vigroux, G. Stasinska, G. Comte, *Astron. and Astrophys.*, 172, 15, 1987.
5. D. Kunth, W. L. W. Sargent, *Astrophys.*, 273, 81, 1983.
6. K. Davidson, T. D. Kinman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 58, 321, 1985.
7. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
8. J. P. Hachra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 217, 928, 1977.
9. C. Barbieri, C. Bonoli, P. Rafanelli, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 37, 541, 1979.
10. T. X. Thuan, G. E. Martin, *Astrophys. J.*, 247, 823, 1981.
11. J. R. Fisher, R. B. Tully, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 47, 139, 1981.
12. W. K. Huchtmeier, O. G. Richter, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 63, 323, 1986.
13. P. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, I. I. K. Pauliny-Toth, J. Schmidt, A. Witzel, *Astron. and Astrophys.*, 81, 235, 1980.
14. C. G. Wynn — Willtams, E. E. Becklin, *Astrophys. J.*, 308, 620, 1986.
15. H. A. Thronson, Jr., C. M. Telesco, *Astrophys. J.*, 311, 98, 1986.
16. J. Zamorano, M. Rego, *Astron. and Astrophys.*, 170, 31, 1986.
17. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
18. J. S. Mathis, *Astrophys. J.*, 159, 263, 1970.
19. J. Zamorano, M. Rego, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 62, 173, 1985.
20. P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks, S. R. Pottasch, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 53, 1983.
21. G. Stasinska, *Astron. and Astrophys.*, 84, 320, 1980.
22. M. Peimbert, R. Costero, *Boll. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3, 1969.
23. А. Р. Петросян, *Сообщ. Бюракан. обс.*, 61, 1988.

УДК: 524.7—355:520.843

ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. III

В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНИН, Л. К. ЕРАСТОВА,
А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 18 апреля 1988

Принята к печати 30 июня 1988

Приводятся результаты спектральных наблюдений 41 галактики из Второго Бюраканского спектрального обзора. Наблюдения выполнены на шестиметровом телескопе САО. В спектрах подавляющего большинства галактик обнаружены эмиссионные линии. Определены красные смещения и светимости всех галактик. Показано, что объект SBS 1116+583 А является сейфертовской галактикой первого типа.

1. *Наблюдения.* В предыдущих двух статьях этой серии [1, 2] представлены результаты спектральных наблюдений 116 галактик Второго Бюраканского спектрального обзора неба. В настоящей статье приводятся данные для 41 галактики, 33 из которых расположены в поле с координатами центра $\alpha = 09^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$, остальные объекты взяты в полях $\alpha = 11^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$ и $\alpha = 08^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$ [3—5].

Наблюдения проводились в прямом фокусе 6-м телескопа БТА со спектрографом UAGS в комбинации с ЭОП УМ-92 и УМК-91В. Как правило, получались нерасширенные спектры в синей и иногда в красной областях спектра на фотопленке А-600Н с дисперсией 90 А/мм и спектральным разрешением 5—10 А. Скан объекта SBS 1116+583 А был получен с помощью 1000-канального TV сканера БТА для уточнения его сейфертовской природы.

Данные об исследованных объектах сведены в табл. 1, где соответственно приведены: 1 — название объекта по [3—5]; 2 — красное смещение, определенное по эмиссионным или абсорбционным линиям, исправленное за движение Солнца, $\Delta z = 0.001 \sin l^{\text{II}} \cos b^{\text{II}}$, 3 — видимая звездная величина в голубых лучах согласно [3—5]; 4 — абсолютная фотографическая величина с учетом межзвездного поглощения, $\Delta m_{\text{pg}} = 0.24 \cos \epsilon \cos b^{\text{II}}$, при $H = 75$ км/с; 5 — обзорный тип по [3—5].

В описаниях даются результаты изучения щелевых спектров.

Таблица 1

Название SBS	z_0	m_B	M_B	Обзорный тип
1	2	3	4	5
0802+602	0.0515	17 ^m 5	-19 ^m 5	sd3e:
0805+607	0.0313	18.5	-17.4	BSO
0808+581A	0.0262	18.5	-17.0	de:
0808+581B	0.0267	18	-17.6	de:
0937+569	0.0430	16	-20.5	de
0838+551	0.0483	18	-18.8	sd2
0938+552	0.0485	18	-18.8	sd1e
0938+545	0.0497	15.7	-21.1	ds2e
0938+544	0.0454	16.5	-20.1	ds1e
0939+567	0.0435	17.5	-19.0	sd2e:
0940+536	0.0450	18	-18.6	ds3
0940+543	0.0858	18	-20.0	d2e:
0941+550	0.0450	17.5	-19.1	sde:
0941+559	0.0257	18	-17.4	sde
0942+541	0.0481	17	-19.8	dse:
0943+543	0.0057	18	-14.1	d3e
0943+563	0.0257	17.5	-17.9	sd1e
0946+539	0.0467	18	-18.7	ds3
0946+555	0.0627	17.5	-19.8	BSO
0946+547B	0.0323	17.5	-18.4	s3
0948+551	0.0602	17	-20.2	d3e:
0948+557	0.0971	18	-20.3	sd3e
0948+546	0.2195	17.5	-22.6	ds1e:
0948+552	0.0630	17.5	-19.8	d2e
0950+541	0.0458	16.5	-20.1	sde:
0951+538A	0.0432	15.6	-20.9	sde:
0951+534	0.0255	16	-19.4	sd2
0952+542	0.0762	19	-18.7	dse:
0954+533	0.0791	18	-19.8	sd3e:
0955+538	0.0390	17	-19.3	sd3
0955+540	0.0396	16.5	-19.8	ds2
0957+546	0.0251	17.5	-17.8	de
0957+569	0.0141	16	-18.1	de
1000+535	0.0452	17.5	-19.1	dse
1000+561	0.0257	15.7	-19.7	sde

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
1001+536B	0.0336	15 ^m 3	-20 ^m 7	se:
1001+555	0.0040	18	-13.3	ds2e
1116+583A	0.0268	15.7	-19.7	sle
1119+610A	0.1111	17.5	-21.0	dse:
1129+576	0.0055	17	-15.0	de
1144+590	0.0116	17.5	-16.1	de

Описание спектров

- 0802+602 — В щелевом спектре, полученном в синей области, наблюдаются протяженные эмиссионные линии, сильная [O III] λ 5007, умеренной интенсивности H β и слабые N $_2$ и [O II] λ 3727. Отношение [O III] λ 5007/H β \sim 2.
- 0805+607 — Получен расширенный спектр. В синей области наблюдаются сильные эмиссионные линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959, H β , H γ и [O II] λ 3727. Отношение [O III] λ 5007/H β $>$ 1.
- 0808+581 A — Наблюдается слабая, малоcontrastная H β . Намечается также [O II] λ 3727. Обе линии протяженные.
- 0808+581 B — Намечаются две протяженные малоcontrastные эмиссионные линии, отождествляемые нами как H β и [O II] λ 3727.
- 0937+569 — Получена синяя область спектра. Наблюдаются умеренной интенсивности протяженная эмиссионная линия H β и абсорбционные линии H и K Ca II.
- 0938+551 — В красной части спектра наблюдаются сильная H α , умеренной интенсивности [N II] λ 6584. Линии слегка наклонны. [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 0938+552 — В спектре видны сильная H α , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Составляет физическую пару с SBS 0938+551.
- 0938+545 — Присутствует слабая, малоcontrastная эмиссионная линия. Красное смещение определено в предположении, что это H α .
- 0938+544 — В спектре наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионная H α , blendирующаяся линией ночного неба, и слабая [N II] λ 6584.

- 0939+567 — Наблюдается умеренной интенсивности эмиссионная линия H_{α} .
- 0940+536 — В спектре наблюдаются сильная, протяженная и слегка наклонная H_{α} , и слабые [N II] λ 6584 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 0940+543 — Получена синяя область спектра. Наблюдаются эмиссионные линии — слабые H_{β} и [O II] λ 3727. Намечается [O III] λ 5007.
- 0941+550 — Наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II.
- 0941+559 — На щели спектрографа у галактики наблюдается центральная конденсация, но без заметного ядра. В спектре присутствует очень слабая, мало контрастная, протяженная эмиссионная линия H_{α} , а также очень слабая H_{α} от спутника или сверхассоциации, расположенной на расстоянии $10''$ к западу от центра галактики, с тем же значением красного смещения.
- 0942+541 — Наблюдаются мало контрастные слабые линии H и K Ca II в поглощении.
- 0943+543 — Щелевой спектр показывает очень сильную протяженную H_{α} . Линия [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 0943+563 — Наблюдаются очень сильные, протяженные эмиссионные линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959, H_{β} , умеренной интенсивности [O II] λ 3727 и слабая H_{γ} . Линия [Ne III] λ 3869 — намечается. Отношение [O III] λ 5007/ H_{β} > 3 . Составляет пару с Марк 123 или является ее спутником.
- 0946+539 — В прямом фокусе БТА на щели спектрографа объект компактный. Наблюдается сильная H_{α} в эмиссии и умеренной интенсивности [N II] λ 6584.
- 0946+555 — Наблюдаются мало контрастные эмиссионные линии [O III] λ 5007, H_{β} и [O II] λ 3727. Отношение [O III] λ 5007/ H_{β} ~ 1 .
- 0946+547'В — В щелевом спектре, полученном в синей области, наблюдаются абсорбционные линии H и K Ca II. Континуум очень интенсивный.
- 0948+551 — Наблюдаются слабые, мало контрастные, слегка наклонные протяженные эмиссионные линии H_{α} и [N II] λ 6584.
- 0948+557 — В синей области спектра наблюдаются сильная [O II] λ 3727 и слабые, протяженные H_{β} и [O III] λ 5007. Отношение эмиссионных линий [O III] λ 5007/ H_{β} ~ 1 .
- 0948+546 — Наблюдается очень сильная [O II] λ 3727 и слабая H_{β} . Линия [O III] λ 5007 — намечается.

- 0948+552 — В щелевом спектре наблюдаются эмиссионные линии: сильная, протяженная и слегка наклонная H_{α} , умеренной интенсивности, также протяженная и наклонная, $[N II] \lambda 6584$. Линии $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ — намечаются.
- 0950+541 — Наблюдаются линии H и $K Ca II$ в поглощении.
- 0951+538 А — В синей части спектра наблюдаются эмиссионные линии: сильная $[O III] \lambda 5007$, умеренной интенсивности H_{β} и $[O II] \lambda 3727$, слабые $[O III] \lambda 4959$ и H_{γ} . Отношение $[O III] \lambda 5007/H_{\beta} \sim 2$.
- 0951+534 — Наблюдаются слабая малококонтрастная эмиссионная линия $[O III] \lambda 5007$ и абсорбционные линии H и $K Ca II$.
- 0952+542 — В спектре наблюдаются умеренной интенсивности $[O II] \lambda 3727$ и слабая $[O III] \lambda 5007$. На длинноволновом краю спектра наблюдается также H_{α} .
- 0954+533 — Спектр показывает умеренной интенсивности H_{α} и слабую $[N II] \lambda 6584$.
- 0955+538 — Намечаются H и $K Ca II$ и G -полоса в поглощении.
- 0955+540 — В красной части спектра наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионная линия H_{α} и слабые, малококонтрастные $[N II] \lambda \lambda 6584/48$.
- 0957+546 — В щелевом спектре наблюдаются сильная, протяженная и наклонная линия $[O III] \lambda 5007$ и слабая, малококонтрастная H_{β} , а также очень слабые $[O III] \lambda 4959$ и $[O II] \lambda 3727$. Отношение $[O III] \lambda 5007/H_{\beta} \sim 2$.
- 0957+569 — Наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионные линии: протяженная и искривленная $[O III] \lambda 5007$, слабые H_{β} и $[O II] \lambda 3727$. Отношение $[O III] \lambda 5007/H_{\beta} \sim 2$.
- 1000+535 — Наблюдаются абсорбционные линии H и $K Ca II$.
- 1000+561 — В синей области спектра наблюдается одна эмиссионная линия. Красное смещение определено в предположении, что это H_{β} .
- 1001+536 В — На фоне очень диффузного континуума наблюдаются протяженные эмиссионные линии: умеренной интенсивности H_{β} , слабая $[O II] \lambda 3727$. Линии $[O III] \lambda 5007$ и H_{γ} — намечаются.
- 1001+535 — На щели спектрографа в прямом фокусе БТА — спиральная галактика, наблюдаемая с ребра, у которой наблюдается ядро. В щелевом спектре очень сильная H_{α} и слабые $[S II] \lambda \lambda 6717/31$.

- 1116+583 A— Ранее [1] спектр объекта был получен в красной области, где нами были заподозрены уширенные линии H_α и $[N II] \lambda 6584$. Объект предварительно был отнесен нами к вероятной галактике сейфертовского типа. Новые наблюдения на сканере БТА в синей и красной областях спектра подтвердили его сейфертовскую природу. В спектре наблюдаются очень сильные эмиссионные линии H_α ($\sim 100 A$), $[O III] \lambda 5007$ ($\sim 30 A$), $[O III] \lambda 4959$ ($\sim 30 A$), H_β ($\sim 100 A$), H_γ ($\sim 90 A$) и H_δ ($\sim 60 A$). В скобках приведены значения полных ширины указанных линий на уровне непрерывного спектра. Объект является сейфертовской галактикой первого типа.
- 1119+610 A— В синей области спектра наблюдается эмиссионная линия $[O II] \lambda 3727$. Линия $[O III] \lambda 5007$ —намечается. В списке координаты указаны ошибочно. Вместо $\delta = +60^\circ 02'$ должно быть $\delta = +61^\circ 02'$.
- 1129+576 — Головка очень голубой кометообразной галактики. Головка состоит из двух сгущений. В щелевом спектре присутствуют очень сильная, протяженная эмиссионная линия H_α и слабые $[S II] \lambda\lambda 6717/31$. Обе линии конусовидные.
- 1144+590 — Получена синяя область спектра. Наблюдаются умеренной интенсивности диффузная и протяженная эмиссионная линия $[O III] \lambda 5007$, слабые H_β и $[O II] \lambda 3727$. Отношение $[O III] \lambda 5007/H_\beta > 1$.

Среди исследованных объектов обнаружены две физические пары галактик SBS 0938+551 + SBS0938+552 и SBS0943+563 + Марк 123. Отношение M/L , вычисленное согласно [6], равно 15.8 и 0.86, соответственно. Возможно, SBS 0943+563, является спутником Марк 123.

Обращают на себя внимание также два объекта, SBS 0805+607 и SBS 0946+555. Оба на картах Паломарского обозрения совершенно не отличаются от звезд и были отнесены нами к типу BSO. Однако они оказались галактиками умеренной светимости. Ранее [1] нами также были обнаружены подобные объекты.

Подавляющее большинство объектов показывает в спектрах эмиссионные линии H_α , $[O III] \lambda\lambda 5007/4959$, H_β и $[O II] \lambda 3727$. В спектрах пести объектов в синей области спектра наблюдаются лишь абсорбционные линии H и K Ca II.

Подтверждена сейфертовская природа объекта SBS 1116+583 A, ранее заподозренного нами как галактика сейфертовского типа. Новые на-

блюдения этого объекта на сканере БТА в синей области спектра показали, что он является сейфертовской галактикой первого типа. Сканерный спектр этого объекта приведен на рис. 1.

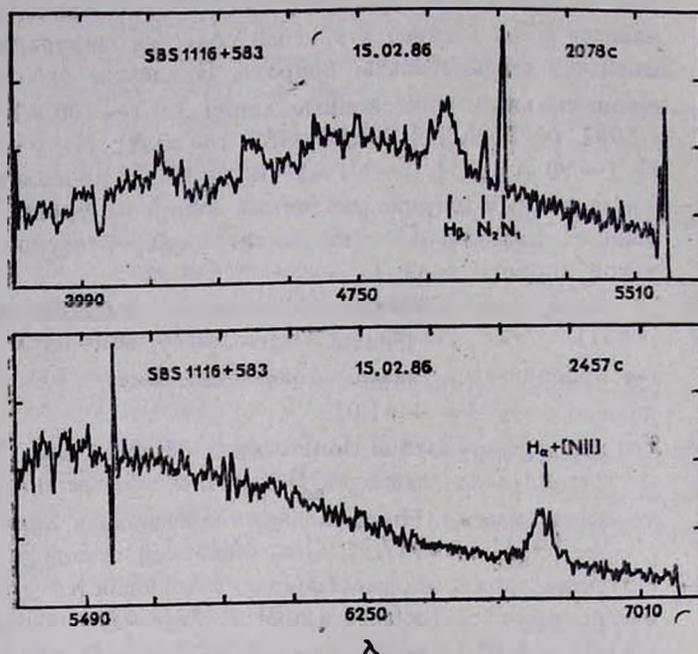


Рис. 1. Спектр сейфертовской галактики первого типа SBS 1116+583 A, полученный с помощью 1000-канального TV сканера БТА (САО).

Специальная астрофизическая
 обсерватория АН СССР
 Бюраканская астрофизическая
 обсерватория

THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY. SPECTRA OF GALAXIES. III

The results of spectroscopic observations of 41 galaxies of the Second Byurakan Spectral Sky Survey centered on $\alpha = 09^h 50^m$, $\delta = +55^\circ 00'$ are presented. The observations have been carried out with the 6 meter telescope (SAO). The emission lines are found in the spectra of nearly all of the investigated galaxies. The redshifts and luminosities

of all galaxies have been determined. The Seyfert nature of SBS 1116 + 583 has been confirmed, being the Seyfert 1 galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 213, 1984.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 21, 35, 1984.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
4. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.
5. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 513, 1984.
6. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 16, 217, 1980.

УДК: 52—32—337

ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. II. ТЕОРЕМА РИМАНА И ТВЕРДОТЕЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ

О. В. КРАВЦОВ, С. Н. КОПЫЧКО

Поступила 20 августа 1987

Принята к печати 28 февраля 1988

Исследуются вращающиеся с угловой скоростью $\vec{\omega}$ гравитирующие конфигурации с магнитным полем и внутренним движением с постоянной завихренностью $\vec{\xi}$. Показано, что теорема Римана, согласно которой $\vec{\omega}$ и $\vec{\xi}$ лежат в одной из главных плоскостей эллипсоида, остается в силе. Твердотельно вращающиеся конфигурации рассматриваются как предельный случай объектов с внутренним движением. Доказана теорема о коллинеарности векторов $\vec{\omega}$ и плотности \vec{J} электрического тока. Получены условия равновесия эллипсоидальных форм. Выяснено, что существует предельная сплюснутость $f = 1 - (a_3/a_1) \leq 0.4$, магнитное поле и угловая скорость однозначно выражаются через отношения полуосей эллипсоида, в случае $a_1 \neq a_2 \neq a_3$ магнитное поле не имеет осевой симметрии. Показано, что тороидальное поле не допускает существования трехосных эллипсоидов. Найдены магнитные моменты, создаваемые поверхностным током.

1. Введение. В работе [1] было показано, что замкнутая система уравнений магнитогидродинамики допускает существование самогравитирующихся эллипсоидов с внутренними движениями и однородной завихренностью (эллипсоиды Римана) и найдены соответствующие магнитные поля, являющиеся точными решениями задачи. С точки зрения современных представлений о происхождении магнитных полей [2, 3] твердотельно вращающиеся конфигурации логично рассматривать как предельный случай объектов с внутренними движениями. В связи с этим результаты [1] и подход, используемый в [1], в данной работе применяются для исследования твердотельно вращающихся трехосных эллипсоидов. Сначала доказывается справедливость теоремы Римана [4] для замагниченных эллипсоидов с внутренними движениями. Далее показывается, что для твердотельно вращающихся конфигураций верен более «жесткий» аналог этой теоремы: векторы плотности тока и угловой скорости $\vec{\omega}$ должны быть коллинеарны... Это исключает, как показано, возможность «наклонного»

вращения, при котором $\vec{\omega}$ не совпадает ни с одной из главных осей инерции. Вывод не очевидный, поскольку теорема Лихтенштейна [5] о существовании плоскости симметрии для объектов с магнитным полем никем не доказана.

Необходимо отметить, что наиболее полное изучение твердотельно вращающихся эллипсоидов с магнитным полем было проведено в работах [6, 7]. Однако далеко не все аспекты теории заматниченных эллипсоидальных конфигураций были рассмотрены. Данная работа посвящена исследованию этих вопросов на основе подхода [1]. Мы оставляем все обозначения работы [1] без изменения.

2. Теорема Римана для эллипсоидальных форм с магнитным полем. Теорема Римана утверждает [4], что равновесие однородных эллипсоидов возможно в двух случаях: либо завихренность $\vec{\xi}$ внутреннего движения и угловая скорость $\vec{\omega}$ объекта параллельны и направлены вдоль одной из главных осей эллипсоида, либо они не параллельны, но лежат в одной из главных плоскостей эллипсоида.

Покажем, что эта теорема остается в силе и при наличии магнитного поля.

Матричное уравнение (32) в [1], определяющее стационарное равновесие объекта, с учетом выражения для магнитного поля (формулы (35), (37) в [1]), имеет вид

$$A\Lambda^2 + \Omega^2 A + (t\Xi - 2\Omega) A\Lambda = -k\Phi A + A^{-1}\delta, \quad (1)$$

здесь $\delta = 2\rho_c/\rho$, $k = 2\pi G\rho$, $t = \omega_H/\omega_k$ — отношение плотности энергии магнитного поля к плотности кинетической энергии внутреннего движения (то есть относительно вращающихся главных осей эллипсоида) и $\Xi = -(A\Lambda A^{-1} + A^{-1}\Lambda A)$ — антисимметричная матрица завихренности ($\xi_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ikl} \Xi_{kl}$).

В рассматриваемой системе координат диагональные и недиагональные компоненты (1) имеют вид (ниже $i, j, k = 1, 2, 3$, $i \neq j \neq k$, по повторяющимся индексам в (2) суммирования нет)

$$-a_i(\lambda_j^2 + \lambda_k^2 + \omega_j^2 + \omega_k^2) + \omega_k \lambda_k \theta_k a_i + \omega_j \lambda_j \theta_j a_k = -k\Phi_i a_i + (\delta/a_i), \quad (2a)$$

$$a_i \lambda_i \lambda_j + a_j \omega_j \omega_i - a_k \lambda_i \omega_j \theta_j = 0, \quad (26)$$

$$a_i \omega_i \omega_j + a_j \lambda_j \lambda_i - a_k \lambda_j \omega_i \theta_i = 0, \quad (2b)$$

где обозначено $\theta_i = 2 - (t\xi_i/\omega_i)$, $\Phi_i = \Phi_{ii}$ и, как и ранее,

$$\omega_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ikl} \Omega_{kl}, \quad \lambda_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ikl} \Lambda_{kl}.$$

Разделив уравнения (26) и (2в) на a_k и используя соотношение $\lambda_i = -\xi_i \frac{a_j/a_k}{1 + (a_j/a_k)^2}$, с помощью элементарных преобразований приходим к виду

$$a_j^2 \xi_i (\xi_j (1-t) + 2\omega_j) - a_j^2 \xi_j (\xi_i (1-t) + 2\omega_i) + 2a_k^2 (\xi_i \omega_j - \xi_j \omega_i) = 0. \quad (3)$$

Определитель системы уравнений (3) относительно величин a_k^2 имеет вид

$$\Delta \equiv 2\xi_1 \xi_3 b_2^2 [\xi_1 \omega_3] + 2\xi_2 \xi_3 b_1^2 [\xi_3 \omega_2] + 2\xi_1 \xi_2 b_3^2 [\xi_2 \omega_1] - 8 [\xi_1 \omega_2] [\xi_2 \omega_3] [\xi_3 \omega_1],$$

где $b_i = (1-t)\xi_i + 2\omega_i$ и $[\xi_i \omega_k] = \xi_i \omega_k - \xi_k \omega_i$.

Для разрешимости системы (3) необходимо, чтобы этот определитель обращался в нуль. Легко увидеть, что это возможно только в случаях: 1) когда равна нулю лишь одна пара компонентов $\xi_i = \omega_i = 0$; $\xi_k, \omega_k \neq 0$; ($i \neq j \neq k$); 2) когда отлична от нуля лишь одна пара компонентов $\xi_i, \omega_i \neq 0$, $\xi_j = \xi_k = \omega_j = \omega_k = 0$; 3) когда $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$; непосредственно из уравнений (3) видно, что это соответствует сфере и эквивалентно предыдущему при $a_1 = a_2 = a_3$. Первый случай означает, что векторы $\vec{\xi}$ и $\vec{\omega}$ лежат в одной из главных плоскостей эллипсоида, что отвечает I—III эллипсоидам Римана, а второй—соответствует S-эллипсоидам Римана, поскольку $\vec{\xi}$ и $\vec{\omega}$ коллинеарны и лежат на одной из главных осей [4]. Тем самым теорема Римана доказана.

Заметим, что поскольку плотность \vec{j} электрического тока и завихренность $\vec{\xi}$ параллельны (соотношения (36) в [1]), то можно ожидать, что в предельном случае твердотельного вращения будет справедлива подобная теорема, в которой роль $\vec{\xi}$ будет играть \vec{j} . Покажем, что это так.

3. Теорема о коллинеарности векторов плотности электрического тока и угловой скорости. Полагая в общем решении для магнитного поля (формулы (27), (29) в [1]) матрицу $\Lambda = 0$, получаем выражение для напряженности магнитного поля для случая твердотельного вращения

$$\vec{H} = Q\vec{r} = \rho ADA^{-1}\vec{r}, \quad (4)$$

где антисимметричная матрица $D = A_0^{-1} Q_0 A_0 / \rho_0$ задает начальное маг-

нитное поле. Вводя матрицу плотности тока $I = -\frac{c\rho}{4\pi}(ADA^{-1} + A^{-1}DA)$, запишем уравнение (32) работы [1] для стационарного случая (с учетом $\Lambda = 0$) в виде

$$\Omega^2 A + \frac{1}{c} IAD = -k\Phi A + A^{-1}\xi. \quad (5)$$

Типичные диагональные и недиагональные компоненты (5) имеют вид

$$-a_i(\omega_j^2 + \omega_k^2) - \frac{1}{c}(a_j d_k J_k + a_k d_j J_j) = -k\Phi_i a_i + (\delta/a_i), \quad (6a)$$

$$a_j \omega_j \omega_i + \frac{1}{c} a_k d_i J_j = 0, \quad (6б)$$

$$a_i \omega_i \omega_j + \frac{1}{c} a_k d_j J_i = 0, \quad (6в)$$

$i \neq j \neq k$.

Здесь учтено, что

$$d_k = \frac{1}{2} \epsilon_{kij} D_{ij}, \quad J_k = \frac{1}{2} \epsilon_{kij} I_{ij} = -\frac{c\rho}{4\pi} \frac{a_i^2 + a_j^2}{a_i a_j} d_k. \quad (7)$$

Используя (7), приводим недиагональные уравнения (6б, в) к виду

$$\omega_i \omega_j (a_k^2 + a_j^2) - \frac{4\pi}{\rho c^2} J_i J_j a_k^2 = 0, \quad (8a)$$

$$\omega_i \omega_j (a_k^2 + a_i^2) - \frac{4\pi}{\rho c^2} J_i J_j a_k^2 = 0. \quad (8б)$$

Складывая уравнения (8), получаем

$$a_i^2 \omega_i \omega_j + a_j^2 \omega_i \omega_j + 2a_k^2 \left(\omega_i \omega_j - \frac{4\pi}{\rho c^2} J_i J_j \right) = 0, \quad (9)$$

$i \neq j \neq k$.

Система уравнений (9) является аналогом системы (3) для твердотельного вращения. Рассматривая как и в общем случае уравнений (3) определитель системы (9), убеждаемся, что он обращается в нуль, либо, например, при $\omega_3, J_3 \neq 0$, а $\omega_1 = \omega_2 = J_1 = J_2 = 0$, либо при $\omega_1 = J_1 = 0$, $\omega_2, J_2 \neq 0$, $\omega_3, J_3 \neq 0$.

Первая ситуация соответствует твердотельным аналогам (по электрическому току) S-эллипсоидов Римана. Во втором случае, казалось, мож-

но было бы говорить о твердотельных аналогах I—III эллипсоидов Римана. Однако нетрудно убедиться, что «наклонного» вращения в этом случае все же не существует. Действительно, вычитая уравнения (8 а, б) одно из другого, получим $\omega_1 \omega_2 (a_1^2 - a_2^2) = 0$. Поэтому, если $\omega_2 \neq 0$, $\omega_3 \neq 0$, то получаем $a_2 = a_3$, что с точностью до тривиального поворота координат в плоскости (x_2, x_3) сводит второй случай к первому. Итак, доказанная теорема утверждает: равновесие твердотельно вращающихся однородных эллипсоидов требует, чтобы векторы плотности электрического тока \vec{j} и угловой скорости $\vec{\omega}$ были параллельны и направлены вдоль одной из главных осей эллипсоида.

По этой причине дальнейшее рассмотрение посвящено именно указанным токовым аналогам S -эллипсоидов Римана.

4. *Условия равновесия твердотельно вращающихся эллипсоидов с магнитным полем.* В силу вышесказанного, рассмотрим эллипсоид с полуосями a_1, a_2, a_3 , в котором векторы плотности тока и угловой скорости имеют вид $\vec{j} = \{0, 0, j\}$, $\vec{\omega} = \{0, 0, \omega\}$. Диагональные компоненты (6а) уравнений движения в этом случае таковы:

$$-a_1 \omega^2 - \frac{1}{c} a_2 d j = -k \Phi_1 a_1 + (\delta/a_1), \quad (10a)$$

$$-a_2 \omega^2 - \frac{1}{c} a_1 d j = -k \Phi_2 a_2 + (\delta/a_2), \quad (10б)$$

$$0 = -k \Phi_3 a_3 + (\delta/a_3). \quad (10в)$$

Из уравнений (10 а, б) находим

$$\omega_* \equiv \frac{\omega^2}{\pi(\rho)} = 2 \frac{\Phi_2 a_2^2 - \Phi_1 a_1^2}{a_2^2 - a_1^2} = 2B_{12}, \quad (11)$$

где использована связь между интегральными коэффициентами Φ_i и B_{ij} [4]: $a_i^2 \Phi_i - a_j^2 \Phi_j = + (a_i^2 - a_j^2) B_{ij}$. Исключая далее δ из (10), получаем выражение для вектора $\vec{d} = \{0; 0, d\}$, определяющего, в соответствии с (4) и (7), магнитное поле конфигурации,

$$d^2 \equiv \frac{d^2}{\pi^2 G} = 8 \frac{B_{12} + (y^2 - 1) B_{13}}{1 + x^2}, \quad (12)$$

где обозначено $x = a_2/a_1$, $y = a_3/a_1$.

Выполнимость соотношений (11)—(12) является условием равновесия однородной твердотельно вращающейся эллипсоидальной формы с

магнитным полем и полуосями a_1, a_2, a_3 . Заметим, что в отсутствие магнитного поля ($d = 0$) выражение (12) дает известное соотношение для эллипсоидов Якоби [4] $a_1^2 a_2^2 \Phi_{12} = \Phi_3 a_3^2$. Ясно, что при наличии магнитного поля для определения физических характеристик эллипсоидальной конфигурации требуется задать уже не один параметр, как в классическом случае, а два.

Проанализируем соотношение (12). Коль скоро $d^2 > 0$, то необходимым условием существования равновесных эллипсоидов с магнитным полем является выполнение неравенства

$$1 - y^2 = 1 - \frac{a_3^2}{a_1^2} < \frac{B_{12}}{B_{13}} \quad (13)$$

В силу положительности B_{ij} этому неравенству удовлетворяют как вытянутые вдоль оси вращения ($a_3 > a_1$), так и сплюснутые ($a_3 < a_1$) эллипсоиды ($a_1 \neq a_2 \neq a_3$) и сфероиды ($a_1 = a_2$), а также вращающиеся сферы. Из свойств коэффициентов B_{ij} понятно, что неравенство (13) не накладывает ограничений на вытянутость эллипсоидов, но ограничивает сплюснутость. Именно, равновесные конфигурации допустимы при таких магнитных полях, при которых выполняются условия:

$$\text{либо } y \geq x, \text{ либо } y_* < y \leq x \leq 1, \quad (14)$$

где y_* есть корень уравнения (при заданном x)

$$B_{12}(x, y) + (y^2 - 1) B_{13}(x, y) = 0.$$

В табл. 1 и 2 приведены результаты вычислений физических характеристик эллипсоидов и сфероидов. Данные табл. 2 показывают, что у сфероидов существует наименьшее отношение полуосей $y = \frac{a_3}{a_1} \approx 0.6$, так что в полном соответствии с неравенством (14) существует предельная сплюснутость $f = 1 - \frac{a_2}{a_1} \lesssim 0.4$. Приведенная в таблицах безразмерная плотность тока, согласно (7), выражается через параметры эллипсоида соотношением

$$J_* \equiv \frac{J}{c_p \sqrt{G}} = \omega_* \left[\frac{1+x^2}{4x^2} (1 + (y^2 - 1) \frac{B_{12}}{B_{13}}) \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Заметим в заключение, что магнитное поле эллипсоида, согласно (4) и (7), имеет вид

$$H_1 = \rho d \frac{a_1}{a_2} x_2, \quad H_2 = -\rho d \frac{a_2}{a_1} x_1, \quad H_3 = 0, \quad (16)$$

где d определяется условием равновесия (12).

Таблица 1
СВОЙСТВА ЭЛЛИпсоИДОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
($a_1 \neq a_2 \neq a_3$)

$x = \frac{a_2}{a_1}$	$y = \frac{a_3}{a_1}$	Параметр поля $\frac{d^2}{\pi^2 G}$	Плотность тока $\frac{J^2}{\pi^2 \rho^2 G}$	Угловой момент $\frac{L}{(GM^2 a)^{1/2}}$	Угловая скорость $\frac{\omega^2}{\pi G \rho}$
0.20	0.183524°	-0.008000	Условия равновесия не выполняются		
0.40	0.325609°	0.000000	"	"	"
0.60	0.433781°	0.000008	"	"	"
0.60	0.50	0.1687	0.0542	0.1531	0.3739
0.60	0.550	0.3056	0.0981	0.1490	0.3995
0.90	0.80	0.6409	0.1620	0.2163	0.4799
0.30	0.30	0.0793	0.0655	0.0925	0.2402
0.50	0.50	0.2997	0.1171	0.1325	0.2947
1.20	1.20	1.3116	0.3389	0.3150	0.5546
0.10	0.30	0.2217	1.4132	0.6806	0.1411
0.50	0.80	1.1848	0.4628	0.2817	0.4990
0.70	1.00	1.5214	0.4308	0.2464	0.5667
0.90	1.00	1.2103	0.3059	0.2489	0.5476
0.90	1.20	1.7879	0.4520	0.2312	0.6026

* Значения для эллипсоидов Якоби (взяты из [4]).

Таблица 2
СВОЙСТВА СФЕРОИДОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ($a_1 = a_3 = R$)

$y = \frac{a_3}{a_1}$	Поле на экваторе $\frac{H^2}{G(\pi R)^2}$	Плотность тока $\frac{J^2}{(\pi \rho)^2 G}$	Магнитный момент $\frac{\mu}{\sqrt{GMR}}$	Угловой момент $\frac{L}{(GM^2 a)^{1/2}}$	Угловая скорость $\frac{\omega^2}{\pi G \rho}$
0.10	< 0	Условия равновесия не выполняются			
0.30	< 0	"	"	"	"
0.50	< 0	"	"	"	"
0.582724	-0.000000	-0.000000	"	0.303751*	0.374230*
0.70	0.5489	0.0686	0.1434	0.2869	0.4262
0.90	1.5888	0.1986	0.2279	0.2631	0.5012
1.00	2.1333	0.2667	0.2582	0.2529	0.5333
1.10	2.6841	0.3355	0.2845	0.2438	0.5623
1.20	3.2361	0.4045	0.3079	0.2354	0.5887
1.30	3.7858	0.4732	0.3292	0.2276	0.6126
1.50	4.8690	0.6086	0.3668	0.2139	0.6544

* Граничные значения

Видно, что магнитное поле (16) не имеет осевой симметрии, оно становится тороидальным лишь при условии $a_1 = a_2$. То есть, тороидальное:

магнитное поле допускает равновесие только сфероидов и сфер, но никак не трехосных эллипсоидов с полуосями $a_1 \neq a_2 \neq a_3$.

5. *Магнитный момент конфигурации.* В [1] показано, что линейное по координатам магнитное поле приводит к наличию поверхностного электрического тока плотности \vec{i}_s , через который замыкается внутренний однородный ток конфигурации. Условие равновесия токового слоя на поверхности объекта дает тангенциально-вращательный разрыв магнитного поля \vec{H} . При этом вектор \vec{H} , «переходя» через границу, не меняет своей величины, а поворачивается на некоторый угол β , который в общем случае является функцией координат точки поверхности. Плотность поверхностного тока связана со скачком магнитного поля $\Delta\vec{H} = \vec{H}_{ex} - \vec{H}_{in}$ соотношением

$$\vec{i}_s = \frac{c}{4\pi} \vec{n} \times \Delta\vec{H}, \quad (17)$$

где \vec{n} — единичная внешняя нормаль к поверхности.

В работе [1] сшивка с внешним бескиловым магнитным полем приводила к углу поворота $\beta = \pm \pi/2$, то есть, «переходя» через токовый слой, азимутальное магнитное поле становилось на внешней поверхности меридианальным. Вообще же, например, на границе с вакуумом, ограничений на величину угла β нет (кроме тривиального: $\beta \neq 0$). Вместе с тем, для определения внешнего магнитного поля угол β необходим. Через него определяется поверхностный ток \vec{i}_s , который в свою очередь, дает вклад во внешнее поле. Кроме того, \vec{i}_s , как указывалось в [1], может создавать магнитный момент конфигурации

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \oint_S \vec{r} \times \vec{i}_s dS. \quad (18)$$

Если ищется вакуумное внешнее магнитное поле (определяемое законом Био-Савара), то угол β нужно задавать. Мы рассмотрим ситуацию, когда на внешней поверхности магнитное поле направлено вдоль меридиана, то есть $\beta = \pm \pi/2$. Во втором предельном случае, $\beta = \pi$, как нетрудно показать, магнитный момент отсутствует. Ограничимся для простоты вычислением магнитного момента сфероидов ($a_1 = a_2$). Расчеты для эллипсоидов громоздки и не дают качественного отличия. В соответствии с (17) получаем для этого случая (в сферондальных координатах $\{u, v, \varphi\}$)

$$\vec{i}_s = -\frac{cl}{4\pi} dV(u^2+1)(1-v^2)(\vec{e}_v \pm \vec{e}_*), \quad (19)$$

где \vec{e}_v, \vec{e}_* — орты криволинейной системы координат на поверхности, а $l = \sqrt{a_1^2 - a_3^2}$ для сплюснутого сфероида и $l = \sqrt{a_3^2 - a_1^2}$ для вытянутого.

Подставляя (19) в (18), находим:

а) дипольный магнитный момент сплюснутого сфероида

$$\vec{\mu} = \pm e \frac{\rho d R^4}{4} \left(\frac{3e_*^2 - 1}{4e_*^2} + \frac{1 + 2e_*^2 - 3e_*^4}{8e_*^3} \ln \frac{1 + e_*}{1 - e_*} \right), \quad (20)$$

где $e_* = \sqrt{1 - y^2}$ — эксцентриситет, $R = a_1$ — экваториальный радиус;

б) дипольный магнитный момент вытянутого сфероида

$$\vec{\mu} = \pm e_* \frac{\rho d R^4}{16e_*^2} \left((e_*^2 - 1)^2 (2e_*^2 + 1) + \frac{1}{e_*} (4e_*^2 - 1) (1 - e_*^2)^{3/2} \arcsin e_* \right), \quad (21)$$

здесь $e_* = \sqrt{1 - (1/y^2)}$.

Заметим, что магнитный момент сферы равен

$$\vec{\mu} = \pm e_* \frac{\rho d R^4}{3} = \pm \omega \frac{\sqrt{2\pi\rho}}{3} R^4 = \pm e_* \frac{MRV\overline{G}}{\sqrt{15}}, \quad (22)$$

где M — масса.

Из табл. 2, в которой приведены численные значения магнитных моментов сфероидов в единицах $\mu_* = \mu/MRV\overline{G}$, видно, что с увеличением вытянутости магнитный момент возрастает. Легко показать, что однородный ток внутри объекта не создает магнитного момента. Поэтому моменты (20)—(22) являются полными дипольными магнитными моментами. В рассматриваемом случае ($\beta = \pm \pi/2$) они направлены вдоль оси вращения.

Интересно отметить, что магнитный момент нейтронной звезды ($M = 2 \cdot 10^{33}$ г, $R = 10^8$ см), вычисленный по формуле (22), оказывается равным $\mu \approx 1.4 \cdot 10^{35}$ Гс см³, что совпадает по порядку величины с магнитным моментом, вычисленным по космогонической формуле Мурадяна для звезд [8] $\mu \approx 10^{-41} (M/m_p)^{4/3}$ Гс см³.

Обратим внимание на то, что уравнения (10) в случае $\omega = 0$ дают известный [7] класс единственно возможных неврашающихся однородных форм равновесия с магнитным полем — вытянутые сфероиды. Как следует из вышесказанного, они имеют дипольный магнитный момент, который (в случае $\beta = \pm \pi/2$) определяется формулой (21).

Роль тороидального слоя не ограничивается созданием магнитного момента и вкладом во внешнее магнитное поле. Как показано в [1], условия его равновесия конкретизируют граничные условия, что, естественно, сказывается на решениях уравнений движения, в частности, на выражении для гидродинамического давления. Кроме того, наличие тороидального слоя очевидно влияет на устойчивость формы равновесия. Это не учтено, например, в работе [9].

Авторы признательны профессору К. А. Пирагасу за полезные обсуждения.

Киевский политехнический
институт

GRAVITATING CONFIGURATIONS WITH A MAGNETIC FIELD. II. THE RIEMANN THEOREM AND RIGID ROTATION

O. V. KRAVTSOV, S. N. KOPYCHKO

Gravitating configurations with magnetic field and constant $\bar{\xi}$ vorticity internal motion, rotating with angular velocity $\bar{\omega}$ are investigated. It has been shown that the Riemann theorem, according to which $\bar{\omega}$ and $\bar{\xi}$ lie in one of the principal ellipsoid planes, remains valid. Rigidly rotating configurations are considered as a limiting case of objects with internal motion. The theorem of collinearity of $\bar{\omega}$ vectors and electric current density \bar{j} has been proved. Equilibrium conditions for ellipsoidal forms have been obtained. It has been found that: there exists a limiting oblateness $f = 1 - (a^3/a_1) \lesssim 0.4$; magnetic field and angular velocity are unambiguously expressed by ellipsoid semi-axis ratio; in the case of $a_1 \neq a_2 \neq a_3$ magnetic field has no axis symmetry. It has been shown that the toroidal field does not allow the existence of three-axis ellipsoids. Magnetic moments produced by surface current have been found.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Кравцов, *Астрофизика*, 24, 603, 1986.
2. Д. М. Седрахан, К. М. Шахбасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
3. С. И. Вайнштейн, *Магнитные поля в космосе*, Наука, М., 1983.
4. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мюр, М. 1973.
5. Л. Лихтенштейн, *Фигуры равновесия вращающейся жидкости*, Наука, М., 1965.
6. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 50, 996, 1973.
7. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 9, 401, 1973.
8. R. M. *Muradian*, *Astrophys. and Space Sci.*, 69, 325, 1980.
9. P. J. *Luypen*, *Astrophys. and Space Sci.*, 128, 289, 1986.

УДК: 524.1:524.354.4

ПУЛЬСАРЫ И ВОЗМОЖНОЕ ЛОКАЛЬНОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Г. С. МАРТИРОСЯН

Поступила 15 октября 1987

Принята к печати 16 марта 1988

В предположении, что пульсары являются указателями места и времени взрывов сверхновых, которые в свою очередь являются источниками космических лучей, и на основе диффузионной модели распространения космических лучей в межзвездном пространстве, рассчитана плотность энергии космических лучей в околоземном пространстве. Анализ показал, что источники, вносящие основной вклад в наблюдаемую плотность энергии космических лучей, вокруг Солнечной системы распределены внутри радиуса $r = 0.9$ мпк.

1. *Введение.* В современных моделях происхождения космических лучей (КЛ) предполагается, что частицы могут ускоряться как при самом взрыве сверхновой, так и в оболочке сверхновой или в магнитосферах молодых пульсаров [1].

В настоящее время установлено, что пульсары рождаются вследствие взрывов сверхновых [2]. В данной работе предполагается, что пульсары являются указателями места и времени взрывов сверхновых, которые в свою очередь являются источниками космических лучей. Используя такое предположение и основываясь на диффузионной модели распространения частиц в турбулентных магнитных полях межзвездной среды, мы рассчитали плотность энергии космических лучей в околоземном пространстве от этих источников и определили область распределения тех источников, которые вносят основной вклад в наблюдаемую плотность энергии. В расчетах использованы известные пространственно-временные координаты 293 пульсаров [3].

В работе [4] на основе подобной модели была сделана попытка объяснить наблюдаемую плотность энергии и восстановить предысторию космических лучей, используя параметры известных в то время 12 пульсаров.

2. *Модель расчета.* Экспериментально установлено, что спектр космических лучей простирается до энергии $\sim 10^{20}$ эВ. Имеется ряд аргументов в пользу того, что вплоть до энергии $\sim 10^{15}$ эВ космические лучи имеют

галактическое происхождение. В околоземном пространстве плотность энергии галактических космических лучей составляет $w_{\text{эл}} \sim 10^{-12}$ эрг см⁻³ для частиц с энергией $E \geq 10^9$ эВ. в то время как для частиц с $E > 10^{11}$ эВ, $w_{\text{эл}} \sim 10^{-16}$ эрг см⁻³ [1]. Исходя из этого и учитывая, что в интервале 10^9 эВ $\leq E \leq 10^{15}$ эВ нет разких особенностей в энергетическом спектре, химическом составе и анизотропии, под галактическими космическими лучами будем подразумевать частицы с энергиями 10^9 эВ $\leq E \leq 10^{15}$ эВ, для которых диффузионная модель является хорошим приближением при описании движения космических лучей в межзвездной среде.

Далее будем предполагать, что источниками космических лучей являются сверхновые, при этом космические лучи могут ускоряться как непосредственно при взрыве сверхновой, так и в молодой оболочке сверхновой. Поскольку время жизни молодых оболочек сверхновых, в которых могут быть ускорены космические лучи, значительно меньше возраста сверхновых, представляющих интерес, то в этом случае ускорение космических лучей будем считать мгновенным. Возраст сверхновой определяется возрастом пульсара по данным о замедлении вращения пульсара. Если происходит мгновенный точечный взрыв сверхновой на расстоянии r от Земли и распространение образованных частиц в межзвездной среде подчиняется уравнению диффузии, то через время t наблюдаемая плотность энергии космических лучей от данного источника составит

$$W_i(r, t) = W_{\text{СН}} [4\pi Dt_i]^{-3/2} \cdot \exp[-r^2/4Dt_i] \cdot \exp[-t_i/\tau_s], \quad (1)$$

где $W_{\text{СН}}$ — общее энергосодержание во время взрыва в виде космических лучей, $D = 1/3\lambda v$ — коэффициент диффузии, λ — среднее расстояние между магнитными неоднородностями, $v \simeq c$ — скорость частиц, $\tau_s = 3d^2/2\lambda c$ — время жизни космических лучей относительно выхода из области захвата с линейным размером d . Полная плотность энергии от n источников будет $W = \sum_{i=1}^n W_i$. В выражении (1) пренебрегли вкладом ядерных взаимодействий КЛ с межзвездным веществом, так как время жизни КЛ относительно ядерных взаимодействий существенно больше, чем τ_s .

Значения длины свободного пробега λ выбрали, следуя работам [1, 5, 6].

В работе [1], после детального обсуждения имеющихся экспериментальных данных, отмечается, что в галактическом диске коэффициент диффузии должен быть $\sim 10^{27}$ см² с⁻¹ ($\lambda \sim 3.2 \cdot 10^{-2}$ пк). В работе [5], предполагая, что сверхновые, как источники КЛ, имеют случайное пространственное распределение внутри галактического диска с частотой появле-

ния 10^{-2} год $^{-1}$ и используя диффузионную модель, рассчитаны плотность энергии, степень анизотропии и отношение L и M ядер КЛ. Из этих расчетов авторы сделали вывод, что λ — длина свободного пробега диффундирующих частиц должна меняться в пределах 10^{-2} пк $\leq \lambda \leq 10^{-1}$ пк.

Из экспериментально наблюдаемого содержания изотопа ^{10}Be в КЛ в работе [6] для τ_0 в галактическом диске получено значение $\tau_0 = 1.7 \cdot 10^7$ лет, что при $d = 500$ пк соответствует значению $\lambda \sim 7 \cdot 10^{-2}$ пк.

В данной работе расчеты проведены при следующих значениях параметров: $W_{CH} = 10^{51}$ эрг, $d = 500$ пк и $\lambda = 5 \cdot 10^{-2}$ пк. При этих значениях λ и d время удержания КЛ $\tau_0 = 2.45 \cdot 10^7$ лет.

Для выявления источников с координатами (r, t) , которые в настоящей эпохе вносят основной вклад в наблюдаемую плотность энергии КЛ, было решено уравнение $\partial W(r, t)/\partial t = 0$. Для выражения (1) решение этого уравнения относительно t имеет вид:

$$T = 0.25 \tau_0 (-3 + \sqrt{9 + 4r^2/\tau_0 D}). \quad (2)$$

Выражение (2) при определенных значениях τ_0 и D указывает время T , через которое плотность энергии КЛ от данного источника достигает максимума на расстоянии r .

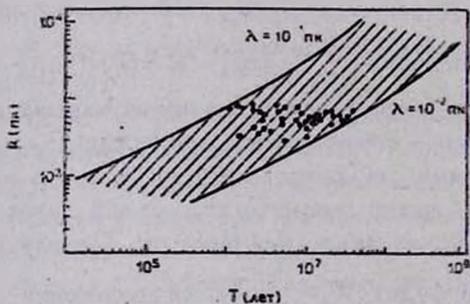


Рис. 1. Зависимость от расстояния времени T , через которое максимальная плотность энергии наблюдается на расстоянии r . Заштрихованная область соответствует интервалу 10^{-2} пк $< \lambda < 10^{-1}$ пк. Точками обозначены источники, вносящие основной вклад в плотность энергии КЛ в настоящей эпохе.

На рис. 1 заштрихованная область указывает $T = T(r)$ зависимость, соответствующую интервалу 10^{-2} пк $\leq \lambda \leq 10^{-1}$ пк.

3. *Обсуждение результатов.* Из вышеупомянутого числа сверхновых отбор тех источников КЛ, которые вносят существенный вклад в наблюдаемую плотность энергии в настоящей эпохе, проводился по двум критериям.

1. Рассматривались только те источники, для которых

$$W_{\max} \geq 10^{-15} \text{ эрг см}^{-3} = 0.1 \cdot \omega_{\text{вк}} (E \geq 10^9 \text{ эВ}) \text{ при } \lambda = 5 \cdot 10^{-2} \text{ пк.}$$

2. Из числа источников, удовлетворяющих первому условию, отбирались те, у которых время жизни t (время, прошедшее после момента взрыва сверхновой) удовлетворяло условию $T_1 \leq t \leq T_2$, где T_1 и T_2 вычисляются согласно выражению (2), соответственно для значений $\lambda = 10^{-1}$ пк и $\lambda = 10^{-2}$ пк при данном расстоянии источника r .

Расчеты показали, что из 293 сверхновых только параметры 39 сверхновых удовлетворяют вышеуказанным двум условиям. На рис. 1 точками обозначены пространственно-временные координаты этих 39 сверхновых. Как видно из рисунка, все источники по расстояниям распределены внутри полосы $0.2 \text{ кпк} \leq r \leq 0.9 \text{ кпк}$, а характеристический возраст этих источников составляет $\sim 1.04 \cdot 10^7$ лет. Расчетная суммарная плотность энергии КЛ от этих сверхновых около Земли составляет $\sim 6.6 \cdot 10^{-13}$ эрг $\text{см}^{-3} = 0.4 \text{ эВ см}^{-3}$. Экспериментально наблюдаемая плотность энергии КЛ около Земли $\sim 0.5 \text{ эВ см}^{-3}$.

В табл. 1 приведены параметры 39 пульсаров, определяющих координаты и время взрыва этих сверхновых, а также значения W_{\max} при $\lambda = 5 \cdot 10^{-2}$ пк.

На рис. 2 приведены проекции 58 источников на плоскость Галактики, для которых $W_{\max} \geq 10^{-15}$ эрг см^{-3} . Точками обозначены координаты вышеупомянутых 39 источников. Кружками отмечены координаты 19 источников, из которых W_{\max} для 10 источников около Земли наблюдалось в прошлом, а для 9 — в будущем. Например, от известной сверхновой в Парусах (PSR 0833—45; $r = 0.5$ кпк, $t = 1.12 \cdot 10^4$ лет) максимальный поток ($W_{\max} = 3.5 \cdot 10^{-14}$ эрг см^{-3}) КЛ достигнет Земли через $T = 6.88 \cdot 10^6$ лет. В связи с этим интересно отметить, что $1.74 \cdot 10^8$ лет и $3.09 \cdot 10^7$ лет назад плотность энергии КЛ около Земли должна была увеличиться соответственно в 5 и 6 раз вследствие взрывов сверхновых, порождающих пульсары PSR 0950+08 и PSR 1929+10. Такое увеличение плотности энергии КЛ могло бы привести к биологическим последствиям, обсужденным в работе [7].

Как видно из рис. 2, все 39 источников вокруг Солнечной системы распределены изотропно, следствием чего может быть наблюдаема низкая анизотропия КЛ при энергиях $E \leq 10^{15}$ эВ. Из приведенных результатов расчета следует, что если диффузное приближение достаточно верно описывает движение КЛ в межзвездном пространстве, то наблюдаемые КЛ имеют локальное происхождение. При этом можно сделать следующие конкретные выводы:

Таблица 1

ПУЛЬСАРЫ, ВНОСЯЩИЕ ОСНОВНОЙ
ВКЛАД В НАБЛЮДАЕМУЮ
ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ

№	PSR	$W_{\max}/10^{-14}$ [эрг см ⁻³]
1	0105+65	0.18
2	0149-16	2.29
3	0203-40	1.82
4	0301+19	0.97
5	0403-76	0.25
6	0450+55	2.12
7	0538-75	0.55
8	0656+14	3.17
9	0823+26	0.39
10	0834+06	2.48
11	0844-35	0.71
12	0853-33	0.85
13	0905-51	0.17
14	0906-17	1.36
15	0640+16	0.31
16	0943+10	0.97
17	1112+50	6.64
18	1237+25	5.99
19	1508+55	0.35
20	1530+27	1.57
21	1530-53	0.55
22	1540-06	0.52
23	1601-52	0.24
24	1612+07	0.24
25	1702-18	0.33
26	1706-16	0.22
27	1747-46	0.52
28	1845-19	1.19
29	1919+21	5.99
30	1946-25	0.16
31	2021+51	0.45
32	2045-16	3.77
33	2048-72	0.58
34	2151-56	1.46
35	2152-31	0.75
36	2315+21	0.39
37	2321-61	0.85
38	2323+63	1.19
39	2327-20	9.16

1. Основной вклад в наблюдаемую плотность энергии КЛ вносят источники, распределенные в области с радиусом $r \leq 0.9$ кпк вокруг Солнечной системы.

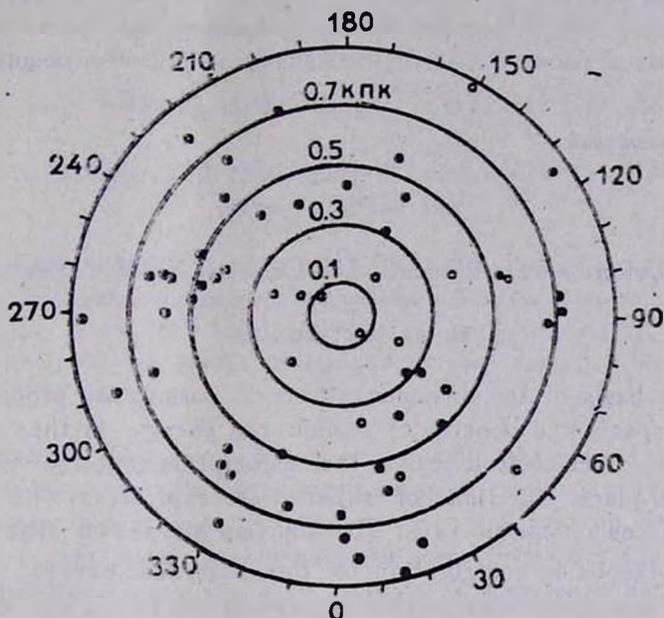


Рис. 2. Проекция на галактическую плоскость источников с $W_{max} > 10^{-15}$ эрг см⁻³. Точками обозначены источники, вносящие основной вклад в плотность энергии КЛ в настоящей эпохе.

2. Время удержания КЛ в этой области составляет $\sim 2.45 \cdot 10^7$ лет.

3. Для обеспечения наблюдаемой плотности энергии КЛ $W_{ex} \sim 10^{-12}$ эрг см⁻³ достаточно, чтобы светимость источников в КЛ была $L_{кл} \sim 10^{38}$ эрг с⁻¹ что на 2 ÷ 3 порядка ниже, чем требуемая светимость источников при галактической модели происхождения КЛ.

Из других предположений к такому выводу пришли также авторы ряда работ. Например, в работе [8], исходя из соображений, связанных со временем жизни КЛ, L/M отношения, низкой анизотропии и спектра электронов высоких энергий, автор пришел к выводу, что низкоэнергичные ($R \leq 10$ ГэВ с⁻¹) частицы, диффундируя, могут дойти до Земли от близких источников ($r \leq 100 \div 300$ пк), а частицы высоких энергий ($R > 10^6$ ГэВ с⁻¹) — от источников с расстояниями $r \leq 1 \div 10$ кпк. В работе [9], основываясь на наблюдательных данных, связанных с 44 OB звездами внутри Пояса Гульда, являющегося также мощным источником

γ излучения, авторы приходят к выводу, что наблюдаемые около Земли КЛ имеют локальный характер (сфера с радиусом ~ 1 кпк, время удержания $\sim 2 \cdot 10^7$ лет).

Автор искренне благодарен Ф. А. Агароняну за ценные замечания и обсуждения, а также Э. А. Мамиджянну за стимулирующий интерес к работе.

Ереванский физический
институт

THE PULSARS AND POSSIBLE LOCAL COSMIC RAY ORIGIN

H. M. MARTIROSIAN

On the basis of the diffusion model of cosmic ray propagation in interstellar space, the density of cosmic ray energy in the circumterrestrial space is calculated under the assumption that the pulsars are indicators of place and time of supernovae explosions which in their turn are sources of cosmic rays. The analysis has shown that the sources making the basic contribution to the observed energy density of cosmic rays are distributed within the radius of $r=0.9$ kpc around the Solar system.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинябурга, Наука, М., 1984.
2. Pulsars: Int. Astr. Union Simp., No. 95, Eds. W. Sieber, R. Wielebinski, Dordrecht а. о. Reidel, 1981.
3. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
4. R. E. Lingenfelter, *Nature*, 224, 1182, 1969.
5. R. Ramaty, D. V. Reames, R. E. Lingenfelter, *Phys. Rev. Lett.*, 24, 913, 1970.
6. M. Garcia-Munoz, G. M. Mason, J. A. Simpson, *Astrophys. J.*, 217, 859, 1977.
7. В. И. Красовский, Н. С. Шкловский, *Докл. АН СССР*, 116, 197, 1957.
8. R. E. Streitmatter, V. K. Balasubrahmanyam, J. F. Ormes, 18-th ICRC, Bangalore, OG 5, 1—9, 183, 1983.
9. M. Cassé, J. A. Paul, *Astrophys. J.*, 237, 236, 1980.

УДК: 524.354.6—43

К ТЕОРИИ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. I

Г. П. АЛОДЖАНЦ, Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН, А. В. САРКИСЯН

Поступила 12 мая 1988

Исследована нейтронная звезда в режиме радиальной аккреции вещества. Показано, что на ее поверхности формируется обогащенная водородом оболочка, на дне которой при плотностях $\rho \approx 3 \cdot 10^7$ г см⁻³ происходит процесс нейтронизации. Образованные на этой глубине нейтроны быстро поглощаются ядрами, при этом выделяется энергия ~ 7 МэВ на частицу.

1. *Введение.* Достаточно точное определение параметров орбит тесных двойных систем, одним из компонентов которых является нейтронная звезда (радиопульсар в двойной системе, рентгеновский пульсар, барстер), вместе с целеустремленными исследованиями всего комплекса явлений в этих объектах позволит найти массы M , радиусы R и моменты инерции I нейтронных звезд. При этом открывается заманчивая возможность проверки теории гравитации в случае чрезвычайно сильных полей, поскольку вычисленные параметры нейтронных звезд чувствительны к изменениям в теории гравитации, положенной в основу расчетов.

Однако ситуация осложняется тем, что параметры нейтронных звезд M , R , I зависят также от принятого уравнения состояния вырожденного звездного вещества. Для разных вариантов уравнения состояния параметры сверхплотных звезд отличаются друг от друга не более чем в два раза [1—3]. Поэтому сопоставление значений параметров, определенных из наблюдений, с их теоретическими значениями в принципе позволит обнаружить радикальные отклонения от теории гравитации Эйнштейна, если они имеются. Исследование тесных двойных систем, содержащих нейтронную звезду, позволит также решить проблему обнаружения гравитационного излучения и проверки известной формулы квадрупольного излучения.

В работе исследовано физическое состояние внешних слоев нейтронной звезды, входящей в состав тесной двойной системы.

2. *Конфигурации нейтронных звезд.* Холодная нейтронная звезда представляет собой самогравитирующее образование из ядерного вещества,

окруженное оболочкой, состоящей из атомных ядер и вырожденного электронного газа (Ae -плазма), играющей роль атмосферы. В сверхплотном ядре плотности $\rho \gg \rho_0 = 2.85 \cdot 10^{14}$ г/см³, поэтому здесь вещество представляет собой сильно вырожденную плазму, состоящую в общем случае из барионов (нуклоны, гипероны, резонансы), мезонов и, возможно, кварков в центральной области (при больших плотностях). Эту сложную фазу вещества будем называть адронной плазмой. Для ее термодинамической стабильности следует допустить также наличие в ней сравнительно небольшой ($\sim 0.1\%$) примеси лептонов.

Масса, радиус и момент инерции сферически-симметрической нейтронной звезды определяются уравнениями [1, 2]

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G(\rho c^2 + P)}{c^2 r (r - 2Gm/c^2)} \left(m + \frac{4\pi r^3 P}{c^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{dJ}{dr} = \frac{8}{3} \pi r^4 \frac{\rho c^2 + P}{c^2 - 2Gm/r} \left(1 - \frac{2GJ}{c^2 r^3} \right) \left(1 - \frac{GJ}{2c^2 r^3} \right),$$

где ρc^2 — плотность энергии сверхплотного вещества, P — его давление, r — радиальная координата, $m(r)$ и $J(r)$ — „накопленная“ масса и „накопленный“ момент инерции звезды, G — гравитационная постоянная, c — скорость света. На поверхности звезды давление $P(R) = 0$, а $m(R)$ и $J(R)$ совпадают соответственно с массой и моментом инерции всей звезды. Для интегрирования (1) необходимо задать зависимость $\rho = \rho(P)$ для сверхплотного вещества. На рис. 1 представлены уравнения состояния Саакяна и Вартаняна [4], Пандарипанде, Бетте, Бейма и Петика [5, 6], а также Григоряна и Саакяна [2] (см. также [3]).

В условиях Ae -плазмы плотность массы в основном определяется атомными ядрами, а давление — электронами. При плотностях выше $2 \cdot 10^8$ г/см³ электронный газ является релятивистским. Начиная с $\rho \approx \approx 3 \cdot 10^7$ г/см³, когда граничная энергия электронов превышает значение $(m_n - m_p) c^2 = 1.29$ МэВ, проявляется, так называемый, эффект нейтронизации, состоящий в том, что с возрастанием плотности в атомных ядрах часть протонов превращается в нейтроны,



Когда граничная энергия электронов достигает ≈ 23 МэВ в плазме появляется свободный нейтронный газ, что обусловлено сильным обогащением атомных ядер нейтронами. В результате образуется Aen -фаза, состоящая из атомных ядер и свободного газа вырожденных электронов и

нейтронов. В основном состоянии плазмы массовое число ядер зависит от плотности: с повышением плотности оно монотонно растет. В *Aep*-фазе (чуть выше порога ее образования) доминирующим является давление нейтронного газа, а в энергию основной вклад вносят атомные ядра и нейтроны. В рамках описанной общей физической картины состояние вырожденной плазмы и ее уравнение состояния исследовались в [1, 4, 5, 7] и других работах.

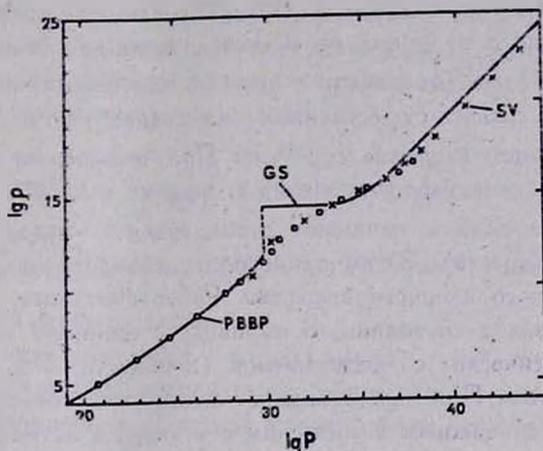


Рис. 1. Уравнения состояния для холодного вырожденного вещества. Сплошная кривая показывает результат Григоряна и Саакяна [2] (кривая "GS"), крестики — уравнение состояния Саакяна и Варганияна [4] (кривая "SV"), кружочки — уравнение состояния Пандерипанде, Бейма, Бете и Петяка [5, 6] (кривая "PBVP").

При плотностях выше ядерной картина довольно сложная. Эта область в приближении идеального газа подробно исследовалась в основополагающих работах [8, 9]. Было показано, что в плазме чуть выше ядерной плотности помимо нуклонов имеются гипероны, барионные резонансы, конденсат π^- -мезонов и лептоны (электрон, μ^- -мезон). Учет ядерных взаимодействий между частицами не изменяет качественной картины, установленной для варианта идеального газа, но вносит заметные изменения в значения порогов стабилизации частиц. Особенно сильно изменяются представления о пионном конденсате. Точный учет роли ядерных взаимодействий при определении концентраций частиц и уравнения состояния — весьма сложная задача. Речь может идти только о приближенном учете этих взаимодействий. Такая задача для реального газа барионов рассматривалась в [1, 4—6] (см. рис. 1) и других работах.

Новый этап в изучении термодинамических свойств вырожденной плазмы был связан с открытием явления пионной конденсации в ядерном

веществе [10—13]. Было показано [14], что при плотностях $\rho_0 \leq \rho \leq 2\rho_0$ в плазме образуется пионный конденсат. Понятно, что в сплошном ядерном веществе всегда имеются виртуальные пионы. Они должны быть термодинамически равновесным компонентом сверхплотного ядерного вещества, поскольку ипускаются и поглощаются нуклонами, которые сами находятся в состоянии равновесия. Более или менее аккуратное определение термодинамических характеристик пионного компонента ядерного вещества теоретическим путем представляет собой сложную задачу. Можно пытаться ее решить, анализируя богатый экспериментальный материал об атомных ядрах (энергия связи и др.). В [15] найдены ковенные данные, свидетельствующие о наличии нескольких мезонов (точнее, излишка π^- -мезонов над π^0 и π^+ -мезонами) в ядрах с массовыми числами $A \geq 200$. Такое допущение вносит существенные изменения в представления об Ae -плазме и ядерном веществе с $\rho \approx \rho_0$. При повышении плотности Ae -плазмы, начиная с некоторого значения ρ , эффект нейтронизации приостанавливается, ядра плазмы начинают заполняться π^- -мезонами вплоть до конца Ae -фазы вещества. Затем происходит скачкообразный переход в состояние сплошного ядерного вещества. Ранее считалось, что оно находится в газообразном состоянии. В варианте с пионным конденсатом мы имеем дело практически с несжимаемой (в области $P \leq 5 \cdot 10^{33}$ эрг/см³) ядерной жидкостью. При еще больших плотностях происходит переход плазмы в фазу со сложным химическим составом, а затем — в кварковую фазу, состоящую из партонов и небольшой примеси лептонов (кривая "GS" на рис. 1).

Сравнивая приведенные три уравнения состояния (см. рис. 1), замечаем, что в области давлений $P < 6.4 \cdot 10^{29}$ эрг/см³ между ними нет существенного различия. В то же время они заметно отличаются в ядерной области плотностей. Здесь имеются два принципиальных момента. Первый состоит в том, что в отличие от двух других уравнений состояния в уравнении "GS" имеется скачок плотности (примерно в 500 раз) при переходе от Ae -плазмы к ядерному веществу, когда давление достигает значения $6.4 \cdot 10^{29}$ эрг/см³. Вторым моментом является то, что уравнение "GS" обладает асимптотикой $P \approx \rho c^3/3$, отражающей факт асимптотической свободы частиц при чрезвычайно больших плотностях. В уравнении "SV" не учтено это обстоятельство и использована асимптотика $P \approx \rho c^2$, следующая из требования $v_s \leq c$ (v_s — скорость звука).

Результаты интегрирования системы уравнений (1) образуют однопараметрическое семейство решений, определяемое давлением в центре звезды $P(0)$. В табл. 1 кроме $P(0)$ и $\rho(0)$ приведены радиусы массы, моменты инерции адронного ядра и нейтронной звезды в целом, а также полное число барнионов N и энергия связи

$$(m_n - M/N) c^2$$

для уравнения состояния Григоряна и Саакяна [2]. Для различных реалистических уравнений состояния параметры нейтронных звезд не сильно отличаются друг от друга (максимальное значение массы нейтронных звезд $1.5 \leq M_{\max} \leq 2.5 M_{\odot}$ [1—3]).

3. *Аккреционный источник энергии.* Рассмотрим нейтронную звезду, находящуюся в режиме непрерывной аккреции вещества от обычной звезды, образующей с ней тесную двойную систему. Захватываемые частицы приходят с достаточно больших по сравнению с радиусом нейтронной звезды расстояний, поэтому в момент соударения с ее поверхностью их кинетическая энергия равна

$$mc^2 \left[\left(1 - \frac{r_g}{R} \right)^{-1/2} - 1 \right] \approx mc^2 \frac{r_g}{2R} \approx \frac{mv_a^2}{2}, \quad (3)$$

где $v_a = \left(\frac{2GM}{R} \right)^{1/2}$ — скорость частицы у самой поверхности, а r_g — гравитационный радиус звезды.

Выясним, что происходит с веществом после его захвата нейтронной звездой. По ходу аккреции непрерывно возрастает полное число барионов, являющееся основным параметром вырожденных звездных конфигураций. При этом соответствующим образом изменяются центральная плотность, масса и радиус конфигурации. Время релаксации для восстановления гидростатического равновесия, нарушаемого в процессе аккреции, определяется скоростью протекания гидродинамических процессов, то есть скоростью звука. Так как в сверхплотном ядре скорость звука чрезвычайно велика, то это время определяется практически *Ae*-оболочкой, скорость звука в которой $v_a \geq 10^8$ см/с, и, следовательно, время восстановления гидростатического равновесия $\tau \sim \frac{R}{v_a} \leq 10^{-2}$ с. Таким образом, по ходу аккреции конфигурация практически все время находится в состоянии гидростатического равновесия.

Более сложным является вопрос химического равновесия. Оно может реализоваться через термоядерные и пикноядерные реакции, а также процессами обратного β -распада (2). Падающая на нейтронную звезду плазма тормозится в сравнительно тонком наружном невырожденном слое. Затем она, сжимаясь под воздействием гравитации, теснит к центру плазму внешних слоев *Ae*-оболочки. В результате, в зависимости от химического состава падающего потока, у нейтронной звезды формируется новый наружный вырожденный слой, обогащенный водородом, гелием и другими легкими элементами.

По данным наблюдений барстеров известно [3, 16], что температура на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды $T \approx 3 \cdot 10^7$. Можно ожидать, что в глубоких слоях *Ae*-оболочки она должна быть заметно выше. В работах [17—20] была предложена и разрабатывалась общепризнанная в настоящее время модель, объясняющая рентгеновские вспышки барстеров термоядерным горением гелия в тонком слое *Ae*-оболочки, где плотность $\rho \approx 10^8$ г/см³, а температура $T \sim 10^9$ (наиболее полный список работ этого направления приведен в обзоре [16]). Согласно этой модели именно термоядерный синтез является тем механизмом, который, в конечном итоге, приводит к образованию ядер с массовыми числами вблизи железного пика и, таким образом, к установлению химического равновесия в аккрецирующей нейтронной звезде.

Однако нам кажется, что в барстерах более эффективным механизмом, регулирующим химический состав, является процесс обратного β -распада протонов (2) с последующим поглощением нейтронов ядрами. Этот канал работает на глубинах с $\rho \gtrsim 3 \cdot 10^7$ г/см³ (считая $A/Z \approx 2$), где граничная энергия электронов $\epsilon_e \geq (m_n - m_p) c^2$. В результате аккреции вещества вокруг нейтронной звезды образуется состоящая в основном из водорода и гелия квазистационарная оболочка. Мы ее будем называть водородной оболочкой. Плотность у дна этой оболочки порядка $3 \cdot 10^7$ г/см³. Ниже этого дна протонов нет — они за время $\sim 10^3$ с превращаются в нейтроны, которые практически мгновенно поглощаются находящимися там ядрами. При этом выделяется энергия, приблизительно равная 7 МэВ на один поглощенный нейтрон. Отметим, что по ходу аккреции непрерывное изменение претерпевает вся нейтронная звезда, включая и ее центральное сверхплотное ядро. Увеличение полного числа барионов в нейтронной звезде сопровождается практически мгновенным возрастанием центральной плотности и числа барионов в центральном ядре. В табл. 1 приведены параметры устойчивых нейтронных конфигураций. $\Delta M = M - M_0$, $\Delta J = J - J_0$, величины с индексом „0“ относятся к адронному ядру. Из табл. 1 видно, что $(M - M_0)/M \sim 10^{-5} \div 10^{-3}$ (M , M_0 — массы звезды и ее адронного ядра), поэтому при аккреции массы *Ae*-оболочки и адронного ядра должны расти в том же отношении, чтобы не нарушалось гидростатическое равновесие. Обмен веществом между сверхплотным ядром и *Ae*-оболочкой, а также установление равновесного химического состава в адронном шаре происходит чрезвычайно быстро (характерные времена барионных превращений $\lesssim 10^{-10}$ с). Заметим, что для строго равновесных конфигураций в силу известного соотношения [1]

$$\frac{dMc^2}{dN} = \mu_n(r) \sqrt{g_{00}(r)} = \text{const.}, \quad (4)$$

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД [2]

$P(0)$ (врг/см ³)	$\rho(0)$ (г/см ³)	R_0 (км)	$10^5 \frac{\Delta M}{M_\odot}$	$10^{-40} \Delta J$ (г см ²)	R (км)	$\frac{M}{M_\odot}$	J (г см ²)	$\frac{N}{N_\odot}$	$m_n c^2 - \frac{M}{N} c^2$ (МэВ)
3.73 E35	1.69 E15	12.02	1.43	4.113	12.23	2.140	2.886 E45	2.550	151.2
1.79 E35	9.77 E14	12.59	1.98	5.886	12.84	2.040	3.028 E45	2.409	144.1
9.84 E34	6.82 E14	12.51	2.53	6.976	12.85	1.760	2.540 E45	2.033	126.2
6.01 E34	5.41 E14	11.98	2.96	7.089	12.41	1.414	1.825 E45	1.592	105.5
3.96 E34	4.65 E14	11.19	3.24	6.478	11.73	1.087	1.196 E45	1.197	86.04
2.77 E34	4.21 E14	10.32	3.36	5.551	10.98	0.818	7.503 E44	0.884	69.67
1.53 E34	3.76 E14	8.67	3.35	3.761	9.615	0.461	2.894 E44	0.485	46.23
1.20 E34	3.63 E14	7.95	3.27	3.074	9.065	0.351	1.832 E44	0.366	38.18
9.58 E33	3.55 E14	7.32	3.18	2.529	8.615	0.270	1.184 E44	0.279	31.88
7.81 E33	3.48 E14	6.76	3.10	2.105	8.262	0.211	7.829 E43	0.217	26.91
6.48 E33	3.43 E14	6.27	3.02	1.777	8.002	0.166	5.295 E43	0.171	22.96
5.45 E33	3.39 E14	5.84	2.95	1.524	7.833	0.133	3.661 E43	0.136	19.79
3.97 E33	3.33 E14	5.11	2.85	1.178	7.779	0.0882	1.846 E43	0.0896	15.05
2.31 E33	3.23 E14	4.05	2.97	0.9229	9.422	0.0428	5.590 E42	0.0433	9.44
1.82 E33	3.19 E14	3.64	3.34	1.088	12.82	0.0309	3.258 E42	0.0311	7.68
1.288 E33	3.136 E14	3.12	23.5	7374	425.9	0.0194	7.522 E43	0.0195	5.78

($\mu_n(r)$ — химический потенциал нейтронов, $g_{00}(r)$ — временной компонент метрического тензора), обмен веществом между *Ae*-оболочкой и центральным адронным сгустком происходит без выделения или поглощения энергии. Итак, после захвата некоторого числа частиц ΔN формируется новая равновесная конфигурация, соответствующая новому числу барионов $N + \Delta N$.

Кинетическая энергия аккреционного потока плазмы выделяется в очень тонком наружном слое при $r \approx R$. С точки зрения наблюдателя, находящегося на поверхности нейтронной звезды, в единицу времени выделяется энергия

$$\frac{dW_R}{dt} = Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-r/R}} - 1 \right), \quad (5)$$

где M — темп аккреции.

На дне водородной оболочки в результате превращения $X \Delta N$ протонов в нейтроны (предполагается, что аккреционный поток состоит из водорода и гелия с массовыми концентрациями $X \approx 0.65$ и $Y \approx 0.35$) и последующего их захвата ядрами выделяется энергия

$$\Delta W_2 = X \Delta N [m_p c^2 + \mu_e(r_2)] - \sum_i \alpha_i \frac{X \Delta N}{A_i} [m_i c^2 + Z_i \mu_e(r_2)],$$

где $\mu_e(r_2) \approx 1.4$ МэВ — граничная энергия электронов при $\rho(r_2) \approx 3 \cdot 10^7$ г/см³, а $\alpha_i(r_2)$ — концентрация ядер с массой m_i на дне $r = r_2$ водородной оболочки, $\sum_i \alpha_i = 1$. Непосредственно под поверхностью $r = r_2$ будут только легкие ядра, такие, как гелий, литий, бериллий, бор и т. д., с примерно одинаковыми энергиями связи. Полагая

$$m_i/A_i \approx m_{\text{He}}/4, \quad Z_i/A_i \approx 0.5, \quad (6)$$

находим энергию, выделяемую в единицу времени в весьма тонком слое вблизи $r \approx r_2$,

$$\frac{dW_2}{dt} \approx \frac{MX}{m_n} \left[m_p c^2 + \frac{1}{2} \mu_e(r_2) - \frac{1}{4} m_{\text{He}} c^2 \right]. \quad (7)$$

Заметим, что наружный слой изолированной, строго равновесной нейтронной звезды состоит из ядер железа. Соотношение (4) здесь выполняется до самой поверхности звезды. Существование легких ядер в верхних слоях *Ae*-оболочки возможно только при наличии непрерывного аккреционного потока и в условиях сильно вырожденного электронного газа жестко ограничено процессами пикноядерных реакций. Так, более или менее продолжительное существование легких ядер (условно будем говорить о ядрах гелия) в *Ae*-плазме возможно только при плотностях $\rho \leq 10^8$ г/см³ [1].

Условие строгого термодинамического равновесия (4) сравнительно точно соблюдается до поверхности $r = r_1$, где $\rho(r_1) \approx 10^8 \text{ г/см}^3$, $\mu_e(r_1) \approx 2 \text{ МэВ}$, $A \approx 64$, $Z \approx 28$.

Итак, по ходу аккреции происходит медленное протекание плазмы через область, обогащенную водородом, на дне которой протоны, превращаясь в нейтроны, поглощаются легкими ядрами. Под этим слоем, в области $r_1 \leq r \leq r_2$ формируется слой плазмы, состоящий из легких ядер (будем называть его гелиевым слоем). Легкие ядра с еще более замедленным темпом протекают через этот слой, пересекают поверхность $r = r_1$ и затем превращаются в шклядерных реакциях в ядра с $A \geq 60$. Разумеется, процесс переноса плазмы с затухающей скоростью продолжается и дальше, вплоть до адронного шара.

При захвате звездой ΔN нуклонов в среднем $\alpha_i \Delta N / A_i$ ядер с параметрами A_i , Z_i пересекают поверхность $r = r_1$, поэтому выделяется энергия

$$\Delta W_1 = \sum_i \alpha_i \frac{\Delta N}{A_i} [m_i c^2 + Z_i \mu_e(r_1)] - \Delta N \mu_n(r_1), \quad (8)$$

где $m_n c^2 - \mu_n(r_1) \approx 8.4 \text{ МэВ}$ для ядер с $A \approx 64$ при $r = r_1$. Имея в виду (6), находим

$$\frac{dW_1}{dt} \approx \frac{\dot{M}}{m_n} \left[\frac{1}{4} m_{\text{He}} c^2 - \mu_n(r_1) + \frac{1}{2} \mu_e(r_1) \right]. \quad (9)$$

Параметры внешних областей A_e -оболочки аккрецирующей нейтронной звезды будут приведены в следующей статье.

Выражаем благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ.

Ереванский государственный
университет
Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

ON THE THEORY OF ACCRETING NEUTRON STARS. I

G. P. ALOJANTS, L. S. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN, A. V. SARKISSIAN

Neutron star in the regime of radial accretion of matter is examined. It has been shown that a shell enriched with hydrogen is formed on its surface, on the bottom of which at densities $\approx 3 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ a process of neutronization takes place. Neutrons, formed at such depth are absorbed quickly by nuclei, releasing energy of 7 Mev per particle.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурация вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, 95, 305, 1983.
3. С. Шапиро, С. Тьюкольский, Черные дыры, белые карлики, нейтронные звезды, Мир, М., 1985.
4. G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian, *Nuovo Cim. Serie X*, 30, 82, 1963.
5. G. Baym, H. A. Bethe, C. J. Pethick, *Nucl. Phys.*, A175, 225, 1971.
6. V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.*, A178, 123, 1971.
7. Р. М. Авакян, А. В. Саркисян, *Астрофизика*, 26, 129, 1987.
8. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 37, 193, 1960; 38, 785, 1961; 38, 1016, 1961.
9. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Проблемы современной космогонии*, 9, 91, 1963.
10. А. Б. Мицгал, *Ж. эксперим. и теор. физ.* 63, 1993, 1972.
11. R. F. Sawyer, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 382, 1972.
12. D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 386, 1972.
13. J. Kogut, J. T. Manassah, *Phys. Letters*, A41, 129, 1972.
14. А. Б. Мицгал, Фермионы и бозоны в скалярных полях, Наука, М., 1978.
15. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *ДАН СССР*, 237, 299, 1977, *Астрофизика*, 13, 463, 1977.
16. P. C. Joss, S. A. Rapport, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 537, 1984.
17. S. E. Woosley, R. E. Taam, *Nature*, 263, 101, 1976.
18. P. C. Joss, *Astrophys. J. Lett.*, 225, L123, 1978.
19. R. K. Wallace, S. E. Woosley, *Astrophys. J.*, 258, 696, 1982.
20. E. V. Ergma, A. V. Tutukov, *Astron. Astrophys.*, 84, 123, 1980.

УДК: 52:531.5

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ И АПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

В. А. АНТОНОВ, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 11 августа 1987

Принята к печати 15 января 1988

Приводятся и анализируются новые точные нелинейные решения в динамике сжимаемой самогравитирующей среды. Решения описывают периодические и апериодические структуры, стационарные в координатной сетке, растягивающейся или сжимающейся вместе с самой средой.

1. *Введение.* Многие задачи астрофизики требуют изучения нелинейных гидродинамических эффектов в самогравитирующей среде. Важными опорными пунктами для такого изучения могли бы служить сравнительно простые точные нелинейные решения уравнений гидродинамики в собственном поле тяжести среды. Особенно интересны решения, в которых одинаково важны нестационарность, неоднородность, градиент давления. Запас решений этого типа пока невелик; один из примеров дан в нашей работе [1]. В данной работе получен и обсуждается ряд новых сходных примеров.

В качестве руководящих соображений при поисках и анализе таких решений может служить то, что в нелинейной волне гравитационная дисперсия «тяжелого звука» способна компенсировать эффект нелинейной генерации гармоник, и потому такая волна может оказаться в определенном смысле стационарной [2, 3]. Ограничиваясь плоской симметрией и ньютоновской постановкой задачи, мы покажем, что возможны нелинейные структуры, стационарные в координатной сетке, растягивающейся или сжимающейся вместе с самой средой. Подобные структуры имеют как периодический, так и апериодический характер.

2. *Исходные уравнения и линейное решение.* Если среда однородна и градиенты давления несущественны, ее изотропная динамика описывается известным решением Фридмана. В наиболее простом случае параболического

ческого расширения (случай сжатия мы далее самостоятельно не рассматриваем, так как он легко получается обращением времени) имеем следующие выражения для плотности, трех компонент скорости и ньютонова потенциала:

$$\begin{aligned} \rho &= (6\pi G t^2)^{-1}, \\ u &= \frac{2}{3} \frac{x}{t}, \quad v = \frac{2}{3} \frac{y}{t}, \quad w = \frac{2}{3} \frac{z}{t}, \\ \Phi &= \frac{1}{9t^2} (x^2 + y^2 + z^2). \end{aligned} \quad (1)$$

Смысл дальнейших выкладок состоит в поисках и рассмотрении решения с плоской геометрией, в котором v и w сохраняют вид (1), а u и ρ не зависят от y и z . Тогда для ρ , u и Φ имеем следующие уравнения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{4\rho}{3t} = 0, \quad (2)$$

т. е. уравнение неразрывности, в котором учтен поперечный разлет,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial x}, \quad (3)$$

т. е. уравнение движения, где p — давление среды,

$$\tilde{\Phi} = \Phi - \frac{y^2 + z^2}{t^2} \quad (4)$$

— часть потенциала, не зависящая от y и z , и, наконец, уравнение Пуассона для этой части потенциала:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Phi}}{\partial x^2} + \frac{4}{9t^2} = 4\pi G \rho. \quad (5)$$

Легко видеть, что в случае волны малой амплитуды, когда допустима линеаризация, уравнения (2)—(5) имеют вид:

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\delta u}{6\pi G t^2} + \frac{2}{3} \frac{x}{t} \delta \rho \right) + \frac{4\delta \rho}{3t} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \delta u}{\partial t} + \frac{2}{3} \frac{x}{t} \frac{\partial \delta u}{\partial x} + \frac{2}{3} \frac{\delta u}{t} = -\frac{c^2}{\rho} \frac{\partial \delta \rho}{\partial x} - \frac{\partial \delta \Phi}{\partial x}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \delta \Phi}{\partial x^2} = 4\pi G \delta \rho. \quad (8)$$

Решение естественно искать в виде:

$$\partial\varphi = f(t) \exp\left(i \frac{kx}{t^{2/3}}\right). \quad (9)$$

Согласно (8) этому $\partial\varphi(t, x)$ соответствует потенциал

$$\partial\Phi = -4\pi G f(t) \left(\frac{t^{2/3}}{k}\right)^2 \exp\left(i \frac{kx}{t^{2/3}}\right). \quad (10)$$

Подстановка в уравнение неразрывности (6) дает:

$$\frac{\partial\delta u}{\partial x} = -4\pi G \left(\frac{3}{2} t^2 \dot{f} + t\dot{f}\right) \exp\left(i \frac{kx}{t^{2/3}}\right). \quad (11)$$

Интегрируя, находим:

$$\delta u = i4\pi G \frac{t^{2/3}}{k} \left(\frac{3}{2} t^2 \dot{f} + t\dot{f}\right) \exp\left(i \frac{kx}{t^{2/3}}\right)$$

(произвольную функцию от t опускаем).

Далее подстановка в уравнение движения приводит к уравнению:

$$\ddot{f} + \frac{16}{3} \frac{1}{t} \dot{f} + 4 \frac{1}{t^2} f = -k^2 \frac{1}{t^{4/3}} c^2 f, \quad (12)$$

где $c = (\partial p / \partial \rho)^{1/2}$ — адиабатическая скорость звука.

Для больших длин волн ($k \ll \frac{1}{ct^{1/3}}$), когда правой частью в (12) можно пренебречь, из (12) получаем известное по работе Лифшица [4] решение:

$$f \sim \begin{cases} t^{-4/3} \\ t^{-3} \end{cases}. \quad (13)$$

Для малых длин волн ($k \gg \frac{1}{ct^{1/3}}$), когда гравитация несущественна,

имеем быстро осциллирующее решение, т. е. обычные звуковые волны.

Принимая адиабатическую зависимость давления от плотности,

$$p = A\rho^\gamma, \quad A = \text{const} > 0, \quad (14)$$

находим, что $c \propto t^{1-\gamma}$. Отсюда следует, что критическое децимально-волновое число в растягивающейся координатной сетке, $k_J = \frac{1}{ct^{1/3}} \propto t^{1-4/3}$, растет со временем при $\gamma > 4/3$ и падает, когда $\gamma < 4/3$. В:

первом случае возмущение с любым k рано или поздно должно оказаться растущим, а во втором — рост возмущения с данным k продолжается ограниченное время и затем сменяется осцилляциями. Выделенное значение показателя адиабаты $\gamma = 4/3$ соответствует случаю, когда любое возмущение неограниченно долго остается либо в области устойчивости ($k > k_f$), либо в области неустойчивости ($k < k_f$), либо все время на границе между этими областями ($k = k_f$). Этот последний случай играет, как оказывается, важную роль в дальнейшем при переходе к нелинейной теории.

3. *Нелинейное решение.* Вернемся к общей нелинейной постановке задачи, сформулированной уравнениями (2)—(5). Учитывая, что поперечное расширение остается невозмущенным,

$$\frac{y}{y_0} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}, \quad \frac{z}{z_0} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}, \quad (15)$$

находим, что сохранение массы отвечает условию:

$$t^{4/3} \int_0^{\zeta} \rho dx = \text{const}, \quad (16)$$

где $\zeta(t)$ — координата вдоль направления x любой частицы, за которой мы следим. Отсюда следует возможность лагранжева описания (более удобного в данном случае, чем эйлерово) при помощи основной функции $x(t, s)$, где s — лагранжева координата частицы; далее $x(t, s)$ отождествляется с ζ . При этом можно принять, что

$$s = t^{4/3} \int_0^x \rho(x, t) dx. \quad (17)$$

При переходе к лагранжевой системе координат, т. е. от t и x к новым переменным t_1, s , имеем:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial s} \rho t^{4/3}; \quad \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t_1} + \frac{4}{3} \frac{s}{t} \frac{\partial u}{\partial s}. \quad (18)$$

Тогда уравнения (2)—(5) принимают вид (далее $t_1 \equiv t$):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{4}{3} \frac{s}{t} \frac{\partial \rho}{\partial s} + \rho t^{4/3} \frac{\partial}{\partial s} (\rho u) + \frac{4\rho}{3t} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{4}{3} \frac{s}{t} \frac{\partial u}{\partial s} + \rho t^{4/3} u \frac{\partial u}{\partial s} = F_G + F_{\text{н}}, \quad (20)$$

$$t^{4/3} \frac{\partial F_G}{\partial s} + \frac{4}{9} \frac{1}{t^2} = -4\pi G \rho, \quad (21)$$

где F_G — напряженность гравитационного поля, F_p — сила давления в расчете на единицу массы:

$$F_p = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial x}{\partial s} \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial x}{\partial s} \frac{\partial (A\rho r)}{\partial s}. \quad (22)$$

Для плотности $\rho(t, s)$ после дифференцирования (17) имеем:

$$\rho = \frac{1}{t^{4/3}} \cdot \frac{1}{\frac{\partial x}{\partial s}}. \quad (23)$$

На основании (23) легко убедиться, что решением уравнения Пуассона (21) является

$$F_G = -4\pi G t^{-4/3} s + \frac{4}{9} \frac{x}{t^2}. \quad (24)$$

Уравнение неразрывности (19) автоматически удовлетворяется, когда выполнено (17). Что же касается уравнения движения (20), то с учетом (22), (24) удобнее придать ему следующую эквивалентную форму:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = \frac{4x}{9t^2} - 4\pi G t^{-4/3} s + \gamma A t^{4/3(1-\gamma)} \frac{\partial^2 x}{\partial s^2} \left(\frac{\partial x}{\partial s} \right)^{-1-\gamma}. \quad (25)$$

При давлении, равном нулю (формально при $A=0$), это уравнение допускает точное нелинейное решение, найденное Зельдовичем [5]:

$$x(t, s) = 6\pi G t^{2/3} s + t^{4/3} \beta_1(s),$$

где $\beta_1(s)$ — произвольная функция. Оно допускает обобщение путем добавления падающей моды [6]:

$$x(t, s) = 6\pi G t^{2/3} s + t^{4/3} \beta_1(s) + t^{-1/3} \beta_2(s),$$

где $\beta_2(s)$ — другая произвольная функция лагранжевой переменной.

Отталкиваясь от этого примера, будем искать решение уравнения (25) с отличным от нуля градиентом давления в классе функций с разделяющимися переменными:

$$x = a(t) b(s). \quad (26)$$

Подставляя это в (25), имеем:

$$\ddot{a}b = \frac{4ab}{9t^2} - 4\pi Gt^{-4/3}s + \gamma At^{4/3(1-\gamma)}a^{-\gamma} \frac{b''}{(b')^{\gamma+1}}. \quad (27)$$

Для существования искомого решения необходима зависимость вида:

$$\frac{b''}{(b')^{\gamma+1}} = C_1 b + C_2 s. \quad (28)$$

Подстановка (28) в (27) дает:

$$\left[\ddot{a} - \frac{4a}{9t^2} - \gamma At^{4/3(1-\gamma)} C_1 a^{-\gamma} \right] b = [-4\pi Gt^{-4/3} + \gamma At^{4/3(1-\gamma)} + \gamma At^{4/3} (1-\gamma) C_2 a^{-\gamma}] s. \quad (29)$$

Если обе скобки не равны нулю, то $b = \text{const} \cdot s$, и мы приходим к невозможному однородному решению. Остается рассмотреть случай обращения обеих скобок в нуль. Для обращения в нуль второй скобки необходимо:

$$a \propto t^{\frac{4(2-\gamma)}{3\gamma}}. \quad (30)$$

Подстановка (30) в первую скобку вместе с требованием обращения ее в нуль показывает, что принятые условия выполняются при некоторых отличных от нуля C_1 и C_2 , если $\gamma = 4/3$. При этом $a = t^{2/3}$. Теперь подстановка $a = t^{2/3}$ в уравнение (27) приводит к уравнению только для $b(s)$:

$$b - 6\pi Gs + 2Ab''(b')^{-7/3} = 0. \quad (31)$$

Для аналитического решения этого уравнения делаем подстановку

$$b = U + 6\pi Gs. \quad (32)$$

Тогда (31) принимает вид:

$$U + 2AU''(U' + 6\pi G)^{-7/3} = 0. \quad (33)$$

Поскольку переменная s не входит в (33) явно, возможно понижение порядка уравнения:

$$U + 2Aq \frac{dq}{dU} (q + 6\pi G)^{-7/3} = 0, \quad (34)$$

$$q = U'.$$

Интегрирование дает:

$$\frac{U^2}{2} + 2A \int q (q + 6\pi G)^{-7/3} dq = 0. \quad (35)$$

Или после взятия интеграла:

$$U = \pm \left[2C_3 - 4A \left\{ -3(q + 6\pi G)^{-1/3} + \frac{9\pi G}{2}(q + 6\pi G)^{-4/3} \right\}^{1/2} \right]. \quad (36)$$

Окончательно имеем:

$$s = -2A \int \frac{(q + 6\pi G)^{-7/3}}{U} dq. \quad (37)$$

Вместе с (32) последнее уравнение определяет параметрическую зависимость между b и s .

Для выяснения характера этой зависимости представим подкоренное выражение из (36) в виде:

$$\frac{U^2}{4A} = \frac{C_3}{2A} + \frac{3}{Q} - \frac{9\pi G}{2Q^4}, \quad (38)$$

где $Q^3 = q + 6\pi G$. Производная от этого выражения положительна при $q < 0$ и отрицательна при $q > 0$. При $Q \rightarrow \infty$ выражение (38) приближается к постоянной величине $C_3/2A$; оно стремится к $-\infty$ при $q \rightarrow -6\pi G$. В зависимости от знака константы C_3 получаем два возможных вида качественной зависимости U^2 от q (см. рис. 1). На рис. 2

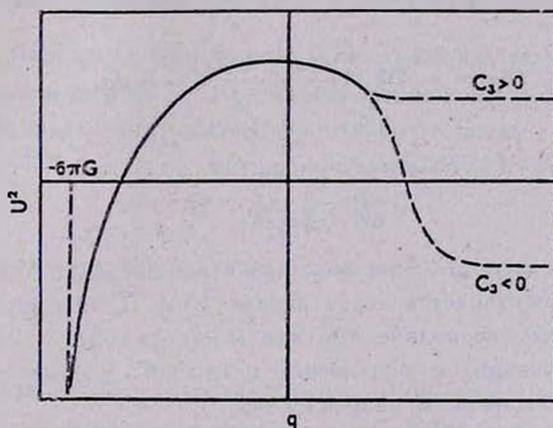


Рис. 1. Качественный вид зависимости U^2 от q

показана зависимость самого U от q в двух вариантах, для $C_3 > 0$ и $C_3 < 0$. Из рисунка видно, что имеется наименьшее возможное значение q , которое отрицательно; оно обозначено как $-q_0$. Если $C_3 \geq 0$, величина U стремится при $q \rightarrow \infty$ к постоянной $\pm \sqrt{2C_3}$. При $C_3 < 0$ имеется максимальное значение q (на рисунке это q_1), при котором, как и при $q = -q_0$, величина U обращается в нуль.

Рассмотрим случаи $C_3 \geq 0$ и $C_3 < 0$ по отдельности. При $C_3 \geq 0$, как видно из (32), (37), переменные s и b стремятся к постоянным пределам при $q \rightarrow \infty$; это означает, что распределение массы в столбике, вырезанном вдоль направления x , ограничено. Так что в этом случае имеем неограниченную по y и z и ограниченную по x конфигурацию в виде плоского слоя, расширяющегося пропорционально $t^{2/3}$ по всем направлениям.

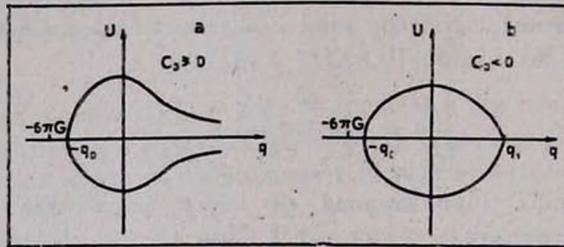


Рис. 2. Качественный вид зависимости U от q .

Для $C_3 < 0$, как видно на рис. 2, при обходе по замкнутой кривой $U(q)$ величина переменной s получает конечное приращение

$$\Delta s = \pm 4A \int_{-q_0}^{q_0} \frac{(q + 6\pi G)^{-7/3}}{U} dq. \quad (39)$$

При этом величина b (s) получает приращение

$$\Delta b = 6\pi G \Delta s.$$

Это означает, что распределение вещества в пространстве вдоль направления x правильно повторяется через период $|\Delta s|$. Таким образом, в этом случае решение дает периодическую вдоль направления x структуру, состоящую из чередующихся разрежений и сжатий, которая в целом изотропно расширяется по всем направлениям.

В обоих случаях, $C_3 \geq 0$, $C_3 < 0$, зависимость плотности от времени вдоль траектории частицы имеет, согласно (23), (30), простой вид:

$$\rho \sim t^{-2}. \quad (40)$$

Стоит рассмотреть вопрос о соответствии такого нелинейного периодического решения линейному приближению, рассмотренному в разделе 2. Как видно из (32), невозмущенное однородное решение получается при $U = 0$. Значит, слабым возмущениям соответствуют малые U :

$$U \ll 6\pi G s. \quad (41)$$

Равномерная малость U означает стягивание кривой на рис. 2 в малый кружок с центром в начале координат. Иначе говоря, в этом случае правая часть уравнения (38) имеет два почти равных друг другу корня, близких к $(6\pi G)^{1/3}$ (при этом $-q_0 - q_1 \rightarrow 0$). В результате несложная линеаризация (33) приводит к

$$U + 2A(6\pi G)^{-7/3}U'' = 0. \quad (42)$$

Решением (42) является периодическая зависимость

$$U \propto \cos \frac{s}{\sqrt{2A(6\pi G)^{-7/3}}}. \quad (43)$$

Характерный период относительно s :

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{2A(6\pi G)^{-7/3}}, \quad (44)$$

или геометрический период — длина волны — относительно b

$$\lambda_b = 2\pi \sqrt{2A(6\pi G)^{-1/3}}. \quad (45)$$

Что же касается временной зависимости возмущения, то она остается той же, что и в общем нелинейном решении (40), т. е. для $\delta\rho$ сохраняется закон $\delta\rho \propto t^{-2}$.

С другой стороны, глядя на уравнение линейной теории (12), видим, что такой зависимости $\delta\rho$ от t отвечает при $\gamma = 4/3$ решение для f с ρ с единственным выделенным значением волнового числа

$$k = k_0 = \sqrt{\frac{1}{2A}(6\pi G)^{1/3}}, \quad (46)$$

что соответствует пространственному периоду (45):

$$\lambda_b = 2\pi \frac{1}{k_0}. \quad (47)$$

Это единственная «точка соприкосновения» нелинейного решения с линейным. Именно k_0 и нужно считать критическим волновым числом: $k_0 = k_J$. При $k = k_0 = k_J$ величина $\delta\rho/\rho$ остается неизменной во времени, тогда как при $k > k_0$ она убывает, а при $k < k_0$ — растет.*

Из этого следуют определенные заключения относительно нелинейной периодической структуры. Как видим, такая структура строится на критической длине волны, или критическом волновом числе $k = k_J$, которое при $\gamma = 4/3$ не зависит от времени*. Нелинейность порождает более вы-

* Последнее не означает, что при немалой амплитуде период точно совпадает с критическим периодом (47).

сокие гармоники, которые из-за дисперсии смещаются по фазе, но это смещение компенсируется в нашем случае непрерывным порождением этих обертонов основной гармоникой. Поэтому в сетке, растягивающейся вместе со средой, имеет место стационарный профиль нелинейной периодической структуры.

Возвращаясь к нелинейному уравнению (29), покажем, что оно допускает решение для иных, чем $\gamma = 4/3$, показателей адиабаты, если константа C_1 обращается в нуль. Это означает, что в таком случае

$$\ddot{a} - \frac{4a}{9t^3} = 0, \quad (48)$$

и тогда с учетом (30) находим, что решение существует при $\gamma = 1$ и $\gamma = 8/3$. Первый, наиболее интересный из этих двух случаев соответствует изотермическому режиму, когда, в частности, скорость звука в среде не меняется со временем. При этом $a \propto t^{4/3}$. При $C_1 = 0$ уравнение (28) упрощается и непосредственно интегрируется:

$$b = - \int \frac{ds}{\frac{1}{2} C_2 s^2 + C_3}. \quad (49)$$

Если C_3 имеет тот же знак, что и C_2 , то допустимы сколь угодно большие значения s , и при $s \rightarrow \infty$ получаем: $\frac{db}{ds} \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow \infty$. Такая расходимость физически неприемлема, и потому нужно считать, что $C_2 > 0$, $C_3 < 0$. В этом случае ρ всюду конечно и притом распределение массы ограничено вдоль направления x значением $s = s_1 = \sqrt{-\frac{2C_3}{C_2}}$. Таким образом, имеем плоскую изотермическую конфигурацию, расширяющуюся по всем направлениям; но в отличие от предыдущих случаев, расширение является анизотропным: по направлению x оно происходит быстрее (пропорционально $t^{4/3}$), чем по направлениям y и z . При этом $\rho \propto t^{-8/3}$.

Что касается профиля структуры, то его легко получить из формул (23) и (42); для плотности находим

$$\rho \propto \left(\operatorname{ch} \frac{x}{x_0} \right)^{-2},$$

что качественно соответствует известному изотермическому решению Власова [7].

Аналогично этому для $\gamma = 8/3$ получаем плоскую ограниченную конфигурацию, расширяющуюся по направлениям y и z , но сжимающуюся по x : $a \propto t^{-1/3}$. Тогда $\rho \propto 1/t$. Это напоминает анизотропное космологическое решение Казнера.

4. *Заключение.* Мы показали, что уравнения гидродинамики для самогравитирующей среды допускают плоские нелинейные решения как в виде периодических, так и в виде ограниченных по x изолированных структур. Эти решения могут указывать асимптотики для более сложных нестационарных процессов, связанных с развитием гравитационной неустойчивости в режиме, когда характерные длины близки к критической длине Джинса. В противоположном случае, когда масштабы много больше длины Джинса, асимптотикой для таких процессов служит, по-видимому, решение Зельдовича, указанное выше (см. также родственное решение в [8]).

Скажем кратко о распространении полученных выше результатов на случаи цилиндрической и сферической симметрии. Принцип расчета остается тем же самым: постоянное значение аргумента S связываем с определенной физической частицей. Сохраняющейся величиной является масса на единицу длины цилиндра или масса внутри сферы, ограниченной данными частицами. Выделенным оказывается снова случай $\gamma = 4/3$, так как при этом возможно разделение переменных, аналогичное (26). Однако уравнения для функции оказываются более сложными и не поддаются простому анализу. Результаты численного исследования в этом случае будут представлены отдельно.

Заметим, что мы пользовались не самой общей из возможных схемой разделения переменных. Следствием этого является, в частности, степенной вид зависимости a от t . Без самогравитации известны и решения с нестепенными функциями $a(t)$ [9]; из рассмотрения таких решений видно, между прочим, что, кроме дисперсии, фактором, препятствующим развитию нелинейности и опрокидыванию волны, может служить общее растекание ограниченной массы газа.

Ленинградский государственный
университет

Ленинградский педагогический
институт им. А. И. Герцена

NON-LINEAR PERIODIC AND APERIODIC STRUCTURES IN
NON-STATIONARY SELF-GRAVITATING MEDIUM

V. A. ANTONOV, A. D. CHERNIN

A set of new exact non-linear solutions in dynamics of compressible self-gravitating medium is presented and analysed. The solutions describe periodic and aperiodic structures which are stationary in the coordinate frame comoving towards the expanding or contracting medium.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, А. Д. Чернин, *Астрон. ж.*, 54, 315, 1977.
2. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, *Введение в космологию*, Наука, М., 1978.
3. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем*, Наука, М., 1976.
4. Е. М. Лифшиц, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 17, 587, 1946.
5. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 119, 1970.
6. А. С. Зенцова, А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 14, 241, 1978.
7. Т. А. А. Власов, *Вестн. МГУ, Мат., мех., астрон.*, № 4, 95, 1957.
8. J. A. Gillmore, P. Goldreich, *Astrophys. J.*, 281, 1, 12, 1984.
9. Н. Х. Ибрагимов, *Группы преобразований в математической физике*, Наука, М., 1983.

УДК: 524:531.5

ОБ ЭНТРОПИИ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Ю. В. БАРЫШЕВ, А. А. РАЙКОВ

Поступила 21 июля 1987

Принята к печати 1 апреля 1988

На основе феноменологической термодинамики открытых систем в рамках полевой теории гравитации получена оценка максимально возможного потока энтропии от самогравитирующей системы $\frac{d_e S}{dt} \sim \frac{k}{\hbar} M c^2$, а также абсолютной величины энтропии, на которую в процессе коллапса может быть повышена энтропия внешнего мира $\Delta_e S \sim \frac{kG}{\hbar c} M^2$. Эти соотношения, в отличие от формулы Бекенштейна—Хоукинга для энтропии черной дыры в общей теории относительности, получены предельным переходом из ньютоновской термодинамики классических самогравитирующих систем.

1. *Введение.* Самогравитирующие системы являются основным объектом изучения в астрофизике. К ним относятся звезды, звездные системы, активные ядра галактик и Вселенная в целом. Хорошо известно, что термодинамика самогравитирующих систем имеет ряд особенностей по сравнению с «лабораторной» термодинамикой, т. е. термодинамикой систем с короткодействующими силами. Последняя существенно опирается на постулат о статистической независимости подсистем [1]. Следствием статистической независимости является аддитивность таких физических величин, как энергия и энтропия системы:

$$E = \int e d^3 r, \quad S = \int s d^3 r, \quad (1)$$

где e и s — плотность энергии и энтропии соответственно.

Соотношения (1) не выполняются для систем, удерживаемых в равновесии собственным гравитационным полем. Тем не менее, и для них можно воспользоваться феноменологическими соотношениями, справедливыми для системы в целом [2]. В настоящей работе сделана попытка получить оценки изменения энтропии самогравитирующих систем в процессе их эволюции, вплоть до релятивистских стадий гравитационного коллапса.

При этом важную роль играет гравитационное излучение как канал потери энергии и энтропии самогравитирующей системой. В дополнение к обычному квадрупольному излучению гравитационных волн мы оцениваем вклад в обмен энергией с внешним миром от монополярного скалярного гравитационного излучения, возможного в полевой теории гравитации (ПТГ) и связанного со сферически-симметричными пульсациями тел [3, 4]. Важно отметить, что рассмотрение скалярного гравитационного излучения позволяет найти решение проблемы распространения гравитационной энтропии Бекенштейна—Хоукинга на классические самогравитирующие системы, не содержащие горизонтов событий. Как показывает анализ, проведенный в работе [5], в рамках общей теории относительности (ОТО) этого сделать не удается.

2. Особенности термодинамики самогравитирующих систем. В самогравитирующих системах энергия взаимодействия достаточно больших подсистем не мала по сравнению с их внутренней энергией $|U_{gr}| \sim W$, и, следовательно, постулат о статистической независимости подсистем использовать нельзя. Именно по этой причине в самогравитирующих системах не выполняются привычные следствия законов «лабораторной» термодинамики. Так, в «предоставленных самим себе» системах происходит рост градиентов температуры и плотности, теплоемкость является отрицательной величиной. Как уже отмечалось, самогравитация приводит к неэкстенсивности основных термодинамических величин, таких, как энергия и энтропия, и к необходимости введения нелокальных, т. е. определяемых для системы в целом, энергии, энтропии, теплоемкости. Так, гравитационная энергия связи пропорциональна квадрату массы системы $U_{gr} \sim -GM^2/R$ и не является экстенсивной величиной, т. е. величиной, пропорциональной числу частиц системы. В квазистационарном состоянии согласно теореме вириала полная энергия $E = W + U_{gr} = -W < 0$, где $W = C_V M T_*$ — тепловая энергия. Нелокальная теплоемкость системы, например звезды как целого, $C_* = dE/dT_* = -C_V M < 0$, является отрицательной величиной. Изменение нелокальной энтропии звезды

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_*(T_*) dT_*/T_* \sim \frac{\Delta E}{T_*} < 0 \quad (2)$$

при возрастании температуры от T_1 до T_2 также отрицательно. Это соотношение относится к системе в целом и не требует того, чтобы S и E были экстенсивны, однако дает определение энтропии системы с точностью до константы, подобно тому, как это делается в «лабораторной» феноменологической термодинамике.

3. *Самогравитирующие системы как открытые системы.* Отличительной особенностью самогравитирующих систем (СС) является не только отсутствие аддитивности энергии и энтропии, но также и принципиальная необходимость рассматривать эволюцию СС как открытых систем, обменивающихся массой-энергией с внешним миром. Согласно Пригожину [6], расширенный вариант второго закона термодинамики, применимый к открытым системам, имеет вид:

$$dS = d_i S + d_e S \quad (3)$$

и означает, что изменение энтропии системы есть сумма потока энтропии, обусловленного обменом энергией с окружающей средой ($d_e S$), и производства энтропии внутри системы ($d_i S$), обусловленного необратимыми процессами. В отличие от $d_i S \geq 0$, величина $d_e S$ может иметь любой знак.

Определение (3) позволяет представить эволюцию как такой процесс, в котором система может достигать состояния с более низкой энтропией по сравнению с начальной

$$\Delta S = \int dS < 0. \quad (4)$$

Сопоставляя (2) с (4) видим, что уменьшение полной энтропии самогравитирующей системы ($dS < 0$) вполне совместимо со вторым законом термодинамики ($d_i S \geq 0$).

В частности, открытые системы могут находиться в, так называемых, стационарных неравновесных состояниях, когда $dS = 0$ и $d_e S = -d_i S < 0$. Для поддержания стационарного неравновесного состояния необходимо непрерывно направлять в систему отрицательный поток энтропии, равный по величине внутреннему производству энтропии.

В рассматриваемом нами случае СС отрицательный поток энтропии в систему обусловлен потерей энергии и энтропии во внешнее пространство. Так, в случае звезды скорость потери энергии системой равна светимости звезды L_* (в пренебрежении звездным ветром), а скорость оттока энтропии во внешнее пространство есть [7]:

$$-\frac{d_e S}{dt} \sim \frac{L_*}{T_\Sigma} \sim 3 \cdot 10^{29} \cdot \frac{L_*/L_\odot}{T_\Sigma/T_{\Sigma\odot}} \text{ (эрг/с К)}, \quad (5)$$

где T_Σ — температура поверхности звезды.

Принципиально важным для физики любых самогравитирующих систем является наличие гравитационного излучения на микроскопическом (тепловое гравитационное излучение) и на макроскопическом (пульсации) уровнях, которое приводит к диссипации энергии из системы.

Аналогично соотношению (5), поток энтропии во внешнее пространство за счет теплового гравитационного излучения составит

$$-\frac{d_e S}{dt} \sim \frac{L_{gp}}{T_{gp}} \sim 10^8 \cdot \frac{L_{gp}/L_{gp\odot}}{T_{gp}/T_{gp\odot}} \text{ (эрг/с К)}, \quad (6)$$

где L_{gp} — «гравитационная» светимость звезды, $L_{gp\odot} \sim 10^{15}$ эрг/с и $T_{gp\odot} \sim 10^7$ К [8].

4. Поток энтропии при пульсациях в самогравитирующих системах. Рассмотрим случай макроскопических пульсаций СС с учетом только гравитационного излучения. В рамках ОТО гравитационное излучение генерируется макроскопическими движениями тел с отличным от нуля квадрупольным моментом системы [9]:

$$L_{gp} \sim \frac{G}{c^5} (\ddot{Q})^2 \sim \varepsilon \frac{G}{c^5} M^2 R^4 t^{-6}, \quad (7)$$

где ε — параметр эллиптичности пульсаций.

В рамках релятивистской тензорной полевой теории гравитации, кроме квадрупольного тензорного излучения, возможно существование скалярных гравитационных волн, порождаемых следом тензора энергии импульса материи, согласно волновому уравнению с источниками

$$\square \Psi(\vec{r}, t) = \kappa \theta(\vec{r}, t),$$

где $\theta = \eta_{ik} \theta^{ik}$ — след тензора энергии-импульса материи θ^{ik} , $\Psi = \eta_{ik} \Psi^{ik}$ — след тензорного гравитационного потенциала Ψ^{ik} .

Монопольное скалярное гравитационное излучение возникает в случае сферически-симметричных пульсаций тел и приводит к потере энергии системой со скоростью [3, 4]:

$$L_{gp} \sim \frac{G}{c^5} (\dot{E}_k)^2 \sim \frac{G}{c^5} M^2 R^4 t^{-6}, \quad (8)$$

где \dot{E}_k — изменение со временем кинетической энергии системы.

Отметим, что выражение (7) совпадает по порядку величины с (8) при $\varepsilon \sim 1$. Однако принципиальным отличием ПТГ от ОТО является наличие гравитационного излучения именно при сферически-симметричных пульсациях.

Вдали от гравитационного радиуса ($R_{\text{вст.}} \gg R_g$) характерное время диссипации возмущающей энергии пульсаций ΔE будет $t \sim \Delta E/L_{gp}$. Это хотя и очень большая, но принципиально конечная величина. При этом возникает избыточный поток энтропии из системы со скоростью:

$$-\frac{d_e S}{dt} \sim \frac{L_{гр}}{T_{гр.изл.}} \quad (9)$$

Подставляя в (9) $L_{гр}$ из (8) и учитывая, что

$$T_{гр. изл.} \sim \frac{h\nu}{k} \sim \frac{h}{k} \cdot \frac{c}{\lambda} \sim \frac{h\nu}{kR}$$

где $\lambda \sim R \cdot c/\nu$, $\nu \sim R/t$, $t \sim R^{3/2}/G^{1/2}M^{1/2}$, получаем

$$-\frac{d_e S}{dt} \sim \frac{kG}{hc} \cdot \frac{M^2 \nu^4}{t \cdot c^4} \sim \frac{k}{h} \cdot \frac{GM^2}{R} \cdot \frac{\nu^5}{c^5} \quad (10)$$

Можно попытаться далее, на основе соотношений (8) и (10), сделать экстраполяцию на случай релятивистских стадий коллапса, когда $\nu \rightarrow c$, $R \rightarrow R_g \sim GM/c^2$, $t \rightarrow R_g/c$.

Хотя на сегодняшний день нет достаточной информации относительно физических процессов, сопровождающих релятивистский коллапс в рамках ПТГ, однако естественно предположить, что тенденция к увеличению потери энергии на гравитационное излучение сохранится. Полная потеря энергии ограничена сверху только предельной величиной исходной энергии системы до коллапса $\sim M_0 c^2$. Это соответствует тому, что на бесконечность в виде гравитационного излучения уходит энергия $\sim M_0 c^2$ — максимально возможная энергия для любого физического тела массы M_0 . Поток энергии из самогравитирующей системы соответствует потоку энтропии в процессе релятивистского коллапса, который можно оценить из соотношения (10). Для $L_{гр} \sim c^5/G$ и $T_{гр.изл.} \sim \frac{h}{k} \frac{c}{R_g} \sim \frac{hc^3}{kGM_0}$ получим:

$$-\frac{d_e S}{dt} \sim \frac{k}{h} \cdot M_0 c^3, \quad (11)$$

что дает верхний предел для потока энтропии от любого физического тела при релятивистском коллапсе. Верхний предел убыва энтропии любой коллапсирующей системы за время $\sim R_g/c$ будет:

$$-\Delta_e S = \alpha \cdot \frac{kG}{hc} M_0^2, \quad (12)$$

где α — константа порядка единицы.

5. *Дискуссия и основные выводы.* Соотношение (12), описывающее предельно возможное изменение энтропии в процессе релятивистского коллапса, внешне похоже на формулу Бекенштейна—Хоукинга для энтропии готовой черной дыры (ЧД) [10]:

$$S = 4\pi \frac{kG}{hc} M_0^2. \quad (13)$$

Принципиальным, однако, является то, что аргументы потери информации о частицах и площади поверхности горизонта ЧД (используемые при выводе (13)) справедливы лишь при наличии готового горизонта событий и неприменимы при рассмотрении классических самогравитирующих систем, находящихся в стадиях эволюции, предшествующих коллапсу в ЧД. В работах [5, 10, 11], отмечается, что в рамках ОТО не удастся найти такой малый параметр классических СС, предельный переход по которому мог бы дать формулу (13). Таким образом, в рамках ОТО не удастся распространить понятие гравитационной энтропии (13) на классические СС, не имеющие горизонтов событий.

В отличие от (13), формула (12) получена предельным переходом по v/c из (10) и определена как для классических СС, так и для релятивистских стадий коллапса СС. Согласно (10) и (12) изменение гравитационной энтропии СС в процессе ее эволюции связано с гравитационным излучением и является естественным продолжением процесса изменения энтропии СС, обусловленного электромагнитным излучением. Можно сказать, что необратимость релятивистского коллапса в полевой теории гравитации связана с повышением энтропии внешнего мира на величину (12), а необратимость релятивистского коллапса в ОТО связана с рождением энтропии черной дыры (13).

Важным следствием полученных соотношений для таких астрофизических СС, как достаточно массивные звезды и ядра галактик, является возможность представления непрерывного процесса эволюции от классических до релятивистских стадий со все возрастающей ролью потерь энергии и энтропии. Хотя детали протекания релятивистского коллапса в рамках ПТГ еще не ясны, все же можно утверждать, опираясь на общность термодинамических законов, что потери энергии и энтропии во внешнее пространство ограничены только величинами $M_0 c^2$ и $\frac{kG}{hc} M_0^2$, соответствующими полному «испарению» самогравитирующей системы массы M_0 .

Авторы выражают благодарность В. Г. Горбачуку, Л. Н. Иванову, Б. А. Мурникову и С. А. Ощепкову за обсуждение работы и ценные замечания.

Ленинградский государственный
университет
Курский институт усовершенствования
учителей

ON THE ENTROPY OF SELF-GRAVITATING SYSTEMS

YU. V. BARYSHEV, A. A. RAIKOV

In the field gravitation theory an estimation formula is found, $\frac{d_* S}{dt} \sim \frac{k}{h} M c^2$, for the maximum entropy flux from a self-gravitating system on the basis of phenomenological thermodynamics of open systems. The amount of entropy by which it may be increased by collapse is $\Delta_* S \sim \frac{kG}{hc} M^2$. In contrast to the Bekenstein-Hawking formula for black hole in general relativity, these formulae are derived from Newtonian thermodynamics of classical self-gravitating systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1975.
2. J. Dunning-Davies, J. Phys. A:Math. and Gen., 16, 3377, 1983.
3. Ю. В. Барышев, В. В. Соколов, Тр. АО ЛГУ, 38, 36, 1983.
4. Ю. В. Барышев, Астрофизика, 18, 93, 1982.
5. P. C. W. Davies, L. H. Ford, D. N. Page, Phys. Rev. D, 34, 1700, 1986.
6. И. Р. Пригожин, От существующего к возникающему, Наука, М., 1985.
7. Ch. Essex, Planet. and Space Sci., 32, 1035, 1984.
8. С. Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1974.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
10. Д. Шама, в сб. «Черные дыры», Мир, М., 1978.
11. Р. Пенроуз, в сб. «Общая теория относительности», Мир, М., 1983.

УДК: 52—64

О НЕКОТОРЫХ АСИМПТОТИКАХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ПЛОСКИХ ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ
ТОЧЕЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Н. Н. РОГОВЦОВ

Поступила 17 июля 1987

Принята к печати 5 января 1988

Получена асимптотика функции Грина на оптической глубине τ_0 однородной полубесконечной среды, имеющей на границе точечный источник. Найдено асимптотическое выражение для интенсивности излучения, пропущенного однородным слоем оптической толщины τ_0 , когда на его первой границе находится точечный источник. Полученные асимптотики справедливы при выполнении условия $(b/\sqrt{\tau_0}) = 0(1)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$, где b — минимальное оптическое расстояние от приемника до нормали к границе среды, проходящей через источник.

1. *Введение.* Из-за относительной простоты структуры асимптотических решений уравнения переноса излучения они представляют значительный интерес для самой теории переноса и ее приложений в астрофизике, гидрооптике, оптике рассеивающих сред. Наиболее подробно к настоящему времени исследованы асимптотические свойства полей излучения для таких ситуаций, когда среда и источники обладают плоскопараллельной симметрией (см., например, [1—13]). Ряд асимптотических решений уравнения переноса для однородных шара и сферической оболочки, содержащих сферически симметричные изотропные источники различных частных типов, найден в работах [1, 13—22]. Асимптотики функций Грина для случая бесконечных однородных сред, в которых находятся изотропные (точечный, линейный) и мононаправленные (точечный, линейный) источники получены соответственно в статьях [21—26] (в [21] найдено и явное выражение для функции Грина). В работах [15—18, 23] предполагалось, что индикатриса рассеяния является сферической. Асимптотические выражения для интенсивностей излучения, выходящего из однородных шара и цилиндра, содержащих соответственно в центре и на оси симметрии точечный и линейный мононаправленные источники, найдены в заметке [26]. В статьях [27, 28] получены асимптотики для потоков излучения в оптически толстых невогнутых рассеивающих средах.

Следует отметить, что значительная часть асимптотик, найденных в указанных выше публикациях, была получена с помощью одной общей идеи, фактически применявшейся в классических работах [1—3]. В общем случае ее можно сформулировать следующим образом: асимптотические решения уравнения переноса для рассеивающих тел некоторой конфигурации возможно находить из выражений типа соотношений инвариантности (или интегральных соотношений) посредством подстановки в них известных асимптотик, входящих в эти выражения величин. При реализации данной идеи наиболее удобно использовать такие соотношения, в которые входят решения относительно просто решаемых канонических задач теории переноса для сред более простой формы по сравнению с конфигурацией исследуемого объекта.

Исследования, выполненные в работах [14, 19—21, 23—26], указывают на то, что в ряде случаев через функции, описывающие асимптотические свойства полей излучения в классических задачах [1—3] о глубинном режиме в полубесконечной среде и о диффузном пропускании оптически толстого слоя при облучении их бесконечно широкими мононаправленными лучками излучения, выражаются асимптотики решений уравнения переноса в шаре и цилиндре.

В данной работе на основе сформулированных выше соображений будет показано, что, когда точечные источники и точки «наблюдения» удалены друг от друга на большое оптическое расстояние и лежат «достаточно близко» (точный смысл, вкладываемый в это понятие будет указан ниже) от некоторой прямой, перпендикулярной к границам полубесконечной среды и плоского слоя, можно найти асимптотики, которые имеют много общего с асимптотическими выражениями, полученными в [1—3] для указанных в предыдущем абзаце классических задач. Полученные в статье результаты можно использовать при проведении расчетов и оценок характеристик полей излучения, сформировавшихся в пылевых туманностях, когда они облучаются излучением звезд (или группы звезд), которые находятся внутри них или за их пределами.

2. *Исходные соотношения.* Для получения асимптотик интенсивностей излучения, выходящего из полубесконечной среды $V_{(0, \infty)}$ и пропущенного оптически толстым слоем при наличии в них соответственно на оптической глубине τ_0 ($\tau_0 \rightarrow \infty$) и на первой границе слоя точечных мононаправленных стационарных источников, можно воспользоваться стационарными аналогами соотношения инвариантности (12) из работы [29]. Оно связывает между собой функцию Грина для бесконечной среды V_{∞} с объемной и поверхностной функциями Грина для тела V , ограниченного произвольной невогнутой поверхностью S (имеются в виду функции Грина нестационарные).

ационарного уравнения переноса). Стационарный аналог этого выражения (схема получения такого рода соотношений изложена в [28, 30]) можно записать в следующем виде:

$$G_*(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*, V) = G_-(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*) + \\ + \frac{1}{\pi} \int_S \int_{\vec{\Omega}_-} dS'' \int_{\vec{\Omega}''} (\vec{n}'' \cdot \vec{\Omega}'') G_-(\vec{\tau}'', \vec{\Omega}'', \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*) P(\dots) d\Omega'' \quad (1)$$

Здесь $G_*(\dots)$ и $G_-(\dots)$ — объемные функции Грина стационарного уравнения переноса, записанного в безразмерных переменных соответственно для V и V_- (при этом V_- должна содержать часть, которая имеет геометрические и оптические характеристики, идентичные реализуемым в V); оптический радиус-вектор $\vec{\tau}^*$ и единичный вектор $\vec{\Omega}^*$ задают положение и направление испускания излучения точечного мононаправленного источника (считаем, что он расположен в $\vec{V}^0 = \setminus V \setminus S$; символ \setminus обозначает операцию разности двух множеств), а $\vec{\tau}$, $\vec{\tau}''$ и $\vec{\Omega}$, $\vec{\Omega}''$ ($|\vec{\Omega}| = |\vec{\Omega}''| = 1$) определяют аналогичные характеристики для точек „наблюдения“ (в (1) считается, что они лежат на S); \vec{n}'' — внешняя нормаль к S в точке, фиксируемой концом оптического радиус-вектора $\vec{\tau}''$ ($|\vec{n}''| = 1$); $\vec{\Omega}_-$ — полусфера, задаваемая условием $(\vec{n}'' \cdot \vec{\Omega}'') < 0$; $P(\dots) = P(\vec{\tau}'', \vec{\Omega}'', \vec{\tau}, \vec{\Omega}, V) = (\pi / (\vec{n} \cdot \vec{\Omega})) G_S(\vec{\tau}'', -\vec{\Omega}'', \vec{\tau}, -\vec{\Omega}, V)$ — обобщенный коэффициент яркости [29] ($G_S(\dots)$ — поверхностная функция Грина для V ; \vec{n} — внешняя нормаль к S в точке, определяемой $\vec{\tau}$ ($|\vec{n}| = 1$)). При записи выражения (1) предполагалось, что вектор $\vec{\Omega}$ удовлетворяет условию $(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) > 0$.

При выводе искомых асимптотик нам фактически понадобятся только два частных варианта соотношения (1). Первый из них нетрудно получить из (1) посредством формальной замены V на $V_{(0, \infty)}$ (границу $V_{(0, \infty)}$ обозначим через S_0). Если предположить, что V_- состоит из двух полупространств (одно из них должно быть чисто поглощающей средой, т. е. в ней $\lambda = 0$, где λ — вероятность выживания кванта) и $V = V_1$ — слой, одна из границ которого совпадает с поверхностью раздела двухслойной среды V_- (другую границу слоя обозначим через S_1), то из (1) найдем второе соотношение. Везде далее будем считать, что $V_{(0, \infty)}$ и V_1 являются однородными средами (будем также дополнительно предполагать, что в первом соотношении

V_- — однородная бесконечная среда). Для записи указанных выше вариантов соотношения (1) в развернутой форме используем прямоугольную декартову систему координат $OXYZ$, в которой будем давать векторы $\vec{\tau}$, $\vec{\tau}''$, $\vec{\tau}^*$ ($\vec{\tau} = (x, y, z)$; $\vec{\tau}'' = (x'', y'', z'')$; $\vec{\tau}^* = (x^*, y^*, z^*)$). Пусть плоскость OXY этой системы совпадает соответственно с S_0 , когда $V = V_{(0, -)}$, и с S_1 (S_1 — первая граница V_1) при $V = V_1$. Будем считать, что направление оси OZ совпадает с направлением внутренней нормали к S_0 или S_1 . Нормированные векторы $\vec{\Omega}$, $\vec{\Omega}^*$, $\vec{\Omega}''$ будем характеризовать косинусами μ , μ^* , μ'' углов, которые $\vec{\Omega}$, $\vec{\Omega}^*$, $\vec{\Omega}''$ образуют с осью OZ , а также соответствующими азимутальными углами φ , φ^* , φ'' . Учитывая сказанное, отмеченные ранее частные случаи соотношения (1) можно представить в таком виде:

$$G_{(0, -)}(x, y, 0; \mu, \varphi; x^*, y^*, z^*; \mu^*, \varphi^*) = G_-(x, y, 0; \mu, \varphi; x^*, y^*, z^*; \mu^*, \varphi^*) -$$

$$- \frac{1}{|\mu|} \int_{S_0} dx'' dy'' \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} G_-(x'', y'', 0; \mu'', \varphi''; x^*, y^*, z^*, \mu^*, \varphi^*) \times$$

$$\times G_S(x'', y'', 0; -\mu'', \varphi'' + \pi; x, y, 0; -\mu, \varphi + \pi; V_{(0, -)}) d\varphi''; \quad (2)$$

$$G_+(x, y, \tau_0; \mu, \varphi; x^*, y^*, 0; \mu^*, \varphi^*; V_1) =$$

$$= G_{(0, -)}(x, y, \tau_0; \mu, \varphi; x^*, y^*, 0; \mu^*, \varphi^*) +$$

$$+ \frac{1}{\mu} \int_{S_1} dx'' dy'' \int_{-1}^0 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} G_{(0, -)}(x'', y'', \tau_0; \mu'', \varphi''; x^*, y^*, 0; \mu^*, \varphi^*) \times$$

$$\times G_S(x'', y'', \tau_0; -\mu'', \varphi'' + \pi; x, y, \tau_0; -\mu, \varphi + \pi; V_1) d\varphi'', \quad (3)$$

где $G_{(0, -)}(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*) = G_{(0, -)}(x, y, z; \mu, \varphi; x^*, y^*, z^*; \mu^*, \varphi^*)$ — функция Грина уравнения переноса излучения для $V_{(0, -)}$; τ_0 — оптическая толщина слоя V_1 . При этом надо считать, что μ удовлетворяет неравенству $\mu < 0$ в выражении (2) и $\mu > 0$ в формуле (3).

Соотношения (2), (3) указывают только на общую связь, существующую между объемными и поверхностными функциями Грина для бесконечной, полубесконечной сред и плоского слоя. Однако, в соответствии с общей идеей, кратко изложенной во введении, для получения в явном виде асимптотик величин $G_{(0, -)}(\dots)$, $G_+(\dots)$ необходима дополнительная содержательная информация об асимптотическом поведении функций $G_-(\dots)$ и $G_{(0, -)}(\dots)$, входящих соответственно в (2) и (3). В качестве

таковой сначала будет использована асимптотика для $G_\infty(\dots)$, найденная в работах [24, 25] различными методами. В следующем разделе на основе (2) и этой асимптотики будет получено асимптотическое выражение для $G_{(0, \infty)}(\dots)$. Оно, в свою очередь, в последнем разделе работы наряду с (3) будет использовано при выводе асимптотического соотношения для $G_*(\dots)$. Теперь выпишем указанную асимптотику для $G_-(\dots)$ в следующем виде [26]:

$$G_-(\vec{\tau}'', \vec{\Omega}'', \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*) = \frac{k \exp(-k|\vec{\tau}'' - \vec{\tau}^*|)}{2\pi^2 M |\vec{\tau}'' - \vec{\tau}^*|} i(\mu_1) i(\mu_2) +$$

$$+ \eta(\vec{\tau}'', \vec{\Omega}'', \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*), \quad \eta(\dots) = q_1 + q_2, \quad (4)$$

$$q_2 = 0 (|\vec{\tau}'' - \vec{\tau}^*|^{-1} \exp(-k|\vec{\tau}'' - \vec{\tau}^*|)),$$

$$|\vec{\tau}'' - \vec{\tau}^*| \rightarrow \infty \quad (0 < \lambda < 1),$$

где k — наименьший неотрицательный корень характеристического уравнения; $i(\dots)$ — глубинное тело яркости (будем считать, что эта

функция нормирована условием $\int_{-1}^1 i(\mu) d\mu = (2/\lambda)$ [3]); $M = 2 \int_{-1}^1 \mu^2(\mu) d\mu$;

μ_1, μ_2 — косинусы углов соответственно между $\vec{\Omega}'', \vec{\Omega}^*$ и направленным отрезком, соединяющим источник с точкой „наблюдения“, определяемой $\vec{\tau}''$; q_1 — обобщенная функция, описывающая прямое и первые кратности рассеянного излучения (ее явный вид приведен в монографии [31]), q_2 — ограниченная функция.

Следует подчеркнуть, что предварительно проинтегрированное по полной единичной сфере Ω (переменной интегрирования является $\vec{\Omega}^*$) соотношение (2) можно использовать для вывода асимптотики

функции Грина $G_{(0, \infty)}(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*) = \int G_{(0, \infty)}(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*) d\Omega^*$, когда

точка „наблюдения“ расположена на границе S_0 среды $V_{(0, \infty)}$, а точечный изотропный источник в глубине полубесконечной среды. При

этом следует воспользоваться асимптотикой функции Грина $G_-(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*) = \int G_-(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*, \vec{\Omega}^*) d\Omega^*$ при $|\vec{\tau} - \vec{\tau}^*| \rightarrow \infty$ для случая бесконечной

однородной среды V_- , содержащей точечный изотропный источник.

Отметим, что наличие точного выражения [21] для $G_-(\vec{\tau}, \vec{\Omega}, \vec{\tau}^*)$ дает

возможность в принципе весьма надежно оценить остаточные члены асимптотики этой величины и других асимптотических выражений, построенных на ее основе. Соотношение же (4) позволяет оценить только порядок остаточных членов искомым асимптотик для функций $G_{(0, \infty)}(\dots)$, $G_*(\dots)$.

3. Асимптотика функции Грина в глубине полубесконечной однородной среды, имеющей на границе точечный мононаправленный источник. Пусть на оптической глубине τ_0 (т. е. $z^* = \tau_0$) полубесконечной среды находится точечный мононаправленный „источник“ вида $\delta(\tau - \tau^*) \times \times \delta(\bar{\Omega} - \bar{\Omega}^*)$ (в отличие от (1)–(3) ограничений на $\bar{\Omega}$ здесь не накладывается). Обозначим через $d = \sqrt{(x - x^*)^2 + (y - y^*)^2}$ минимальное расстояние между источником и нормалью к S_0 , проведенную через точку „наблюдения“ $(x, y, 0)$. Будем предполагать, что величина d удовлетворяет условию $(d/\sqrt{\tau_0}) = o(1)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Найдем с помощью (2) и (4) асимптотическое выражение для функции Грина $G_{(0, \infty)}(\dots)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Для этого выделим область $S_0^* \in S_0$ в виде круга с центром в точке „наблюдения“ и оптическим радиусом, равным τ_1 , для которого выполняется соотношение $(\tau_1/\sqrt{\tau_0}) = o(1)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$ (при этом $\tau_1 \rightarrow \infty$, когда $\tau_0 \rightarrow \infty$). Нетрудно показать, что при сделанных предположениях имеют место следующие асимптотики:

$$|\vec{\tau}'' - \vec{\tau}^*| = \tau_0 + O(\tau_0^{-1}(\tau_1 + d)^2),$$

$$\mu_1 = -\mu'' + O(\tau_0^{-1}(\tau_1 + d)), \tag{5}$$

$$\mu_2 = -\mu^* + O(\tau_0^{-1}(\tau_1 + d)), \quad \tau_0 \rightarrow \infty.$$

В (5) радиус-вектор $\vec{\tau}''$ должен задавать точку на S_0^* , т. е. $z'' = 0$, $\sqrt{(x'' - x)^2 + (y'' - y)^2} \leq \tau_1$. Если теперь представить „поверхностный интеграл“ в выражении (2) в виде суммы „интегралов“ по S_0^* и $S_0 \setminus S_0^*$, то с помощью (4), (5), ряда элементарных преобразований и оценок можно получить такую асимптотическую формулу:

$$G_{(0, \infty)}(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0; \mu^*, \varphi^*) =$$

$$= \frac{k \exp(-k\tau_0)}{2\pi^2 M \tau_0} i(-\mu^*) \left[i(|\mu|) - \frac{1}{|\mu|} \int_{S_0^*} \int dx'' dy'' \int_0^1 \mu'' i(-\mu'') d\mu'' \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^{2\pi} G_S(x'', y'', 0; -\mu'', \varphi'' + \pi; x, y, 0; |\mu|, \varphi + \pi; V_{(0, \infty)}) d\varphi'' \right] +$$

$$+ \eta(\bar{\tau}, \bar{\Omega}, \bar{\tau}^*, \bar{\Omega}^*) + q_3, \quad q_3 = o(\tau_0^{-1} \exp(-k\tau_0)), \quad (6)$$

$$(d/\sqrt{\tau_0}) = o(1), \quad \tau_0 \rightarrow \infty,$$

$$\bar{\tau} = (x, y, 0), \quad \bar{\tau}^* = (x^*, y^*, \tau_0) \quad (0 < \lambda < 1, \mu < 0).$$

При выводе (6) было сделано физически оправданное допущение о непрерывной зависимости функции $i(\mu')$ от аргумента $\mu' \in [-1, 1]$, а также принято во внимание соотношение $(1/|(\bar{n} \cdot \bar{\Omega})|) G_S(\bar{\tau}'', -\bar{\Omega}'', \bar{\tau}, -\bar{\Omega}, V_{(0,-)}) \leq G_-(\bar{\tau}, \bar{\Omega}, \bar{\tau}'', \bar{\Omega}'')$, полученное с учетом принципа взаимности [32]. Нетрудно убедиться в том, что выражение, стоящее в квадратных скобках в (6) равно

$$i(|\mu|) + 2 \int_{-1}^0 \mu'' i(\mu'') \rho_{(0,-)}^0(|\mu''|, |\mu|) d\mu'', \quad (7)$$

где $\rho_{(0,-)}^0(\dots)$ — нулевая азимутальная гармоника коэффициента отражения от полубесконечной среды [3]. Согласно формуле (53) работы [3] соотношение (7) равно $Mu(|\mu|)$, где $u(\dots)$ — коэффициент пропускания полубесконечной среды [3]. С учетом сказанного из (6) находим следующую асимптотику:

$$\begin{aligned} G_{(0,-)}(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0; \mu^*, \varphi^*) = \\ = \tau_1(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0; \mu^*, \varphi^*) + q_3 + \\ + \frac{k \exp(-k\tau_0)}{2\pi^2\tau_0} i(-\mu^*) u(|\mu|), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{d}{\sqrt{\tau_0}} = o(1), \quad \tau_0 \rightarrow \infty \quad (0 < \lambda < 1).$$

Так как согласно принципу взаимности $G_{(0,-)}(\bar{\tau}^*, -\bar{\Omega}^*, \bar{\tau}, -\bar{\Omega}) = G_{(0,-)}(\bar{\tau}, \bar{\Omega}, \bar{\tau}^*, \bar{\Omega}^*)$, то правая часть выражения (8) является также искомой асимптотикой для функции Грина, когда точка „наблюдения“ (теперь она задается вектором $\bar{\tau}^* = (x^*, y^*, \tau_0)$) находится в глубине полубесконечной однородной среды $V_{(0,-)}$, а точечный мононаправленный источник расположен на ее границе в точке $(x, y, 0)$. Заметим, что условие $(d/\sqrt{\tau_0}) = o(1)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$ (см. также аналогичное условие в следующем пункте) придает точный смысл понятию „достаточно близкого расположения“ источника и точки „наблюдения“ от прямой, перпендикулярной S_0 .

Если на оптической глубине τ_0 среды $V_{(0, -)}$ находится точечный изотропный „источник“ $\delta(\vec{\tau} - \vec{\tau}^*)$, то принимая во внимание нормировку функции $i(\dots)$, указанную выше, получим из (8) такое асимптотическое выражение:

$$\begin{aligned} G_{(0, -)}(\vec{\tau}, \Omega, \vec{\tau}^*) &= G_{(0, -)}(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0) = \\ &= \tau_0^*(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0) + q_3^* + \frac{2k \exp(-k\tau_0)}{\lambda\pi\tau_0} u(|\mu|), \quad (9) \\ &\quad \eta^*(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0) = \\ &= \int_{-1}^1 d\mu^* \int_0^{2\pi} \eta(x, y, 0; -|\mu|, \varphi; x^*, y^*, \tau_0; \mu^*, \varphi^*) d\varphi^*, \\ q_3^* &= \int_2^3 q_3 d\Omega^*, \quad \frac{d}{V\tau_0} = o(1), \quad \tau_0 \rightarrow \infty \quad (0 < \lambda < 1). \end{aligned}$$

Заметим, что выражения (9) и (8) формально схожи с асимптотиками, найденными в работах [21, 26] для случая оптически толстого шара, содержащего в центре соответственно точечные изотропный и мононаправленный источники.

Следует отметить работу [33], в которой на основе анализа уравнений для пространственных моментов была найдена асимптотика функции Грина в глубине полубесконечной среды $V_{(0, -)}$, имеющей на границе точечный мононаправленный источник, испускающий излучение в направлении внутренней нормали к ее границе. При этом в [33] делалось предположение о возможности представления поля излучения в глубине $V_{(0, -)}$ на плоскости, параллельной S_0 , в виде двумерного нормального закона распределения. Выражение (8) является обобщением полученной в [33] асимптотики для указанной функции Грина.

4. Асимптотическое выражение для поверхностной функции Грина оптически толстого однородного слоя. Пусть на первой границе S_1 слоя V_1 находится точечный мононаправленный источник, расположенный в точке $(x^*, y^*, 0)$. Точку „наблюдения“ расположим на второй границе S_2 слоя V_1 (т. е. зададим ее вектором $\vec{\tau} = (x, y, \tau_0)$). Будем предполагать, что она лежит внутри круга $S_2^* \in S_2$ с центром в точке (x^*, y^*, τ_0) и радиусом τ_2 , удовлетворяющим условию $(\tau_2/\sqrt{\tau_0}) = o(1)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Если теперь записать „поверхностный интеграл“ в (3) в виде суммы „интегралов“ по S_2^* и $(S_2 \setminus S_2^*)$, принять во внимание асимптотики (4), (8), то с помощью ряда преобразований и оценок можно получить следующее асимптотическое соотношение:

$$\begin{aligned}
 G_*(x, y, \tau_0; |\mu|, \varphi; x^*, y^*, 0; |\mu^*|, \varphi^*; V_1) = \\
 = \frac{k \exp(-k\tau_0)}{2\pi^2\tau_0} u(|\mu^*|) \left[i(|\mu|) + \frac{1}{|\mu|} \int_{S_1} \int dx'' dy'' \int_{-1}^0 \mu'' i(\mu'') d\mu'' \times \right. \\
 \left. \times \int_0^{2\pi} G_S(x'', y'', \tau_0; -\mu'', \varphi'' + \pi; x, y, \tau_0; -|\mu|, \varphi + \pi; V_1) d\varphi'' \right] + \\
 + \eta(x, y, \tau_0; |\mu|, \varphi; x^*, y^*, 0; |\mu^*|, \varphi^*) + q_4, \quad (10) \\
 \frac{d_1}{\sqrt{\tau_0}} = o(1), \quad \tau_0 \rightarrow \infty \quad (0 < \lambda < 1),
 \end{aligned}$$

где $d_1 = \sqrt{(x - x^*)^2 + (y - y^*)^2}$ — минимальное оптическое расстояние между нормальными к границам слоя, [проведенными через источник и точку „наблюдения“; q_4 — ограниченная функция, допускающая такую же оценку, как и величина q_3 . Нетрудно убедиться в том, что выражение в квадратных скобках в (10) равно $2 \int_{-1}^0 \mu'' i(\mu'') \rho_{(0, \tau_0)}^0(|\mu'', |\mu|) \times \times d\mu'' + i(|\mu|)$, где $\rho_{(0, \tau_0)}^0(\dots)$ — нулевая азимутальная гармоника коэффициента отражения для плоскопараллельного слоя оптической толщины τ_0 [3]. Принимая во внимание асимптотику для $\rho_{(0, \tau_0)}^0(\dots)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$ [3] и формулу (53) из монографии [3], соотношение (10), нетрудно преобразовать к виду

$$\begin{aligned}
 G_*(x, y, \tau_0; |\mu|, \varphi; x^*, y^*, 0; |\mu^*|, \varphi^*; V_1) = \\
 = \frac{Mk \exp(-k\tau_0)}{2\pi^2\tau_0} u(|\mu^*|) u(|\mu|) + \\
 + \eta(x, y, \tau_0; |\mu|, \varphi; x^*, y^*, 0; |\mu^*|, \varphi^*) + q_5, \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\frac{d_1}{\sqrt{\tau_0}} = o(1), \quad q_5 = o(\tau_0^{-1} \exp(-k\tau_0)), \quad \tau_0 \rightarrow \infty, \quad (0 < \lambda < 1).$$

С учетом принципа взаимности [32] из (11) в свою очередь находим искомую асимптотику для поверхностной функции Грина

$$\begin{aligned}
 G_S(x^*, y^*, 0; -|\mu^*|, \varphi^* + \pi; x, y, \tau_0; -|\mu|, \varphi + \pi; V_1) = \\
 = |\mu| \frac{Mk \exp(-k\tau_0)}{2\pi^2\tau_0} u(|\mu^*|) u(|\mu|) + \\
 + |\mu| (q_5 + \eta(x, y, \tau_0; |\mu|, \varphi; x^*, y^*, 0; |\mu^*|, \varphi^*)), \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$\frac{d_1}{V\tau_0} = o(1), \quad \tau_0 \rightarrow \infty \quad (0 < \lambda < 1).$$

В отличие от (11) в (12) точка „наблюдения“ (она имеет координаты $(x^*, y^*, 0)$) расположена на S_1 , а место падения бесконечно узкого мононаправленного пучка излучения совпадает с точкой (x, y, τ_0) , лежащей на S_2 .

Заметим, что для получения асимптотических выражений для интенсивности излучения при наличии в $V_{(0, \infty)}$ и V_1 точечных диффузных источников с относительной угловой диаграммой $f(\mu, \varphi)$

$$\left(\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 f(\mu, \varphi) d\mu = 1 \right) \text{ достаточно умножить (8), (11) на } \alpha^2 E_0 f(\mu^*, \varphi^*)$$

(E_0 — мощность источника; α — коэффициент ослабления), а затем проинтегрировать по μ^* , φ^* соответственно по полной единичной сфере и полусфере, задаваемой условиями $0 < \mu^* \leq 1, 0 \leq \varphi^* < 2\pi$.

В статье выявлены некоторые ситуации, для которых угловая структура полей излучения в полубесконечной среде и плоском слое, содержащих точечные источники, полностью определяется функциями $i(\dots)$, $u(\dots)$, введенными в теорию переноса в [1—3] при решении указанных выше классических задач. Подчеркнем, что, когда величина $(\sqrt{(x-x^*)^2 + (y-y^*)^2}/\tau_0)$ не стремится к нулю при $\tau_0 \rightarrow \infty$, зависимости функций Грина от угловых переменных становятся существенно сложнее по сравнению с теми, которые имеют место в полученных в работе асимптотиках.

Белорусский политехнический
институт

ON SOME ASYMPTOTIC FORMULAS OF RADIATION FIELDS IN PLANE UNIFORM MEDIA OBTAINING POINT SOURCES

N. N. ROGOVTSOV

The asymptotic formulae for Green's function in optical depth τ_0 of the semi-infinite medium having on its boundary surface a point source are obtained. When on the first boundary surface of the layer with optical thickness τ_0 a point source is situated, the asymptotic expression for intensity of radiation passing through it is found. The asymptotic formulas obtained are valid if $(b/\sqrt{\tau_0}) = o(1)$ at $\tau_0 \rightarrow \infty$, where b is the minimal optical distance from the receiver to the boundary normal passing through the source.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
2. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТЛ, М., 1956.
3. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
4. Т. А. Гермогенова, Ж. вычисл. мат. и мат. физ., 1, 1001, 1961.
5. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 12, 451, 1976.
6. В. В. Иванов, Е. В. Волков, Уч. зап. ЛГУ, вып. 57, № 400, 3, 1978.
7. В. В. Иванов, Х. Домже, Астрон. ж., 52, 1034, 1975.
8. Т. А. Гермогенова, Н. В. Коновалов, Ж. вычисл. мат. и мат. физ., 14, 928, 1974.
9. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 57, 1277, 1981.
10. О. В. Пикичян, Астрофизика, 18, 351, 1980.
11. А. А. Килбас, Н. Н. Роговцов, Докл. АН БССР, 26, 197, 1982.
12. В. В. Соболев, Астрофизика, 20, 123, 1984.
13. Н. Н. Роговцов, А. М. Самсон, Астрофизика, 23, 163, 1985.
14. В. В. Соболев, Докл. АН СССР, 273, 573, 1983.
15. В. В. Соболев, в сб. «Кинематика и динамика звездных систем и физика межзвездной среды, Алма-Ата, 1965, стр. 285.
16. Д. И. Назирнер, Тр. АО ЛГУ, 22, 66, 1965.
17. Д. И. Назирнер, Астрофизика, 8, 353, 1972.
18. Т. А. Гермогенова, Астрофизика, 2, 251, 1966.
19. А. К. Колесов, Астрофизика, 21, 309, 1984.
20. А. К. Колесов, Астрофизика, 22, 177, 1985.
21. А. К. Колесов, Докл. АН СССР, 272, 53, 1983.
22. Н. Н. Роговцов, Ж. прикл. спектр., 44, 659, 1986.
23. G. E. Hunt, J. Appl. Math., 16, 1255, 1968.
24. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер, Перенос гамма-излучения, М., 1963.
25. Л. С. Долин, в сб. «Оптика моря», М., 1983, стр. 118.
26. Н. Н. Роговцов, Докл. АН БССР, 30, 901, 1986.
27. Н. Н. Роговцов, Докл. АН БССР, 27, 901, 1983.
28. Н. Н. Роговцов, Изв. АН СССР, Физ. атмосферы и океана, 21, 1111, 1985.
29. Н. Н. Роговцов, Ж. прикл. спектр., 35, 1044, 1981.
30. Н. Н. Роговцов, Ж. прикл. спектр., 34, 335, 1981.
31. Т. А. Гермогенова, Локальные свойства решений уравнения переноса, Наука, М., 1986.
32. К. Кейс, П. Цвайфель, Линейная теория переноса, М., 1972.
33. Л. М. Романова, Изв. АН СССР, Физ. атмосферы и океана, 4, 311, 1968.

УДК: 524.86

СИНТЕЗ ЛЕКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОСМОЛОГИЧЕСКИХ
МОДЕЛЯХ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ

Б. В. ВАЙНЕР, В. В. ЧУВЕНКОВ

Поступила 7 апреля 1987

Принята к печати 20 мая 1987

Рассмотрена эволюция ранней Вселенной при наличии в ней массивных нестабильных лептонов и их влияние на синтез легких элементов. Произведен точный численный расчет динамики нуклеосинтеза с учетом изменения хода температурной истории из-за влияния собственной энергии лептонов и генерации дополнительной энтропии при их распаде. Получены ограничения на массу и время жизни этих частиц, а также на величину плотности барионов во Вселенной.

1. *Введение.* После первых подробных расчетов космологического нуклеосинтеза [1—3] стало понятно, что сопоставление результатов этих расчетов с наблюдаемыми распространенностями легких элементов позволяет прояснить физические условия в ранней Вселенной, в первые несколько минут ее расширения. Современные теории элементарных частиц допускают возможность существования тяжелых (с массами 0.001—1 ГэВ) лептонов, которые должны были входить в состав космологического субстрата в период нуклеосинтеза и, следовательно, могли оказывать определенное влияние на выход легких элементов. Характер эволюции Вселенной в присутствии этих частиц рассматривался в ряде работ. В [4] произведены расчеты конечного выхода дейтерия в приближении существования стабильных лептонов и их влияния на ускорение хода космологического расширения. Эффекты, связанные с взаимодействием продуктов их распада (энергичных антинейтрино) с протонным фоном, и соответственное увеличение содержания дейтерия из-за захватов сформировавшихся при этом нейтронов рассмотрены в [5]. Авторы [6] производят оценки влияния этих частиц на ход температуры и рост энтропии, не рассматривая следствий этих процессов для нуклеосинтеза.

В настоящей работе произведен точный расчет содержания легких изотопов для различных значений параметров, характеризующих тяжелые лептоны (масса, время распада, продукты распада). Исследованы три основных эффекта: 1) изменение темпа космологического расширения за

счет вклада этих частиц в общую плотность энергии; 2) рост удельной энтропии при их распаде; 3) непосредственное взаимодействие продуктов распада тяжелых лептонов с нуклонами.

В результате сравнения полученных содержаний легких изотопов (D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$) с их наблюдаемыми распространенностями, с учетом имеющихся представлений об эволюции элементного состава в Галактике, удалось четко выделить область допустимых параметров, характеризующих тяжелые лептоны, сделать вполне определенные заключения о величине плотности барионов во Вселенной.

Статья построена следующим образом: во 2 разделе рассмотрено влияние распадающихся лептонов на характер температурной зависимости в период нуклеосинтеза, произведен расчет конечных концентраций элементов. В 3 разделе сделаны оценки изменения скорости реакций слабого взаимодействия, вызванные продуктами распада массивных лептонов. Точное решение задачи с учетом всех рассмотренных эффектов получено в 4 разделе. В заключение проводится сравнение полученных обилий элементов с наблюдаемыми в настоящее время, приведены ограничения на параметры рассмотренных частиц и величину плотности барионов.

2. Влияние собственной энергии тяжелых лептонов на нуклеосинтез. Проведем расчет динамики синтеза следующих легких элементов: D , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, введя стандартные в этом случае обозначения и используя метод неявной схемы, описанный в [7]. Результаты расчета синтеза элементов в стандартной температурной модели, проведенного для проверки ее работоспособности, дали хорошее согласие с аналогичными результатами при других методах расчета [3].

Далее необходимо учесть влияние на температурную историю тяжелых лептонов ν_N , существовавших в период нуклеосинтеза. Рассмотрим эволюцию Вселенной в предположении наличия таких частиц. Обозначим их массу m_N , а постоянную распада — λ . Предположим, что распадаться они будут в основном по каналам:

$$\nu_N \rightarrow \nu_e + \gamma, \quad \nu_N \rightarrow \nu_e + e^+ + e^-, \quad \nu_N \rightarrow \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e.$$

Так как кривизна пространства k на ранних стадиях эволюции малосущественна, то интервал пространства-времени можно записать в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) (dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

где $R(t)$ — масштабный фактор, c — скорость света.

Система уравнений, позволяющая получить зависимость температуры от времени, состоит из $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ — компоненты уравнений Эйнштейна и след-

ствия тождества Бианки, которые с учетом приближения $k = 0$ записываются соответственно в виде:

$$3 \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = 8\pi G \rho \quad (1)$$

и

$$3 \left(\frac{\dot{K}}{R} \right) = - \frac{\dot{\rho}}{\rho + p/c^2}, \quad (2)$$

где G — гравитационная постоянная, p — давление.

В этом случае для построения температурной истории удобно использовать метод, описанный в [8]. Тогда уравнение для пространственной плотности n_H тяжелых лептонов запишется в виде:

$$\dot{n}_H = -3 \frac{\dot{R}}{R} n_H - \lambda n_H \quad (3)$$

с решением:

$$n_H = N_H \left(\frac{R_d}{R} \right)^3 e^{-\lambda(t-t_d)}, \quad (4)$$

где t_d — есть момент отрыва лептонов от остальных частиц, характеризующийся равенством времени их взаимодействия с космологическим, $R_d = R(t_d)$, $N_H = n_H(t_d)$. Полная плотность массы ν_H при $T < m_H$ запишется как $\rho_H = 2m_H n_H$, где численный коэффициент учитывает наличие у ν_H античастицы.

Далее, подставляя (4) и (2) в (1), а также используя уравнение состояния $p_H = 0$, можно получить уравнение эволюции масштабного фактора:

$$z^{1/2} \dot{z} = 2e^{-z}, \quad (5)$$

где для удобства введены новые переменные:

$$x = \lambda(t - t_d) \text{ и } z = \left(\frac{3\lambda^2}{8\pi G m_H N_H} \right)^{2/3} \left(\frac{R}{R_d} \right)^2. \quad (6)$$

Начальные условия для (5):

$$z_0 = \left(\frac{3\lambda^2}{8\pi G m_H N_H} \right)^{2/3} \text{ и } z'_0 = \frac{2z_0}{\lambda} \left[\frac{8\pi G}{3} \left(\chi \frac{\sigma T_d^4}{c^3} + 2m_H N_H \right) \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь χ — суммарный статистический вес, σ — постоянная Стефана—Больцмана ($\chi = 5.35$ до аннигиляции электрон-позитронных пар и $\chi = 1.68$ после нее)*.

* Мы предполагаем, что число сортов обычных нейтрино во Вселенной $N_\nu = 3$.

Согласно [8], температура в данной модели может быть выражена через решение уравнения (5) (Здесь и далее $T = T/10^9$ К):

$$T = 10^{-9} \left[\left(\frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G/\sigma} \right) \left(\left(\frac{z'}{z} \right)^2 - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{1/4}. \quad (8)$$

Уравнение (8) не имеет аналитического решения, и для точного построения температурной истории Вселенной необходим численный расчет. Поскольку мы интересуемся влиянием ν_H на синтез легких элементов, будем рассматривать частицы с временем жизни $\tau_H > 1$ с. При этом в качестве начальных условий следует использовать значения T и N_H , приведенные в [9]. Значение t_d можно получить, считая ν_H в этот момент стабильными. Тогда система (1), (2), (4) имеет аналитическое решение:

$$t_d = \left(\frac{2\chi^3 \sigma^3}{3\pi G b^4 c^6} \right)^{1/2} \left[1 - \left(1 - \frac{bc^2}{2\chi\sigma T_d} \right) \left(1 + \frac{bc^2}{\chi\sigma T_d} \right)^{1/2} \right], \quad (9)$$

где $b = \frac{2 \cdot 10^{-27} m_H N_H}{T_d^3}$ до момента аннигиляции e^+e^- и $b = \frac{7.3 \cdot 10^{-28} m_H N_H}{T_d^3}$

после нее, что также связано с изменением статистического веса.

Численное решение уравнения (8) с данными начальными условиями приводит к следующим результатам. Вклад массы ν_H в общую плотность энергии ускоряет расширение Вселенной, что вызывает ее более быстрое охлаждение, а следовательно, и более раннее наступление момента закладки. Кривая зависимости $T(t)$ идет несколько ниже, чем в стандартной модели. Затем тяжелые лептоны распадаются, и после термализации продуктов их распада зависимость температуры от времени приближается к стандартной. В расчетах исследовались модели с частицами, имеющими массу $5 \div 100$ МэВ и время жизни $10^2 \div 10^4$ с. Наиболее сильное влияние на ход температурной истории оказывают частицы с массами $\sim 5 \div 10$ МэВ, причем температура держится ниже стандартной тем дольше, чем больше время жизни частиц.

Изменение температурной зависимости необходимо учесть при решении задачи нуклеосинтеза. В данном случае, при расчетах зависимости массовых концентраций элементов от времени производится переход к новому аргументу T , после чего характер их эволюции определяется значением производной $\frac{dT}{dt}$, которая в стандартном случае равна:

$$\frac{dT}{dt} = -CT^3,$$

где постоянная C зависит от числа сортов частиц во Вселенной.

В нашем случае, если считать ν_H полностью стабильными, зависимость для $\frac{dT}{dt}$ следует из (9):

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{стаб.}} = -10^{18} \left[\frac{8\pi G/\sigma}{3c^2} \left(1 + \frac{10^{-9}bc^2}{\lambda\sigma T}\right) \right]^{1/2} T^3. \quad (10)$$

Таблица 1

КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В МОДЕЛЯХ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ С МАССОЙ m_H И ПОСТОЯННОЙ РАСПАДА λ

m_H , МэВ	λ , с ⁻¹	⁴ He	D	³ He	⁷ Li	Ω_b
модель без лептонов		0.253	1.0·10 ⁻⁴	2.9·10 ⁻⁵	2.1·10 ⁻¹⁰	0.05
5	0	0.307	1.1·10 ⁻³	3.0·10 ⁻⁵	8.9·10 ⁻¹⁰	
5	10 ⁻⁴	0.347	2.2·10 ⁻⁵	1.0·10 ⁻⁵	3.2·10 ⁻⁹	
10	10 ⁻⁴	0.313	4.7·10 ⁻⁶	7.5·10 ⁻⁶	9.0·10 ⁻⁹	
50	10 ⁻²	0.256	9.8·10 ⁻⁵	2.9·10 ⁻⁵	2.1·10 ⁻¹⁰	
модель без лептонов		0.220	1.5·10 ⁻³	9.3·10 ⁻⁵	1.0·10 ⁻⁹	0.01
5	10 ⁻⁴	0.283	3.5·10 ⁻⁴	3.1·10 ⁻⁵	2.4·10 ⁻¹⁰	
10	10 ⁻⁴	0.231	2.1·10 ⁻⁴	3.1·10 ⁻⁵	1.6·10 ⁻¹⁰	
50	10 ⁻²	0.221	1.4·10 ⁻³	9.3·10 ⁻⁵	1.0·10 ⁻⁹	
модель без лептонов		0.260	3.6·10 ⁻⁵	1.8·10 ⁻⁵	1.1·10 ⁻⁹	0.1
5	10 ⁻⁴	0.353	4.8·10 ⁻⁶	6.4·10 ⁻⁶	9.9·10 ⁻⁹	
10	10 ⁻⁴	0.329	4.1·10 ⁻⁷	4.8·10 ⁻⁶	1.9·10 ⁻⁸	
50	10 ⁻²	0.263	3.4·10 ⁻⁵	1.7·10 ⁻⁵	1.2·10 ⁻⁹	

Результаты расчетов по данной формуле в модели с $m_H = 5$ МэВ приведены в табл. 1 и обнаруживают хорошее согласие с данными [4]. Однако получить точное аналитическое выражение скорости изменения температуры

$\frac{dT}{dt}$ для нестабильных ν_H невозможно. Поэтому численное значение производной, рассчитанное при решении (8), необходимо аппроксимировать приближенной формулой. Установлено, что наилучшим образом

зависимость $\frac{dT}{dt}$ от температуры описывает функция вида:

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{стаб.}} + AT^{5/2}, \quad (11)$$

где коэффициент A вычислялся в каждом случае (m_H, ν_H) по методу наименьших квадратов.

Как уже отмечалось, целью работы является точный расчет синтеза легких элементов в присутствии тяжелых лептонов с учетом их влияния на изменение температуры и рост энтропии. Но для разделения действий этих эффектов сначала было получено решение без учета изменения энтропии при распадах ν_H . При этом обнаружилось, что их существование увеличивает закалочную концентрацию нейтронов из-за соответствующего сдвига времени закалки. Это приводит к увеличению конечного обилия ${}^4\text{He}$. Если при этом в модели с лептонами, имеющими массу $50 \div 100$ МэВ ($\Omega_b = 0.05$)*, выход гелия не превышает верхней наблюдаемой границы ~ 0.24 , то при $m_H = 5 \div 10$ МэВ гелия получается существенно больше ($0.28 \div 0.30$). Не менее чувствителен к массе лептонов выход дейтерия, причем и здесь наблюдается только его увеличение, которое наиболее сильно при $m_H \sim 5$ МэВ. При этом зависимость конечных концентраций элементов от λ (при использованных значениях $\lambda \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$ с $^{-1}$, что наиболее вероятно, согласно [8, 9]) довольно слабая. Действительно, в этом случае распад происходит при $t \gtrsim 10^3 \div 10^4$ с, когда основные ядерные реакции синтеза практически не идут.

Полученные результаты хорошо согласуются с выводами [4] при рассмотрении стабильных нейтрино. Однако учет только изменения хода температурной истории с распадающимися ν_H не дает полной картины их влияния на ход нуклеосинтеза. При их распадах происходит увеличение удельной энтропии, что также существенно повлияет на выход легких элементов. Этот эффект будет рассмотрен в 4 разделе.

3. Влияние продуктов распада нестабильных лептонов на нуклеосинтез. Предположим, что ν_H распадаются на обычные нейтрино по каналу: $\nu_H \rightarrow \nu_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$ и $\tau_H < 10^2$ с. Произведем оценку изменения скоростей реакций нуклеосинтеза из-за появления продуктов распада ν_H . Относительный выход гелия при этом главным образом зависит от соотношения концентраций протонов и нейтронов, которые превращаются друг в друга вследствие реакций слабого взаимодействия. Изменение скорости этих реакций в присутствии электронных нейтрино можно оценить аналогично тому, как это сделано в [11]:

$$\Delta a = c \sigma_{\nu n} n_\nu,$$

где $\sigma_{\nu n}$ — сечение данной реакции, n_ν — плотность ν_e .

* $\Omega_b = \rho_b / \rho_{cr}$, где $\rho_{cr} = 4.6 \cdot 10^{-30} (H_0/50 \text{ км/с Мпк})^2$, ρ_b — плотность барионов, H_0 — современное значение постоянной Хаббла (везде мы полагаем $H_0 = 50 \text{ км/с Мпк}$).

Согласно [8]:

$$n_\nu = n_H(t_{eq}) \left(1 - e^{-\lambda(t-t_{eq})} \frac{R_{eq}}{R}\right),$$

где

$$t_{eq} = \frac{108}{T_{eq}^2}, \quad T_{eq} = 10^{-9} \frac{bc^2}{\chi_\sigma}.$$

Считая $\frac{\Delta a}{a^*} \ll 1$, скорость реакции можно представить в виде:

$$a = a^* \left(1 + \frac{\Delta a}{a^*}\right), \quad (12)$$

где $a^* \simeq qT^b$, $q = 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-5}$. Тогда сдвиг температуры закалки можно определить, приравняв a скорости космологического расширения:

$$T_0 = T_0^* \left(1 - \xi \frac{\Delta a}{a^*}\right),$$

где T_0^* — температура закалки в стандартной модели, $\xi = 2/7$ в случае, если закалка происходит при доминировании ν_H и $\xi = 1/3$ в противоположном случае.

Отношение массовых концентраций нейтронов и протонов в момент закалки найдется как

$$\frac{X_n}{X_p} = \left(\frac{X_n}{X_p}\right)^* \left[1 + \frac{\Delta a}{a^*} \left(e^{\frac{\Delta mc^2}{kT_0}} - 1 - \xi \frac{\Delta mc^2}{kT_0}\right)\right],$$

где $(X_n/X_p)^*$ — отношение концентраций в стандартной модели.

Оценка для верхней границы обилия гелия имеет вид:

$$Y \leq \frac{2 \left(\frac{X_n}{X_p}\right)}{1 + \left(\frac{X_n}{X_p}\right)}.$$

Для согласования с наблюдениями необходимо, чтобы Y было ≤ 0.25 , тогда, соответственно, $\Delta a/a^* \leq 0.1$, иначе возникает перепроизводство гелия.

Считая в данном случае, что каждое из электронных нейтрино, образующихся при распаде, уносит с собой $1/3$ энергии покоя лептона на ν_H , можно показать, что максимальное $\Delta a/a^* \geq 10^{-2}$ соответствует модели с $m_H = 5 + 10 \text{ МэВ}$ и $\tau_H < 1 \text{ с}$, т. е. оказывать какое-либо влияние на нуклеосинтез, в частности на выход ${}^4\text{He}$, они не могут.

Следует отметить, что продукты распада $\nu_H (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \gamma)$ могут участвовать еще в следующих реакциях [5, 12]:

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+, \quad n + p \rightarrow D + \gamma, \quad {}^4\text{He} + \gamma \rightarrow D + \dots, \quad D + \gamma \rightarrow n + p,$$

происходящих в основном позже: $t > 10^2$ с. Эти реакции в настоящей работе не рассматриваются.

4. *Дополнительная генерация энтропии при распаде ν_H .* Предположим, что массивные лептоны с $\lambda \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$ с $^{-1}$ распадаются по каналам: $\nu_H \rightarrow \nu_e + \gamma$, $\nu_H \rightarrow \nu_e + e^- + e^+$. Тогда энтропия после их распада будет превышать энтропию в период образования элементов. В работе [3] установлено, что существует зависимость выхода гелия от величины удельной энтропии. Так, если число сортов нейтрино во Вселенной равно трем, то хорошей аппроксимацией является:

$$Y = 0.435 - 0.0195 \lg s, \quad (13)$$

где энтропия

$$s = 1.4 \cdot 10^8 \Omega_b^{-1} \left(\frac{T}{2.7K} \right)^3.$$

Относительное увеличение энтропии с учетом распадов ν_H легко получается из (8):

$$\frac{s}{s_d} = \left[\left(\frac{z}{z_d} \right)^2 \left(\frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G \chi_\sigma T_d^4} \right) \left(\left(\frac{z'}{z} \right)^2 - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{3/4}. \quad (14)$$

Используя (13) и (14), можно получить значения s/s_d и оценить относительное увеличение содержания гелия. Результаты представлены в табл. 2, 3. Видно, что верхний предел обилия гелия, $Y \sim 0.25$, значительно превышен, если $m_H \sim 5 \div 10$ МэВ и $\Omega_b = 0.1$. При $m_H = 50 \div 100$ МэВ увеличение концентрации гелия сравнительно мало, но все же лежит выше допустимых пределов. Значение $\Omega_b = 0.05$ не согласуется с наблюдениями в случаях $m_H = 5 \div 10$ МэВ при любых λ и $m_H = 50 \div 100$ МэВ при $\lambda < 10^{-2}$ с $^{-1}$, а $\Omega_b = 0.01$ допускает существование лептонов при $m_H = 50 \div 100$ МэВ с любыми λ , лежащими в рассмотренных нами интервалах. Однако в последнем случае величина Ω_b лежит ниже предела, вытекающего непосредственно из наблюдений видимой материи.

Рассмотрим теперь точное численное решение хода нуклеосинтеза в ранней Вселенной с массивными нестабильными лептонами. Для этого необходимо учесть эффект генерации энтропии и соответствующего измене-

ния при этом характера зависимости плотности барионов от температуры. При этом с учетом (14) получается следующее выражение:

$$\rho_b = h_0 \left(\frac{s_0}{s_d} \right) T_d^3 \left(\frac{z_d}{z} \right)^{3/2}, \quad (15)$$

где $h_0 = \frac{9.26 \cdot 10^4}{s_0}$ — современное значение параметра h , s_0 — удельная энтропия, соответствующая h_0 .

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ РОСТ УДЕЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ ПРИ
РАСПАДАХ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ С МАССОЙ
 m_H И ПОСТОЯННОЙ РАСПАДА λ

$\lambda, \text{с}^{-1}$	$m_H, \text{МэВ}$			
	5	10	50	100
10^{-2}	8.6	7.4	3.0	2.56
10^{-3}	20.4	18.8	4.36	3.0
10^{-4}	68	56.6	8.9	4.5

Таблица 3
КОНЕЧНЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ${}^4\text{He}$, ОБРАЗОВАВШИЕСЯ
С УЧЕТОМ РОСТА ЭНТРОПИИ ПРИ РАСПАДАХ
ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

$\lambda, \text{с}^{-1}$	$m_H, \text{МэВ}$				
	5	10	50	100	Ω_b
10^{-2}	0.255	0.254	0.246	0.245	0.01
10^{-3}	0.262	0.262	0.249	0.246	
10^{-4}	0.272	0.271	0.255	0.249	
10^{-2}	0.269	0.267	0.259	0.258	0.05
10^{-3}	0.276	0.275	0.269	0.264	
10^{-4}	0.286	0.285	0.269	0.264	
10^{-2}	0.274	0.273	0.266	0.264	0.1
10^{-3}	0.282	0.281	0.269	0.265	
10^{-4}	0.292	0.290	0.275	0.269	

Результаты расчетов концентраций легких элементов с учетом всех эффектов представлены на рис. 1 и в табл. 1. Оценки увеличения обилия ${}^4\text{He}$, проведенные ранее, с точностью $\sim 10\%$ согласуются с численным счетом. Весь остальной прирост его конечной концентрации обусловлен изменением хода температурной истории. Конечные содержания других элементов также подвержены влиянию ν_H . Так, наблюдается значительное

уменьшение концентрации p , увеличение выхода ${}^7\text{Li}$. Сравнительно мало изменяется конечное обилие дейтерия. Это связано с одновременным действием двух противоположных эффектов: его увеличения из-за более быстрого падения температуры со временем (уменьшается длительность фазы выгорания) и уменьшения из-за более высокой ν_{β} , что связано с меньшей, чем в настоящее время, удельной энтропией.

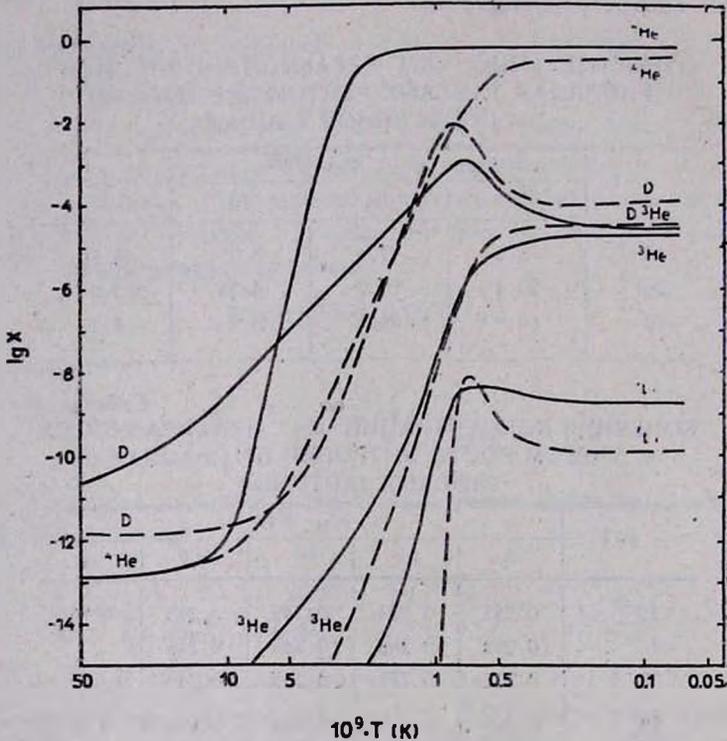


Рис. 1. Зависимость концентраций легких элементов от температуры в модели с массивными нестабильными лептонами с массой 5 МэВ и временем жизни 10^4 с (сплошные линии). Пунктиром показано изменение концентраций элементов в модели без лептонов. ($\Omega_b = 0.05$).

5. **Заключение.** Рассмотрим основные полученные результаты. Учитывая только реакции продуктов распада ν_N с первичным протон-нейтронным фоном, можно ограничить время их жизни снизу величиной $\tau_N > 1$ с, иначе возникает некоторый избыток ${}^4\text{He}$. Этот эффект сравнительно слабо зависит от массы лептонов. Верхние ограничения на τ_N получаются из рассмотрения влияния ν_N на нуклеосинтез через изменение зависимостей температуры и энтропии. Все это вызывает только рост обилия ${}^4\text{He}$, и поэтому он является хорошим индикатором параметров ν_N . Так, при $\lambda \ll$

$\langle 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $\Omega_b = 0.05$ при любой m_H его конечная концентрация $Y \rangle > 0.255$, что не согласуется с наблюдениями. Отсюда следует верхнее ограничение $\tau_H < 10^3$ с. В исследованном интервале масс это не противоречит ранее полученным выводам [4, 8]. Рассмотрим теперь зависимость степени влияния на нуклеосинтез от массы тяжелых лептонов. Как можно видеть, сильнее всего она проявляется в ускорении хода температуры и генерации энтропии. Учитывая рост обилия гелия, можно заключить, что наблюдательным данным не противоречит существование лептонов с массой $50 \div 100$ МэВ. При этом конечное обилие ${}^4\text{He}$ не превышает верхней наблюдаемой границы $Y = 0.25$ и при $\Omega_b = 0.05$. Если же $m_H = 5 + 10$ МэВ, то гелия получается существенно больше, и для приведения его в соответствие с наблюдениями приходится предположить, что $\Omega_b \leq 0.01$ и $\lambda > 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Следующие отсюда противоречия с оценкой Ω_b по массе видимой материи позволяют утверждать, что наличие лептонов с массой $5 \div 10$ МэВ и $\lambda < 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ в период нуклеосинтеза невозможно.

Несколько иначе зависит от рассмотренных эффектов конечный выход дейтерия. При учете влияния массы ν_H только на температурную зависимость получается его относительное увеличение из-за сдвига времени закали. Оно наиболее отчетливо выражено в случае с $m_H = 5$ МэВ и $\lambda = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, при этом выход дейтерия составляет $\sim 10^{-3}$ ($\Omega_b = 0.05$), что хорошо согласуется с результатами [4]. Но учет распадов ν_H неизбежно приводит к дополнительной генерации энтропии, не учтенной в [4]. Это вызывает противоположное следствие: уменьшение обилия дейтерия из-за его разрушения при относительно более высокой ρ_b , чем в случае без распадов. Сложение этих двух эффектов приводит к тому, что конечное обилие дейтерия оказывается малочувствительным к параметрам ν_H и находится в пределах $10^{-5} \div 10^{-4}$. Выходы ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ также слабо зависят от присутствия ν_H и их параметров.

Поэтому можно заключить, что при $\Omega_b = 0.05$ наблюдениям не противоречит наличие в ранней Вселенной массивных нестабильных лептонов с массой $50 \div 100$ МэВ и временем жизни $10^2 \div 10^3$ с. При $\tau_H < 10^3$ с m_H может быть и $\sim 5 \div 10$ МэВ. Если же $\Omega_b = 0.01$, то возможно существование ν_H с массой $5 \div 50$ МэВ при $\tau_H < 10^3$ с и с массой $50 \div 100$ МэВ при $\tau_H < 10^4$ с. Значение $\Omega_b = 0.1$ приводит к значительным противоречиям с наблюдениями при любых параметрах ν_H , лежащих в рассмотренных пределах.

SYNTHESIS OF THE LIGHT ELEMENTS IN THE COSMOLOGICAL MODELS WITH UNSTABLE LEPTONS

B. V. VAINER, V. V. CHUVENKOV

The evolution of early Universe with massive unstable leptons and their influence on the synthesis of light elements is considered. Exact numerical computation of the nucleosynthesis, taking into account the change of temperature history and the entropy generation, is made. The restrictions on the mass and lifetime of these particles and baryon density in the Universe are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.*, 148, 3, 1967.
2. R. V. Wagoner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 18, 247, 1969.
3. R. V. Wagoner, *Astrophys. J.*, 179, 343, 1973.
4. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, R. V. Wagoner, *Phys. Rev., Ser. D*, 17, 1529, 1978.
5. R. J. Sherrer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 359, 1984.
6. R. J. Sherrer, M. S. Turner, *Phys. Rev., Ser. D*, 31, 681, 1985.
7. Б. В. Вайнер, О. В. Дрыжакова, В. Л. Загускин, А. С. Марочник, Л. И. Ревницкий, *Астрон. ж.*, 55, 3, 1978.
8. Г. В. Вайнер, Ю. А. Шекинов, М. Б. Энгель, *Астрофизика*, 23, 621, 1985.
9. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, *Astrophys. J.*, 221, 327, 1978.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
11. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, *Письма в Астрон. ж.*, 3, 147, 1977.
12. D. Lindley, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 188, 15p, 1979.

УДК: 524.316.01/02—355—16

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ Тс II

А. С. БАХТИЯРОВ

Поступила 30 июня 1987

Принята к печати 15 января 1988

Энергетический спектр Тс II рассчитан в предположении одноконфигурационного приближения Хартри—Фока и обобщенной LS-связи. Рассмотрены конфигурации $4d^5 5s$, $4d^6$, $4d^5 5p$, $4d^4 5s^2$ и $4d^4 5s 5p$. Силы осцилляторов получены с использованием нерелятивистских операторов дипольного перехода как в форме «длины», так и в форме «скорости». Теоретический спектр и силы осцилляторов рассматриваются в сравнении с уровнями и интенсивностями линий классифицированного лабораторного спектра Тс II.

1. *Введение.* Линии Тс I впервые были отождествлены [1] в спектрах гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов. Обнаружение нестабильного элемента Тс (время жизни $\sim 2 \cdot 10^5$ лет) в атмосферах звезд явилось значительным аргументом, подтверждающим, что синтез тяжелых элементов происходит в звездах. И если этот синтез происходит в недрах звезд, должен существовать эффективный механизм перемещения вещества недр с атмосферой за время 10^5 лет.

К настоящему времени выделена группа звезд (~ 45) [2—4], названных Тс-звездами, в спектрах которых обнаружены резонансные и субординатные линии Тс I.

В работе [5] была выдвинута гипотеза о возможности отождествления линий Тс II со спектральными особенностями солнечного спектра. Попытка такого отождествления в [6, 7] не увенчалась успехом.

Как было показано в работах [8, 9], для обнаружения Тс в атмосфере Солнца наиболее предпочтительными являются линии переходов между высоковозбужденными уровнями Тс I. Четыре линии Тс I из списка [8, 9] были отождествлены и сделана оценка содержания Тс в атмосфере Солнца ($\lg N_{\text{Тс}} = 1.4 \text{ dex}$ в шкале $\lg N_{\text{H}} = 12 \text{ dex}$) [10]. В работе [11] определено, что содержание Тс в атмосфере Солнца не превышает — 0.6 dex.

Повышенное содержание тяжелых элементов и принадлежность к классам гигантов и сверхгигантов является характерной особенностью звезд с линиями Тс I в спектрах. Эти характеристики могут служить критерием отбора объектов для поиска Тс в атмосферах звезд более ранних спектральных классов. Линии Тс II и их радиационные параметры будут необходимым инструментом такого поиска.

Спектр линий Тс II впервые был получен Метгерсом и Скрибнером [12]. Исследование этих авторов позволило произвести классификацию 10 линий, берущих начало с термов 7S и 5S конфигураций $4d^5 5s$. В работе [13] был идентифицирован первый возбужденный терм 5D конфигурации $4d^6$. При исследовании спектра искрового разряда в области длин волн от 2054 Å до 6673 Å [14] спектру Тс II приписано 1200 линий.

Наиболее полный список отождествленных термов представлен в [15]. Абсолютные значения энергии термов a^5G , z^5G^o , z^5H^o и z^5F^o содержат неопределенную аддитивную поправку „ x “. Величина поправки определяется точностью выбранного значения энергии уровня в [15] $E(^6G_0) = 24000.00 \text{ см}^{-1}$, а в [16] $E(^6G_0) = 21050 \text{ см}^{-1}$. К настоящему времени из 1200 линий Тс II классифицированы 50.

2. Теоретический расчет спектра Тс II. Энергетический спектр Тс II был рассчитан в предположении одноконфигурационного приближения (ОКП) и обобщенной LS -связи для пяти конфигураций $4d^5 5s$, $4d^6$, $4d^4 5p$, $4d^4 5s^2$ и $4d^4 5s 5p$.

В предположении ОКП волновая функция многоэлектронного иона для каждой конфигурации электронов представляется в виде антисимметризованной суперпозиции одноэлектронных волновых функций. Система дифференциальных уравнений Хартри—Фока, определяющих радиальные части одноэлектронных волновых функций, решалась численно, методом итераций.

На основе полученных радиальных волновых функций строились многотермные волновые функции с определенным полным моментом J , как линейные суперпозиции волновых функций со всеми возможными в данной конфигурации орбитальными и спиновыми моментами L и S . Энергетический спектр определялся в результате диагонализации матрицы энергии взаимодействия (электростатического и спин-орбитального) электронов. Алгоритмы метода расчета и описание программ представлены в [17, 18].

В табл. 1 приведено сравнение результатов расчета с измеренным энергетическим спектром Тс II. В целом ОКП правильно отражает поведение лабораторного спектра Тс II (последовательность термов и относительное расположение уровней термов). Средняя абсолютная погрешность $E_{\text{окп}}$, без учета величины аддитивной поправки „ x “ составляет 3000 см^{-1} .

Таблица 1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР Тс II

Конфигур.	Терм	J	$E_{\text{экс}} (\text{см}^{-1})$	$E_{\text{онп}} (\text{см}^{-1})$	$\frac{\Delta E = E_{\text{экс}} - E_{\text{онп}} }{E_{\text{экс}}}$	$\frac{\partial E_{\text{экс}}}{\partial E_{\text{экс}}} \frac{\Delta E}{E_{\text{экс}}}$ (%)	Коэффициенты разложения многотерм. волнов. функции
1	2	3	4	5	6	7	8
$4d^5 (^6S) 5s$	a^1S	3	0.0	0.0	—	—	100 1S
$4d^6$	a^5D	4	3461.27	5621	2200	62	100 5D
		3	4217.17	6460	2200	53	100 5D
		2	4669.22	6998	2300	50	100 5D
		1	4961.14	7340	2400	48	100 5D
		0	5100.01	7506	2400	47	100 5D
$4d^5 (^6S) 5s$	a^5S	2	12617.20	14609	2000	16	100 5S
$4d^5 (^4G) 5s$	a^5G	2	$23838.39 + x$	26174	2300	10	99 5G
		3	$23917.17 + x$	26237	2300	10	100 5G
		4	$23978.75 + x$	26298	2300	10	100 5G
		5	$24024.80 + x$	26329	2300	10	99 5G
		6	$24000.00 + x$	23305	2300	10	100 5G
		$4d^5 (^6S) 5p$	x^1P^0	2	37767.21	32171	5600
3	38302.80	32527		5800	15	99 1P	
4	39308.38	33093		6200	16	100 1P	
$4d^5 (^6S) 5p$	x^5P^0	3	43500.97	39806	3400	9	98 5P
		2	43741.33	40050	3700	8	98 5P
		1	43905.00	40235	3700	8	98 5P

1	2	3	4	5	6
$4d^5 (^4G) 5p$	z^5G^0	2	$59034.69+x$	56133	2900
		3	$59227.75+x$	56223	3000
		4	$59412.20+x$	56324	3100
		5	$59581.18+x$	56428	3200
		6	$59757.65+x$	56536	3200
$4d^5 (^4G) 5p$	z^5H^0	3	$60535.64+x$	57230	3900
		4	$60594.78+x$	57518	3000
		5	$61243.52+x$	57800	3400
		6	$61716.05+x$	58035	3700
		7	$61940.66+x$	58172	3800
$4d^5 (^4G) 5p$	z^5F^0	1	$60707.68+x$	59032	1700
		2	$61029.24+x$	59355	1700
		3	$61347.68+x$	59739	1600
		4	$61419.15+x$	58861	2600
		5	$61803.08+x$	58831	3000

Таблица 1 (окончание)

7	8
5	$94 {}^5G - 17 {}^5G ({}^4F) + 15 {}^3F ({}^4G)$
5	$94 {}^5G - 17 {}^5G ({}^4F) - 26 {}^5H ({}^4G)$
5	$92 {}^5G - 16 {}^5G ({}^4F) - 33 {}^5H ({}^4G)$
5	$92 {}^5G - 16 {}^5G ({}^4F) - 34 {}^5H ({}^4G)$
5	$93 {}^5G - 14 {}^5G ({}^4F) - 30 {}^5H ({}^4G) - 12 {}^3H ({}^4G)$
5	$95 {}^5H + 26 {}^5G ({}^4G)$
5	$93 {}^5H + 33 {}^5G ({}^4G)$
6	$93 {}^5H + 35 {}^5G ({}^4G)$
6	$94 {}^5H + 32 {}^5G ({}^4G)$
6	$100 {}^5H$
3	$69 {}^5F + 56 {}^5D ({}^4P) - 36 {}^5D ({}^4D) + 15 {}^5F ({}^4F)$
3	$65 {}^5F + 53 {}^5D ({}^4P) - 35 {}^5D ({}^4D) - 12 {}^3F ({}^4G)$
3	$63 {}^5F + 59 {}^5D ({}^4P) - 14 {}^5P ({}^4D) - 27 {}^5P ({}^4P) - 36 {}^5D ({}^4D)$
4	$83 {}^5F - 25 {}^5D ({}^4P) + 18 {}^5D ({}^4D) - 36 {}^5F ({}^4D) - 23 {}^3F ({}^4F)$
5	$92 {}^5F - 26 {}^5F (D) + 23 {}^5F ({}^4F)$

Таблица 2

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ Tc II

Переходы; $4d^65s-4d^55p$						
Мультиплет	$J_1 - J_2$	$\lambda_{\text{теор.}} (\text{Å})$	$I_{\text{теор.}}$	gf_L	gf_V	
1	2	3	4	5	6	
$a^7S-z^7P^o$	3-2	2647.01	3000	1.94	1.68	
	3-3	2609.99	2000	2.74	2.32	
	3-4	2543.23	5000	3.61	2.95	
$a^7S-z^6P^o$	3-3	2298.08	30	0.030	0.017	
	3-2	2285.46	15	0.012	0.007	
$a^6S-z^7P^o$	2-3	3892.13	100	0.013	0.037	
	2-2	3975.02	30	0.005	0.015	
$a^6S-z^6P^o$	2-3	3237.02	3000	2.05	2.86	
	2-2	3212.02	2000	1.49	2.07	
	2-1	3195.20	1000	0.907	1.24	
$a^6G-z^6G^o$	6-6	2795.78	500	4.58	4.49	
	6-5	2809.65	150	0.427	0.422	
	5-6	2797.73	10	0.017	0.017	
	5-5	2811.61	1600	3.47	3.43	
	5-4	2825.04	80 _c	0.542	0.54	
	4-5	2807.92	15	0.002	0.002	
	4-4	2821.35	500	2.63	2.62	
	4-3	2836.12	150	0.499	0.499	
	3-4	2816.52	10	0.002	0.002	
	3-3	2831.18	600	1.94	1.93	
	3-2	2846.74	30	0.317	0.318	
	2-3	—	—	0.013	0.013	
	2-2	2840.38	400	1.41	1.41	
	$a^6G-z^5H^o$	6-7	2634.91	1000	5.79	5.11
		6-6	2650.60	20	0.020	0.018
6-5		2684.23	6	0.067	0.060	
5-6		2652.35	600	4.93	4.39	
5-5		2686.03	8	0.002	0.002	
5-4		2733.78	7	0.040	0.037	
4-5		2682.70	600	4.08	3.68	
4-4		2730.23	6	0.026	0.024	
4-3		—	—	0.012	0.011	
3-4		2725.65	400	3.30	3.02	
3-3		—	—	0.044	0.041	
2-3		2724.19	200	2.55	2.37	
$a^6G-z^5F^o$		6-5	2644.50	500	3.34	2.81
	5-5	2646.24	100	0.394	0.332	
	5-4	2673.41	200	2.08	1.75	
	4-5	2643.01	200	0.068	0.057	
	4-4	2670.11	20	0.382	0.321	
	4-3	2675.22	200	0.848	0.663	
	3-4	—	—	0.052	0.044	
	3-3	2670.82	3	0.231	0.18	
	3-2	2693.74	40	0.695	0.549	
	2-3	—	—	0.015	0.012	
	2-2	2688.04	3	0.19	0.15	
2-1	2711.48	5	0.586	0.466		

Таблица 2 (окончание)

Переходы: $4d^6-4d^55P$					
1	2	3	4	5	6
$a^5D-z^6P^0$	4-3	2496.77	500	0.53	1.10
	3-3	2544.81	400	0.13	0.29
	3-2	2529.34	400	0.26	0.56
	2-3	2574.44	30	0.018	0.042
	2-2	2558.61	300	0.16	0.36
	2-1	2547.93	150	0.095	0.21
	1-2	2577.86	40	0.041	0.093
	1-1	2567.86	250	0.12	0.27
	0-1	2576.28	90	0.054	0.12
$a^5D-z^7P^0$	4-4	2788.80	7	0.0002	0.0006
	4-3	2869.30	30	0.0016	0.0055
	3-4	—	—	0.00003	0.0001
	3-3	—	—	0.0002	0.0007
	3-2	2979.78	7	0.0004	0.0015
	2-3	—	—	0.00001	0.00005
	2-2	3020.45	3	0.0002	0.0007
	1-2	3047.53	15	0.00004	0.0002
	$a^5D-z^5F^0$	4-5	1713	—	1.46
4-4		1725	—	0.26	0.22
4-3		1727	—	0.092	0.076
3-4		1748	—	0.68	0.61
3-3		1750	—	0.26	0.17
3-2		1760	—	0.0021	0.0018
2-3		1764	—	0.30	0.27
2-2		1774	—	0.15	0.13
2-1		1784	—	0.0006	0.0005
1-2		1783	—	0.20	0.17
1-1		1793	—	0.11	0.1
0-1		1799	—	0.11	0.095

* Данные воле лний данного мультиплета имеют приближенное значение из-за энергетической поправки уровней термина z^5F^0 .

Средняя относительная погрешность $E_{\text{ОКП}}$ равна 52% для конфигурации $4d^6$, 11% — $4d^55s$ и 7% — $4d^55p$. Большая относительная погрешность $E_{\text{ОКП}}$ конфигураций $4d^6$ и $4d^55s$ может быть объяснена существованием сильного взаимодействия этих конфигураций [19], которое не учитывается в ОКП.

В последнем столбце табл. 1 приведены коэффициенты разложения многомерной волновой функции, умноженные на 100. Для термов z^5G^0 , z^5H^0 и z^5F^0 это разложение показывает непригодность «чистой» LS-связи.

3. Силы осцилляторов $Tc II$. Расчет сил осцилляторов и вероятностей переходов $Tc II$ проводился в базе многомерных волновых функций с использованием нерелятивистских операторов излучения. Алгоритм метода и текст программы описаны в [20]. Были рассчитаны все возможные переходы между конфигурациями $4d^65s-4d^65p$ и $4d^6-4d^55p$. В табл. 2

представлены силы осцилляторов в форме „длины“ gf_L и „скорости“ gf_V и интенсивности классифицированных линий спектра TcII.

Для сравнения полученных сил осцилляторов и относительных интенсивностей линий были вычислены коэффициенты корреляции между величинами $x = \lg(gf_L)$ и $y = \lg(g_U I_{\text{lab.}} \lambda^2)$, где g_U — статистический вес верхнего уровня, остальные обозначения общепринятые. Для линий внутри мультиплетов $a^1S - z^7P^o$, $a^3D - z^5P^o$, $a^3S - z^3P^o$, $a^5G - z^5G^o$, $a^5G - z^5H^o$ и $a^5G - z^5F^o$ ρ_{xy} равно соответственно 0.79, 0.82, 0.99, 0.89, 0.91 и 0.06. Величины ρ_{xy} , превосходящие 0.7, указывают на хорошее согласие теоретических сил осцилляторов с интенсивностями линий лабораторного спектра, внутри мультиплетов.

Ленинградский государственный
университет

THE THEORETICAL CALCULATION OF THE ENERGY SPECTRUM AND THE OSCILLATOR STRENGTHS OF Tc II

A. S. BAKHTIYAROV

The energy spectrum of TcII is calculated taking into account the Hartree-Fock single-configuration approximation and the general LS-coupling. The $4d^5s$, $4d^0$, $4d^35p$, $4d^45s^2$ and $4d^45s5p$ configurations have been studied. The oscillator strengths are obtained by using non-relativistic dipole transition operators in both length and velocity formalisms. The theoretical spectrum and the oscillator strengths are considered in comparison with the classified laboratory spectrum of TcII.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, *Astrophys. J.*, 116, 21, 1952.
2. B. F. Peery, *Astrophys. J.*, 163, L1, 1971.
3. F. Sanner, *Astrophys. J.*, 219, 538, 1978.
4. I. R. Little -- Marenin, S. J. Little, *Astron. J.*, 84, 1374, 1979.
5. C. E. Moore, *Science*, 114, 60, 1951.
6. Г. Юбенс, Ш. де Ягер, К. Цваан, Сб. докладов V международного colloквиума по астрофизике в Льеже, 10—12 сентября 1953. Пер. под ред. А. Г. Масевич, ИЛ, М., 1957.
7. J. L. Greenstein, C. de Jager, *Bull. Acad. Nether*, 13, 13, 1956.
8. А. А. Никитин, *Астрон. ж.*, 35, 18, 1958.
9. А. А. Никитин, *Астрон. ж.*, 35, 366, 1958.
10. Д. Амандурдыев, *Канд. диссертация*, Л., 1983.
11. Р. И. Костык, А. В. Переход, *Кинемат. и физ. неб. тел.*, 2, № 4, 38, 1986.

12. *W. F. Meggers, B. F. Scribner, J. Res. NBS, 45, 476, 1950.*
13. *M. A. Catalan, F. R. Rito, Annu. Real. Soc. Esp. Fisica y Quimica(Madrid) A, 48, 334, 1952.*
14. *W. R. Vozman, C. H. Corliss, J. L. Tech, J. Res, NBS A. Phys. and Chem., 71A, 547, 1967*
15. *C. E. Moore, Atomic energy levels. v. III, NBS, Washington, 1958.*
16. *Y. Shadmi, Bull. Res. Counc. Israel, 9F, 141, 1961.*
17. *П. О. Богданович, Сб. программ по мат. обеспечению атомных расчетов, Вильнюс, вып. 2, 3, 1980.*
18. *С. Д. Шаджювене, П. О. Богданович, Сб. программ по мат. обеспечению атомных расчетов, Вильнюс, вып. 5, 31, 1981.*
19. *А. С. Бахтияров, П. О. Богданович, Г. Л. Жукаускас, А. А. Никитин, Э. Б. Рудакас, Кинемат. и физ. неб. тел, 2, № 2, 13, 1986.*
20. *Г. В. Меркелис, Сб. программ по мат. обеспечению атомных расчетов, Вильнюс, вып. 8, 3, 1981.*

УДК: 524.3—355

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НЕОБЫЧНЫЕ ЦВЕТОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ

V 1318 Cyg = Lk H_α 225

Переменность блеска уникального эмиссионного объекта Lk H_α 225, входящего в мини-группу Ве-звезды BD + 40°4124, открытую Хербигом [1], исследовал Венцел [2, 3]. Он отметил, что Lk H_α 225 характеризуется флуктуациями взрывного характера между 15^m4 и 18^m2 *m_{pg}*, в отличие от находящейся в нескольких секундах звезды Lk H_α 224 (V 1686 Cyg), которая показала непериодические минимумы глубиной 3^m7 *m_{pg}* (13^m8—17^m5 *m_{pg}*). Венцел [2, 3] выделил несколько максимальных значений блеска (< 16 *m_{pg}*) над средним уровнем флуктуаций 16^m5—17^m5 *m_{pg}*. Lk H_α 225 интересна также тем, что она является самым ярким и-к источником в группе BD + 40°4124 [4, 5] (*N*Lk H_α 225 = 0^m4 [5]) и имеет в области 10 мкм абсорбционную деталь [4].

Фотоэлектрические UBVR-наблюдения V 1318 Cyg = Lk H_α 225 мы проводили в 1985—1986 гг. в Высокогорной Майданакской экспедиции с 60-см телескопом Цейсса и фотометром на счете импульсов, кратко описанным в [6]. В майданакской программе звезда V 1318 Cyg была отнесена к типу Ae/Be звезд Хербига. Хотя прямых указаний на спектральный класс Lk H_α 225 нет, высокая болометрическая светимость в сопоставлении со светимостью соседних звезд с известными спектрами (BD + 40°4124 (B2V), Lk H_α 224 (B9) в группе, а также найденная в [5] масса Lk H_α 225 = 5.5 M_☉, наличие сильной эмиссии и эмиссионной туманности дают основание считать этот объект вероятной Ae/Be звездой Хербига. Вместе с тем Венцел [2] склонен считать, что Lk H_α 225 является звездой G—K высокой светимости.

В табл. 1 приведены результаты фотоэлектрических UBVR-наблюдений V 1318 Cyg, полученные на Майданаке. Из-за отсутствия возможности уделить в программе достаточное время слабой звезде, в наших наблю-

дениях не была достигнута фотоэлектрическая точность. Значения среднеквадратичной ошибки измерения величин V и цветов $U-B$, $B-V$ и $V-R$ в таблице приведены в скобках, после указания этих величин. Из наших наблюдений следует, что V 1318 Cyg 5/6.09.86 г. находилась в глу-

Таблица 1

$UBVR$ -ФОТОМЕТРИЯ V 1318 Cyg В 1985--1986 гг.

Дата	JD 2446+	V	$U-B$	$B-V$	$V-R$
4—5.11.85	374.135	16.49(8)		1.78(17)	1.60(9)
5—6.11.85	375.133	15.60(3)		2.13(9)	2.10(4)
12—13.11.85	382.188	16.33(5)	-1.02(24)	1.02(9)	1.54(6)
13—14.11.85	383.188	16.50(6)		2.14(19)	2.88(7)
16—17.11.85	386.204	16.09(5)	*	0.90(8)	1.76(6)
18—19.11.85	388.099	16.42(7)		1.30(15)	2.36(8)
2—3.12.85	402.166	15.88(6)		0.95(8)	1.96(7)
31—1.07.86	643.301	16.28(6)		1.73(14)	1.69(7)
11—12.08.86	654.233	16.67(9)		1.91(20)	2.31(10)
5—6.09.86	679.229	$>19.3 \pm 0.9$	**	**	3.7 ± 0.9
1—2.10.86	705.179	17.11(17)	***	1.42(28)	3.05(18)
6—7.10.86	710.190	16.41(13)	-1.85(64)	3.09(34)	2.26(15)
8—9.10.86	712.140	16.03(8)	0.75(58)	0.86(9)	1.62(11)
22—23.11.86	757.124	14.94(4)		2.71(10)	0.85(6)
27—28.11.86	762.088	16.21(8)		1.59(15)	2.12(9)

Примечания. * — в U звезда была слабее $17^m.7$; ** — в U слабее $19^m.2$, в B слабее $20^m.7$; *** — в U слабее $17^m.7$, $U-B = 0^m.8 \pm 0^m.8$. В скобках указаны ошибки в сотых долях звездной величины.

бокком минимуме ($B > 20^m.7$). На снимке, полученном Н. Д. Меликяном 10/11.11.1979 г. на 1-м бюраканском Шмидте с предельной величиной $18^m.8$ B , переменная также не видна. Таким образом, 2 глубоких минимума ($B > 18^m.8$ и $B > 20^m.7$) усиливают сходство Lk H_α 225 с Lk H_α 224 и вероятность принадлежности Lk H_α 225 к классу Ae/Be звезд (Венцел [2] считал различие в кривых блеска Lk H_α 224 и Lk H_α 225 главным аргументом в пользу того, что Lk H_α 225 принадлежит к классу G—K).

На рис. 1 приведена кривая блеска Lk H_α 225 по нашим наблюдениям. Если не считать локального минимума $19^m.3$ V с последующим подъемом до $14^m.94$ V , в среднем блеск в период наблюдений характеризуется неправильными колебаниями $15^m-16^m.5$ V , $17^m-18^m.5$ B .

Наиболее необычной особенностью V 1318 Cyg, отличающей ее от известных переменных звезд, в том числе от звезд типа Т Тельца и от Ae/Ve звезд Херbiga, являются очень большие и некоррелированные с блеском и между собой, изменения показателя цвета.

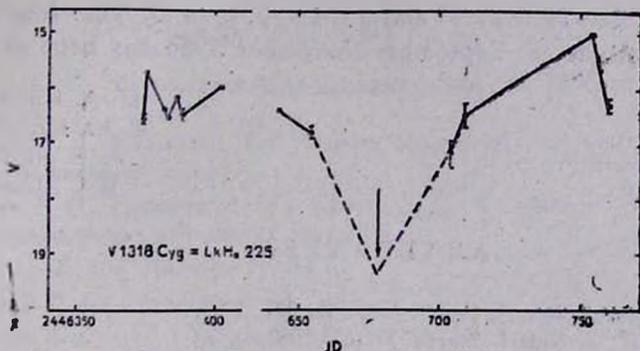


Рис. 1. Кривая блеска V 1318 Cyg.

Из табл. 1 видно, что в колебаниях показателей цвета и блеска B , V , R отсутствует какая-либо корреляция. Стремы и др. [5] приводят единственное измерение цвета $(B-V) = 3^m0$. Сходные значения наблюдаются 6/7. 10. 86 г. и 22/23. 11. 86 г. Вместе с тем, минимальный показатель цвета Lk H_α 225 $(B-V) < 1^m0$. Сходная картина наблюдается в изменениях показателя цвета $(V-R)$. Венцел [3] нашел, что на «синих» картах Паломарского атласа, датированных 13/14. 06. 1953 г. и 5/6. 07. 1954 г. блеск соответственно равен 16^m8 и 17^m8 m_{pg} . Но на красных картах, полученных в те же даты, в 1954 г. блеск ярче, чем в 1953 г., это также не противоречит найденной нами особенности в изменениях цвета.

Мы не встречали аналогичных примеров цветовых изменений у других переменных звезд. Если изменения блеска с 5.09 по 22.11. 86 г. — реальное монотонное возрастание потока, а не случайная выборка из более быстрых изменений, то они сходны по форме с крупномасштабными изменениями фуоров и фуороподобных объектов [7].

Авторы независимо пришли к тому же выводу, что и Коэн [4] — Lk H_α 225 с большой вероятностью может находиться в стадии, предшествующей фуорной вспышке.

В заключение мы приводим уточненную амплитуду изменений блеска V 1318 Cyg — $V = 14^m4 - 19^m3$, $B = 15^m4 - 20^m7$, а также обращаем внимание, что V 1618 Cyg на фотографиях с высоким пределом выглядит двойной звездой с компонентом, ориентированным на север.

Авторы благодарят Н. Д. Меликяна за снимки на 1-м бюраканском Шмидте и С. Д. Якубова за активную помощь в работе.

Remarkable Changes of Colours of V 1318 Cyg = Lk H. 225. Two deep minima ($B > 18^m8$ and $B > 20^m7$) on the light curve of V 1318 Cyg and very high variations of colour indices ($B - V$) and ($V - R$) from 0^m8 to 3^m1 are pointed out. The amplitudes of the variable are shown to be $14^m94 - 19^m3$ in V and $15^m4 - 20^m7$ in B . The 'fuorlike rising of the magnitude in September-November 1986 has been noted.

Астрономический институт
АН Узб.ССР

М. А. ИБРАГИМОВ
С. Ю. МЕЛЬНИКОВ
А. В. ЧЕРНЫШЕВ
В. С. ШЕВЧЕНКО

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 43, 337, 1960.
2. W. Wenzel, *Mitt. veränderl. Sterne*, 8, 182, 1980.
3. W. Wenzel, *Inform. Bull. Var. Stars*, N 713, 1972.
4. M. Cohen, *Astrophys. J. Lett.*, 173, L 61, 1972.
5. K. M. Strom, S. E. Strom, M. Breger, A. L. Brooke, J. Jost, G. Gasdalen, L. Carrasco, *Astrophys. J. Lett.*, 173, L65, 1972.
6. В. С. Шевченко, *Астрон. ж.*, 57, 1980.
7. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1977.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Журнала «Астрофизика», том 29, 1988 год

<i>Айрапетян В. С., Никогосян А. Г.</i> О роли плазменной турбулентности в атмосферах активных звезд	83
<i>Алоджанц Г. П., Григорян Л. Ш., Саакян Г. С., Саркисян А. В.</i> К теории аккрецирующих нейтронных звезд. I	573
<i>Амбарян В. В.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>)	44
<i>Амбарян В. В.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>)	531
<i>Амирханян А. С.</i> (см. <i>Петерсен Б. Р.</i>)	67
<i>Амирханян А. С.</i> (см. <i>Виньято А.</i>)	232
<i>Антонов В. А., Железняк О. А.</i> Расширение кольцевых структур в галактиках	178
<i>Антонов В. А., Чернин А. Д.</i> Нелинейные периодические и аperiodические структуры в нестационарной самогравитирующей среде	583
<i>Аро Г.</i> Наблюдательный подход к звездной эволюции	18
<i>Арутюнян Г. А., Джрбашян В. А., Никогосян А. Г.</i> Энергетические потери при рассеянии фотонов свободными электронами	119
<i>Афанасьев В. Л., Буренков А. Н., Засов А. В., Сильченко О. К.</i> Вращение внутренних областей спиральных галактик. III	155
<i>Афанасьев В. Л., Костюк И. П.</i> Многоцветная фотоэлектрическая фотометрия кольцеобразных галактик	213
<i>Барышев Ю. В., Райков А. А.</i> Об энтропии самогравитирующих систем	595
<i>Бахтияров А. С.</i> Теоретический расчет энергетического спектра и сил осцилляторов Тс II	625
<i>Блау А.</i> Еще раз о ОВ-быстролетающих звездах из Скорпион-Центавра и Ориона	23
<i>Блинников С. И., Рудянский М. А.</i> Новые представления термодинамических функций ферми-газа	385
<i>Борисов Ю. В., Зенина О. А., Леушин В. В., Снежко Л. И.</i> Влияние оболочки в системе V 380 Суг на линейчатый спектр	271
<i>Буренков А. Н.</i> (см. <i>Афанасьев В. Л.</i>)	155
<i>Буренков А. Н., Петросян А. Р., Саркисян А. Б., Хачикян Э. Е.</i> Детальное морфологическое и спектрофотометрическое исследование галактики Маркарян 1118	223
<i>Буренков А. Н., Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.</i> Карликовая галактика Маркарян 5	541
<i>Вайнер Б. В., Чуевков В. В.</i> Синтез легких элементов в космологических моделях с нестабильными лептонами	613

<i>Васильев В. П.</i> Нестационарные эффекты радиационно-механического синхронизма в двойных звездах. I. Газодинамическая модель	132
<i>Виньято А., Тревезе Д., Нанни Д., Каллозлян А. Т., Ешикян А. Г., Амирханян А. О.</i> Двухцветная фотометрия скоплений галактик. III. A 2256	232
<i>Волощина И. Б., Лютый В. М.</i> Высокоскоростная фотометрия карликовой новой SS Лебеда	433
<i>Гаген-Торн В. А., Миколайчук О. В.</i> ЗС 345: свойства источника, ответственного за вспышку 1983 г.	322
<i>Гаина А. Б.</i> О квантовой устойчивости орбит в сильном гравитационном поле компактных объектов	397
<i>Гарибджанян А. Т. (см. Мирвоян Л. В.)</i>	44
<i>Гарибджанян А. Т. (см. Мирвоян Л. В.)</i>	531
<i>Григорян Л. Ш. (см. Алоджанц Г. П.)</i>	573
<i>Джрбашян В. А. (см. Арутюнян Г. А.)</i>	119
<i>Дмитриенко Е. С.</i> Пятицветная фотометрия DQ Her (N 1934). II. Физические характеристики системы	293
<i>Дорошенко В.Т., Леушин В. В., Топильская Г. П.</i> Структура и эволюционный статус главного компонента V 380 Cyg	300
<i>Дорошенко В. Т.</i> Фотометрические характеристики газовой оболочки вокруг Плеяды в 1971—76 гг.	440
<i>Каллозлян А.Т. (см. Виньято А.)</i>	232
<i>Ерстова Л. К. (см. Степанян Дж. А.)</i>	247
<i>Ерстова Л. К. (см. Липовецкий В. А.)</i>	247
<i>Есипов В. Ф., Таранова О. Г., Юдин Б. Ф.</i> Спектральные и фотовольтрические наблюдения V 407 Лебеда в AS 338	285
<i>Железняк О. А. (см. Антонов В. А.)</i>	178
<i>Засов А. В. (см. Афанасьев В. Л.)</i>	155
<i>Засов А. В., Симаков С. Г.</i> Распределение газа в галактиках и гравитационная устойчивость газовых дисков	190
<i>Зенина О. А. (см. Борисов Ю. В.)</i>	271
<i>Ибрагимов М. А., Мельников С. Ю., Чернышев А. В., Шевченко В. С.</i> Необычные цветовые изменения V 1318 Cyg = Lk Ha 225	633
<i>Казарян М. А.</i> Определение температуры и количества ОВ-звезд в образованиях, наблюдавшихся в галактиках с УФ-избытком	167
<i>Каллозлян А. С. (см. Виньято А.)</i>	232
<i>Коваленко И. Г., Щекинов Ю. А.</i> Взрывной сценарий происхождения звезд населения II	331
<i>Колеман Л. А. (см. Петерсен Б. Р.)</i>	67
<i>Кодоцилов Е. А.</i> Интересная звезда V 627 Cas (=AS 501)—молодой объект, мирида или двойная симбиотическая система?	458
<i>Комиссаров С. С.</i> Формирование протяженных компонентов внегалактических радиисточников типа FR-I. II. Радиогалактики типа «голова-хвост»	345
<i>Копычко С. Н. (см. Крацов О. В.)</i>	556
<i>Костюк И. П. (см. Афанасьев В. Л.)</i>	213

<i>Кравцов О. В., Копычко С. Н.</i> Гравитирующие конфигурации с магнитным по- лсм. II. Теорема Римана и твердотельное вращение	556
<i>Крицук А. Г.</i> О тепловой неустойчивости неравновесных систем	199
<i>Куртанидзе О. М., Николашвили М. Г.</i> Некоторые результаты низкодисперс- ного спектрального обзора Млечного Пути	405
<i>Куртанидзе О. М., Николашвили М. Г.</i> Низкодисперсный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных звезд. III. Область $145^\circ < l <$ $< 165^\circ, -5 < b < +5$	470
<i>Левшаков С. А.</i> Абсорбционные спектры квазаров	408
<i>Леушин В. В.</i> (см. <i>Борисов Ю. В.</i>)	271
<i>Леушин В. В.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i>)	300
<i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Степанян Дж. А.</i>)	247
<i>Липовецкий В. А., Степанян Дж. А., Ерастова Л. К., Шаповалова А. И.</i> Це- левые спектры галактик Второго Бюраканского обзора неба. III	548
<i>Луца Л., Тувикене Г., Руузалепп М.</i> Околосветная пыль в голубых перемен- ных большой светимости	97
<i>Луца Л.</i> (см. <i>Руузалепп М.</i>)	310
<i>Любимков Л. С.</i> О корреляции содержания гелия в атмосферах ранних В-звезд с их возрастом и массой	479
<i>Лютый В. М.</i> (см. <i>Волошина И. Б.</i>)	433
<i>Малков О. Ю., Пискунов А. Э.</i> Эволюция функции светимости слабых звезд	505
<i>Мартиросян Г. С.</i> Пульсары и возможное локальное происхождение космических лучей	566
<i>Мельников С. Ю.</i> (см. <i>Ибрагимов М. А.</i>)	633
<i>Меньшиков А. Б., Тугуков А. В.</i> Структура и эволюция звезд с массами $10^2 - 10^6 M_\odot$	495
<i>Миколайчук О. В.</i> (см. <i>Гаген-Торн В. А.</i>)	322
<i>Минин И. Н.</i> К динамике расширяющихся оболочек	208
<i>Мирзоян А. Л.</i> (см. <i>Мнацаканян М. А.</i>)	32
<i>Мирзоян А. Л.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>)	44
<i>Мирзоян А. Л.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>)	531
<i>Мирзоян Л. В., Амбарян В. В., Гарибджанян А. Т., Мирзоян А. Л.</i> Статистиче- ское исследование вспыхающих звезд. II. О происхождении звезд типа UV Кита	44
<i>Мирзоян Л. В., Амбарян В. В., Гарибджанян А. Т., Мирзоян А. Л.</i> Статисти- ческое исследование вспыхающих звезд. III. Вспыхивающие звезды в общем галактическом звездном поле	531
<i>Мнацаканян М. А., Мирзоян А. Л.</i> Прогнозирование вспышечной деятельности звездных агрегатов. I. Теоретическая часть	32
<i>Муслимов А. Г., Цыган А. И.</i> Электрогидродинамический механизм эжекции плазмы в радиопульсарах	355
<i>Нанци Д.</i> (см. <i>Виньято А.</i>)	232
<i>Никогосян А. Г.</i> (см. <i>Айрапетян В. С.</i>)	83

Никогосян А. Г. (см. Арутюнян Г. А.)	119
Николашвили М. Г. (см. Куртанидзе О. М.)	405
Николашвили М. Г. (см. Куртанидзе О. М.)	470
Осканиян А. В. Статистический анализ галактических областей Н II, наблюдаемых в континууме и радиолиниях Н 10 _α и Н 110 _α I	107
Павленко Я. В. Решение НАТР-задачи для Mg I в атмосфере М-гиганта с хромосферой. II. Функции источников и теоретические профили линий $\lambda\lambda$ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 нм	531
Пекер Ж.-К. Виктор Амбарцумян и МАС	9
Петерсен Б. Р., Цветков М. К., Хоули С. Л., Колеман Л. А., Амирханян А. С. 1589 Cyg = В 19 — вспыхивающая звезда переднего фона в направлении NGC 7000	67
Петросян А. Р. (см. Буренков А. Н.)	223
Петросян А. Р. (см. Буренков А. Н.)	541
Пискунов А. Э. (см. Малков О. Ю.)	504
Пузач А. Ф. О мощности излучения некоторых антивспыхивающих звезд в линии H _δ	448
Райков А. А. (см. Барышев Ю. В.)	595
Роговцов Н. Н. О некоторых асимптотиках полей излучения в плоских однородных оредах, содержащих точечные источники	602
Розино Л. Встречи с Виктором Амбарцумяном на армянском острове Сан-Лазар в Венеция	15
Рудяцкий М. А. (см. Блинныеков С. И.)	385
Руузалепп (см. Лууд Л.)	97
Руузалепп М., Тувикенен Т., Лууд Л. Ве-звезды из каталога IRAS и зависимость параметров их оболочек от ω/ω_1 и l	310
Саакян Г. С. (см. Алоджанц Г. П.)	573
Саакян К. А. (см. Буренков А. Н.)	541
Саркисян А. Б. (см. Буренков А. Н.)	223
Саркисян А. В. (см. Алоджанц Г. П.)	573
Седракян Д. М., Шахабасян К. М. Асимметричное энерговыделение в пульсарах из-за движения вихрей	146
Сильченко О. К. (см. Афанасьев В. Л.)	155
Симаков С. Г. (см. Засов А. В.)	190
Снежко Л. И. (см. Борисов Ю. В.)	271
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Ерастова Л. К. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. VI. Поле скоростей $\alpha = 09^h 47^m$, $\delta = + 51^{\circ} 00'$	247
Степанян Дж. А. (см. Липовецкий В. А.)	548
Таранова О. Г. (см. Есипов В. Ф.)	285
Титарчук Л. Г. Комптонизация тормозного излучения в изотермической среде постоянной плотности	369
Топильская Г. П. (см. Дорошенко В. Т.)	300
Тревезе Д. (см. Виньято А.)	232

Тувикене Т. (см. Луца Л.)	97
Тувикене Т. (см. Рузалепп М.)	310
Тутуков А. В. (см. Меньщиков А. Б.)	495
Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)	223
Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)	541
Ховов Г. В. Фотометрические проявления химсостава долгопериодических переменных звезд кислородной и углеродной последовательностей	513
Хоули С. Л. (см. Петерсен Б. Р.)	67
Цветков Д. Ю. Наблюдения пяти сверхновых 1985—86 гг.	260
Цветков М. К. (см. Петерсен Б. Р.)	67
Цыган А. И. (см. Муслимов А. Г.)	355
Чандрасекар С. Виктору Амбарцумяну к восьмидесятилетию со дня рождения	7
Чернин А. Д. (см. Антонов В. А.)	583
Чернышев А. В., Шевченко В. С. Ас-звезда Жербига Lk Ha 233 и связанная с ней компактная область звездообразования	58
Чернышев А. В. (см. Ибрагимов М. А.)	633
Чувенков В. В. (см. Вайнер Б. В.)	613
Чугай Н. Н. L_{α} -излучение и ионизация Са II в оболочках сверхновых типа II на поздней стадии	74
Шаповалова А. И. (см. Липовецкий В. А.)	548
Шахабасян К. М. (см. Седракан Д. М.)	146
Шевченко В. С. (см. Чернышев А. В.)	58
Шевченко В. С. (см. Ибрагимов М. А.)	633
Щекинов Ю. А. (см. Коваленко И. Г.)	331
Юдин Б. Ф. (см. Есипов В. Ф.)	285

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 29, 1988 г.

Выпуск 1

Виктору Амбарцумяну к восьмидесятилетию со дня рождения	<i>С. Чандрасекар</i>	7
Виктор Амбарцумян и МАС	<i>Жан-Клод Пекер</i>	9
Встречи с Виктором Амбарцумяном. Один вечер на Сан-Лазаре. Армянский остров в Венеции	<i>Л. Розино</i>	15
Наблюдательный подход к звездной эволюции	<i>Г. Аро</i>	18
Быстролетающие OB-звезды из Скорпион-Центавра и Орiona	<i>А. Блау</i>	23
Прогнозирование вспышечной деятельности звездных агрегатов. I. Теоретическая часть	<i>М. А. Мнацаканян, А. Л. Мирзоян</i>	32
Статистическое исследование вспыхивающих звезд. II. О происхождении звезд типа UV Кита		
<i>Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян</i>		44
Аε-звезда Хербига Lk Ha 233 и связанная с ней компактная область звездообразования	<i>А. В. Чернышев, В. С. Шевченко</i>	58
1589 Cyg = V 19 — вспыхивающая звезда переднего фона в направлении NGC 7000		
<i>Б.-Р. Петерсен, М. К. Цветков, С. Л. Хоули, Л. А. Колеман, А. С. Амирханян</i>		67
L _α -излучение и ионизация Ca II в оболочках сверхновых типа II на поздней стадии	<i>Н. Н. Чугай</i>	74
О роли плазменной турбулентности в атмосферах активных звезд		
<i>В. С. Айрапетян, А. Г. Никогосян</i>		83
Околос звездная пыль в голубых переменных большой светимости		
<i>А. Лууд, Т. Тувикене, М. Руузалепп</i>		97
Статистический анализ галактических областей H II, наблюдаемых в континууме в радиолниях H 109 α и H 110 α . I	<i>А. В. Оскарян</i>	107
Энергетические потери при рассеянии фотонов свободными электронами		
<i>Г. А. Арутюнян, В. А. Джрбашян, А. Г. Никогосян</i>		119
Нестационарные эффекты радиационно-механического синхронизма в двойных звездах. I. Газодинамическая модель	<i>В. П. Васильев</i>	132
Асимметричное энерговыделение в пульсарах из-за движения вихрей		
<i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян</i>		146
Вращение внутренних областей спиральных галактик. III		
<i>В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков, А. В. Засов, О. К. Сильченко</i>		155

Определение температуры и количества ОВ-звезд в образованиях, наблюдавших-ся в галактиках с УФ-избытком	<i>М. А. Казарян</i>	167
Расширение кольцевых структур в галактиках	<i>В. А. Антонов, О. А. Железняк</i>	178
Распределение газа в галактиках и гравитационная устойчивость газовых дисков	<i>А. В. Засов, С. Г. Симаков</i>	190
О тепловой неустойчивости неравновесных систем	<i>А. Г. Крицук</i>	199

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К динамике расширяющихся оболочек	<i>И. Н. Минин</i>	208
---	--------------------	-----

Выпуск 2

Многоцветная фотополупроводниковая фотометрия кольцеобразных галактик	<i>В. Л. Афанасьев, И. П. Костюк</i>	213
Детальное морфологическое и спектрофотометрическое исследование галактики Маркьяри 1118	<i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, А. Б. Саркисян, Э. Е. Хачикян</i>	223
Двухцветная фотометрия скоплений галактик. III. А 2256	<i>А. Виньято, Д. Тревезе, Д. Нанни, А. Т. Каллоглян, А. Г. Егикян, А. С. Амирханян</i>	232
Второй Бюраканский спектральный обзор неба. VI. Поле $\alpha = 09^h 47^m$, $\delta = +51^\circ 00'$	<i>Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова</i>	247
Наблюдения пяти сверхновых 1985—86 гг.	<i>Д. Ю. Цветков</i>	260
Влияние оболочки в системе V 380 Cyg на линейчатый спектр	<i>Ю. В. Борисов, О. А. Зенина, В. В. Лушин, Л. И. Снежко</i>	271
Спектральные и фотополупроводниковые наблюдения V 407 Лебедя и AS 338	<i>В. Ф. Есипов, О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин</i>	285
Пятицветная фотометрия DQ Her (N 1934). II. Физические характеристики системы	<i>Е. С. Дмитриенко</i>	293
Структура и эволюционный статус главного компонента V 380 Cyg	<i>В. Т. Дорошенко, В. В. Лушин, Г. П. Топильская</i>	300
Ве-звезды из каталога IRAS и зависимость параметров их оболочек от ω/ω_1 и i	<i>М. К. Руузалепп, Т. А. Тувикене, Л. С. Лууд</i>	310
ЗС 345: свойства источника, ответственного за вспышку 1983 г.	<i>В. А. Гаген-Торн, О. В. Миколайчук</i>	322
Взрывной сценарий происхождения звезд населения II	<i>И. Г. Коваленко, Ю. А. Щекинов</i>	331
Формирование протяженных компонентов внегалактических радиоисточников типа FR-I. II. Радиогалактики типа «голова-хвост»	<i>С. С. Комиссаров</i>	345
Электрогидродинамический механизм эжекции плазмы в радиопульсарах	<i>А. Г. Муслимов, А. И. Цыган</i>	355
Комптонизация тормозного излучения в изотермической среде постоянной плотности	<i>Л. Г. Титарчук</i>	369
Новые представления термодинамических функций ферми-газа	<i>С. И. Блинные, М. А. Рудзский</i>	385
О квантовой устойчивости орбит в сильном гравитационном поле компактных объектов	<i>А. Б. Гаина</i>	397

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Некоторые результаты низкодисперсного спектрального обзора Млечного Пути
О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили 405

ОБЗОРЫ

- Абсорбционные спектры квазаров С. А. Левшаков 408

Выпуск 3

- Высокоскоростная фотометрия карликовой новой SS Лебедя
И. Б. Волошина, В. М. Лютый 433

- Фотометрические характеристики газовой оболочки вокруг Плеяды в 1971—76 гг.
В. Т. Дорошенко 440

- О мощности излучения некоторых антивспыхивающих звезд в линии H α
А. Ф. Пугач 448

- Интересная звезда V 627 Cas (= AS 501) — молодой объект, мирида или
двойная симбиотическая система? Е. А. Колотилов 458

- Низкодисперсный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных
звезд. III. Область $145^\circ < l < 165^\circ$, $-5^\circ < b < +5^\circ$
О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили 470

- О корреляции содержания гелия в атмосферах ранних В-звезд с их возрастом
и массой Л. С. Любимков 479

- Структура и эволюция звезд с массами 10^2 — $10^6 M_\odot$
А. Б. Меньшиков, А. В. Тутуков 495

- Эволюция функции светимости слабых звезд . . . О. Ю. Малков, А. Э. Пискунов 504

- Фотометрические проявления химсостава долгопериодических переменных звезд
кислородной и углеродной последовательностей Г. В. Хозов 513

- Решение НЛТР-задачи для Mg I в атмосфере М-гиганта с хромосферой.
II. Функции источников и теоретические профили линий $\lambda\lambda$ 457.11, 516.73,
517.26, 518.36 нм Я. В. Павленко 520

- Статистическое исследование вспыхивающих звезд. III. Вспыхивающие звезды в
общем галактическом звездном поле
Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян 531

- Карликовая галактика Маркарян 5
А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян 541

- Щелевые спектры галактик Второго Бюраканского обзора неба. III.
В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова 548

- Гравитирующие конфигурации с магнитным полем. II. Теорема Римана и твердо-
тельное вращение О. В. Крацов, С. Н. Копычко 556

- Пульсары и возможное локальное происхождение космических лучей
Г. С. Мартиросян 566

- К теории аккрецирующих нейтронных звезд. I
Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, А. В. Саркисян 573

- Нелинейные первичические и вторичические структуры в нестационарной
самогравитирующей среде В. А. Антонов, А. Д. Черниц 583

СОДЕРЖАНИЕ

645

- Об внутри самогравитирующих систем Ю. В. Барышев, А. А. Райков 595
- О некоторых асимптотиках полей излучения в плоских однородных средах, содержащих точечные источники Н. Н. Роговцов 602.
- Синтез легких элементов в космологических моделях с нестабильными лептонами
Б. В. Вайнер, В. В. Чуевков 613
- Теоретический расчет энергетического спектра и сил осцилляторов Тс II
А. С. Бахтияров 625

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Необычные цветовые изменения V 1318 Cyg = Lk Ha 225
М. А. Ибрагимов, С. Ю. Мельников, А. В. Чернышев, В. С. Шевченко 633

CONTENTS

Number 1

To Victor Ambartsumian on his 80-th birthday	<i>S. Chandrasekhar</i>	7
Victor Ambartsumian and the IAU	<i>Jean-Claude Pecker</i>	9
Encounters with Victor Ambartsumian one afternoon at the San Lazzaro Degli Armenian Island at Venice	<i>L. Rosino</i>	15
An observational approach to stellar evolution	<i>[G. Haro]</i>	18
The OB run-away stars from Sco-Cen and Orion Reviewed	<i>A. Blaauw</i>	23
The prognosis of flare activity of stellar aggregates. I. Theoretical part <i>M. A. Mnatsakantian, A. L. Mirzoyan</i>		32
Statistical study of flare stars. II. On the origin of the UV type stars <i>L. V. Mirzoyan, V. V. Hambarian, A. T. Garibjanian, A. L. Mirzoyan</i>		44
The Herbig Ae-star Lk H α 233 and a related compact region of star formation <i>A. V. Chernyshev, V. S. Shevchenko</i>		58
V1539 Cyg=3 19-A foreground dMe flare star in the direction of NGC 7000 <i>B. R. Petterson, M. K. Tsatkov, S. L. Hawley, L. A. Coleman, A. S. Amirkhantian</i>		67
L α radiation and CaII ionization in the envelopes of the type II Supernovae at late time	<i>N. N. Chugai</i>	74
On the role of plasma turbulence in the atmospheres of active stars <i>V. S. Hagarpetian, A. G. Nikoghosian</i>		83
Circumstellar dust in the vicinity of luminous blue variables <i>L. Luud, T. Tuovikene, M. Ruusalepp</i>		97
Statistical analysis of galactic HII regions observed in continuum and recombi- nation lines H 109 α and H 110 α . I.	<i>A. V. Oskanyan</i>	107
Energy-loss for the photon scattering on free electrons <i>H. A. Harutyunian, V. A. Djrbashian, A. A. Nikoghosian</i>		119
Non-stationary effects of radiation-mechanical synchronism in double stars. I. Gas dynamics model	<i>V. P. Vasilyev</i>	132
Asymmetrical energy output in pulsars, caused by the motion of vortices <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian</i>		146
The rotation of inner parts of spiral galaxies. III <i>V. L. Afanastev, A. N. Burenkov, A. V. Zasov, O. K. Sil'chenko</i>		155
The determination of the temperature and quantity of O and B stars in the condensations observed in the galaxies with UV excess <i>M. A. Kazartian</i>		167
The expansion of the ring structure in galaxies <i>V. A. Antonov, O. A. Geleznyak</i>		178

Gas distribution in galaxies and a gravitational stability of gaseous disks <i>A. V. Zasov, S. G. Simakov</i>	190
On thermal instability of nonequilibrium systems <i>A. G. Kritsuk</i>	199
Notes	
On the dynamics of expanding shells <i>I. N. Minin</i>	208
Number 2	
Multicolor photoelectric photometry of ringlike galaxies <i>V. L. Afanasyev, I. P. Kostyuk</i>	213
Detailed morphological and spectrophotometrical investigation of the galaxy Markarian 1118 <i>A. N. Burenkov, A. R. Petrosian, A. B. Sarkisian, E. Ye. Khachikyan</i>	223
Two-colour photometry of clusters of galaxies. III. A2256 <i>A. Vignato, D. Trevesse, D. Nanni, A. T. Kalloghlian, A. G. Egtkian, A. S. Amirkhantian</i>	232
The second Byurakan spectral sky survey. VI. The results of the area centered on $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51^{\circ}00'$ <i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, L. K. Erastova</i>	247
Observations of five supernovae 1985—86 <i>D. Yu. Tsvetkov</i>	260
The influence of envelope in the system V 380 Cygni on the line spectrum <i>Yu. V. Bortsov, O. A. Zenina, V. V. Leushin, L. I. Snezhko</i>	271
Spectral and photoelectric observations of V407 Gygni and AS338 <i>V. F. Yestpov, O. G. Taranova, B. F. Yudin</i>	285
The UBVRI Photometry of DQ Herculis (N 1934). II. Physical properties of the system <i>E. S. Dmitrienko</i>	293
The structure and evolutionary state of the bright component of V 380 Cyg <i>V. T. Doroshenko, V. V. Leushin, G. P. Topliskaya</i>	300
Be stars from IRAS catalogue and the dependence of their envelope characteristics on i and ω/ω_c <i>M. Ruusalepp, T. Tuovkens, L. Luud</i>	311
3C 345: properties of the source responsible for its 1983 flare <i>V. A. Hagen-Thorn, O. V. Mikolaitchuk</i>	322
The explosive scenario of population II stars origin <i>I. G. Kovalenko, Yu. A. Shchektnov</i>	331
Radio lobe formation in FR — I—type extragalactic radio sources. II. Head-tail radio galaxies <i>S. S. Komissarov</i>	345
The electrohydrodynamic mechanism of plasma ejection in radiopulsars <i>A. G. Musl'mov, A. I. Tsygan</i>	355
Comptonization of free-free radiation in the isothermal medium of constant density <i>L. G. Titarchuk</i>	369
New representations for thermodynamic functions of a Fermi gas <i>S. I. Blinnikov, M. A. Rudzsky</i>	385
On quantum stability of orbits in a strong gravitational field of compact objects <i>A. B. Gatna</i>	397

Notes

- Some results of the milky way low dispersion spectral survey
O. M. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili 405

Reviews

- Absorption spectra of quasars *S. A. Levshakov* 408

Number 3

- High-speed photometry of dwarf nova SS Cygni. I. *B. Voloshina, V. M. Lyutgi* 433
 Photometric characteristics of Pleione's shell in 1971—1976 . . *V. T. Doroshenko* 440
 H_{α} -luminosity of some antflare stars *A. F. Pugach* 448
 An interesting star V 627 Cas (=AS 501)-a young object, a Mira variable or
 a binary symbiotic System? *E. A. Kolottlov* 458
 A low dispersion sky spectral survey for revealing faint Carbon stars. III. Re-
 gion $145^{\circ} < l < 165^{\circ}$, $-5 < b < +5^{\circ}$
O. M. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili 470
 On the correlation between helium abundance in the atmospheres of early
 B-stars with their age and mass *L. S. Lyubimkov* 479
 Structure and evolution of stars with masses 10^2 — $10^4 M_{\odot}$
A. B. Men'shchikov, A. V. Tutukov 495
 Evolution of the luminosity function of faint stars
O. Yu. Malkov, A. E. Piskunov 504
 The photometric display of the chemical abundance in oxygen-rich and Carbon-
 rich long period variables *G. V. Khozov* 513
 The NLTE-problem solution for MgI in the M-giant atmosphere with a chromo-
 sphere. Source functions and theoretical profiles of lines $\lambda\lambda$ 457.11,
 516.73, 517.26, 518.36 nm *Ya. V. Pavlenko* 520
 Statistical study of flare stars. III. Flare stars in the General galactic star field
L. V. Mirzoyan, V. V. Hambartan, A. T. Garibjantian, A. L. Mirzoyan 531
 Dwarf Galaxy Markarian 5
A. N. Burenkov, A. R. Petrostan, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan 541
 The second Byurakan sky survey. Spectra of Galaxies. III
V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian, L. K. Erastova, A. I. Shapovalova 548
 Gravitating configuration with a magnetic field. II. The Riemann theorem and
 rigid rotation *O. V. Kravtsov, S. N. Kopychko* 556
 The pulsars and possible local cosmic ray origin *H. M. Martirostan* 566
 On the Theory of Accreting Neutron Stars. I
G. P. Aloyants, L. S. Grigorian, G. S. Sahakian, A. V. Sarkisyan 573
 Non-linear periodic and aperiodic structures in non-stationary self-gravitating
 medium *V. A. Antonov, A. D. Chernin* 583
 On the entropy of self-gravitating systems . . *Yu. V. Baryshev, A. A. Raikov* 595
 On some asymptotic formulas of radiation fields in plane uniform media obtain-
 ing point sources *N. N. Rogovtsov* 602
 Synthesis of the light elements in the cosmological models with unstable lep-
 tons *B. V. Vagner, V. V. Chavenkov* 613

The theoretical calculation of the energy spectrum and the oscillator strengths of TcII	<i>A. S. Bakhtiyarov</i>	625
Notes		
Remarkable changes of colours of V1318 Cyp=LKH ₂ 225 <i>M. A. Ibragimov, S. Yu. Mel'nikov, A. V. Chernyshov, V. S. Shevchenko</i>		633

CONTENTS

High-speed photometry of dwarf nova SS Cygni. <i>I. B. Voloshina, V. M. Lyutyl</i>	433
Photometric characteristics of Pleione's shell in 1971—1976 . . . <i>V. T. Doroshenko</i>	440
H α -luminosity of some antflare stars <i>A. F. Pugach</i>	448
An interesting star V 627 Cas (=AS 501)-a young object, a Mira variable or a binary symbiotic System? <i>E. A. Kolottlov</i>	458
A low dispersion sky spectral survey for revealing faint Carbon stars. III. Region $145^\circ < l < 165^\circ$, $-5 < b < +5^\circ$ <i>O. M. Kurtandze, M. G. Nikolashvili</i>	470
On the correlation between helium abundance in the atmospheres of early B-stars with their age and mass <i>L. S. Lyubimkov</i>	479
Structure and evolution of stars with masses $10^2-10^3 M_\odot$ <i>A. B. Men'shchikov, A. V. Tutukov</i>	495
Evolution of the luminosity function of faint stars <i>O. Yu. Malkov, A. E. Ptakunov</i>	504
The photometric display of the chemical abundance in oxygen-rich and Carbon-rich long period variables <i>G. V. Khozov</i>	513
The NLTE-problem solution for MgI in the M-giant atmosphere with a chromosphere. Source functions and theoretical profiles of lines $\lambda\lambda$ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 nm <i>Ya. V. Pavlenko</i>	520
Statistical study of flare stars. III. Flare stars in the General galactic star field <i>L. V. Mirzoyan, V. V. Hambartan, A. T. Garibjantan, A. L. Mirzoyan</i>	531
Dwarf Galaxy Markarian 5 <i>A. N. Burenkov, A. R. Petrostan, K. A. Sahaktan, E. Ye. Khachikyan</i>	541
The second Byurakan sky survey. Spectra of Galaxies. III <i>V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian, L. K. Erastova, A. I. Shapovalova</i>	548
Gravitating configuration with a magnetic field. II. The Riemann theorem and rigid rotation <i>O. V. Kravtsov, S. N. Kopychko</i>	556
The pulsars and possible local cosmic ray origin <i>H. M. Martirosian</i>	566
On the Theory of Accreting Neutron Stars. I <i>G. P. Aloyants, L. S. Grigorian, G. S. Sahaktan, A. V. Sarkisyan</i>	573
Non-linear periodic and aperiodic structures in non-stationary self-gravitating medium <i>V. A. Antonov, A. D. Chernin</i>	583
On the entropy of self-gravitating systems . . . <i>Yu. V. Baryshev, A. A. Raikov</i>	595
On some asymptotic formulas of radiation fields in plane uniform media obtaining point sources <i>N. N. Rogovtsov</i>	602
Synthesis of the light elements in the cosmological models with unstable leptons <i>B. V. Vainer, V. V. Chavunkov</i>	613
The theoretical calculation of the energy spectrum and the oscillator strengths of Tell <i>A. S. Bakhtiyarov</i>	625
 Notes	
Remarkable changes of colours of V1318 Cyp=LKH α 225 <i>M. A. Ibragimov, S. Yu. Mal'nikov, A. V. Chernyshov, V. S. Shevchenko</i>	633

СО Д Е Р Ж А Н И Е (продолжение)

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. III. ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЩЕМ ГАЛАКТИЧЕСКОМ ЗВЕЗДНОМ ПОЛЕ	531
<i>Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджянян, А. Л. Мирзоян</i>	
КАРЛИКОВАЯ ГАЛАКТИКА МАРКАРЯН 5	541
<i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	
ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗО- РА НЕБА. III.	548
<i>В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова</i>	
ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. II. ТЕОРЕМА РИМАНА И ТВЕРДОТЕЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ	556
<i>О. В. Кравцов, С. Н. Копычко</i>	
ПУЛЬСАРЫ И ВОЗМОЖНОЕ ЛОКАЛЬНОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОС- МИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ Г. С. Мартиросян	566
К ТЕОРИИ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. I	573
<i>Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, А. В. Саркисян</i>	
НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ И АПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУ- РЫ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ	583
<i>В. А. Антонов, А. Д. Чернин</i>	
ОБ ЭНТРОПИИ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ	595
<i>Ю. В. Барышев, А. А. Райков</i>	
О НЕКОТОРЫХ АСИМПТОТИКАХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКИХ ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ ТОЧЕЧНЫЕ ИСТОЧ- НИКИ Н. Н. Роговцов	602
СИНТЕЗ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ	613
<i>Б. В. Вайнер, В. В. Чуевков</i>	
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ T_c II А. С. Бахтияров	625
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НЕОБЫЧНЫЕ ЦВЕТОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ V 1318 Cyg = Lk Ha 225	633
<i>М. А. Ибрагимов, С. Ю. Мельников, А. В. Чернышев, В. С. Шевченко</i>	