

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26

АПРЕЛЬ, 1987

ВЫПУСК 2

СОДЕРЖАНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ $\circ$ SGR <i>В. В. Левшин, Г. П. Топильская</i>	195
НИЗКОДИСПЕРСНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. I. ОБЛАСТЬ $115^\circ < l < 130^\circ$ , $-5^\circ < b < +5^\circ$ . . . . . <i>М. Г. Николашвили</i>	209
ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ БЛЕНД В ОБОЛОЧКАХ СВЕРХНОВЫХ. I. ЭФФЕКТЫ НЕЛОКАЛЬНОГО РАДИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ . . . . . <i>О. С. Бартунов, А. А. Мозговой</i>	221
ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ ПЫЛЕВОЙ ТУМАННОСТИ, ОСВЕЩЕННОЙ ЗВЕЗДОЙ . . . . . <i>А. К. Колесов, В. Ю. Перов</i>	239
ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД <sub>3</sub> <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, Г. С. Саакян</i>	251
ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНИИ Si III В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ . . . . . <i>А. Г. Егикян</i>	263
ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ КАК ДИССИПАТИВНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ . . . . . <i>В. Г. Гурзадян, А. А. Кочарян</i>	275
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЖЗВЕЗДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДАННЫМ О КОЭФФИЦИЕНТЕ ДИФФУЗИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ . . . . . <i>В. Н. Федоренко, В. М. Остряков</i>	285
ТРЕХМЕРНАЯ ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ПЕРВОГО ТИПА . . . . . <i>Р. А. Кандалян</i>	301
О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ГРУППАХ ГАЛАКТИК . . . . . <i>В. Г. Малумян</i>	311

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ Մ ր ա զ ր ա կ ա ն Կ ո լ լ Ե զ ի ՞

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրազկի, Լ. Ս. Լուրդ,  
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր  
խմբագիր), Ա. Գ. Մանիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),  
Փ. Ա. Սևակյան, Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերերիժ,  
Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Князев, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терезиж, 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, цена одного номера 1 р. 80 к., 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 զիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագաղակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի անմանակից բնագավառների զմայ:

Հանդեսը նախատեսված է զիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ա. 80 կ., բաժանողագիրը 10 ա. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունիներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծբուենարդենյա կնիգա» գործակալության միջոցով. Մոսկվա, 200.

УДК: 524.384—36

СОДЕРЖАНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ  
ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ  $\upsilon$  SGR

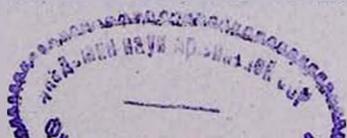
В. В. ЛЕУШИН, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ .

Поступила 17 июля 1986

Принята к печати 20 декабря 1986

Методом синтетического спектра определен химический состав атмосферы главного компонента двойной системы  $\upsilon$  Sgr. Использовалась модель атмосферы с параметрами  $T_e = 13\,500$  K,  $\lg g = 1.5$ ,  $N(\text{H})/\Sigma N = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$ . Достигнуто хорошее согласие рассчитанных участков спектра с наблюдаемыми. Полученные содержания водорода, гелия, углерода, азота и кислорода свидетельствуют о том, что в ядре главного компонента произошло выгорание водорода в гелий через CNO-цикл и преобразование гелия в углерод.

1. *Введение.* Тесная двойная система  $\upsilon$  Sgr во многих отношениях является уникальной. В ее спектре наблюдаются сильные линии He I и Mg II, Si II, Ti II, Fe II, в то время как линии водорода аномально слабы. Анализ лучевых скоростей показывает, что все эти линии поглощения образуются в атмосфере одного компонента, имеющего большую светимость. На основании этого в ряде работ [1—4] было сделано заключение об аномально низком содержании водорода в атмосфере главного компонента системы, что обусловлено тем, что он является проэволюционировавшей звездой, потерявшей водородную оболочку в ходе первого обмена массой. В работах [1, 4] методом кривых роста были оценены относительные содержания элементов в  $\upsilon$  Sgr и определены значения температуры возбуждения, однако вопрос о параметрах  $T_e$  и  $\lg g$  оставался открытым, поскольку из-за составного характера спектра главного компонента и различий в  $T_{ex}$ , полученных по линиям разных ионов, невозможно было подобрать однозначную величину  $T_e$ . Спектральный класс спутника по результатам фотометрии оценивался как O9V [2, 3, 5] или B3 I [6, 7]. Спектроскопические параметры орбиты известны достаточно точно:  $P = 137^d.16$ ,  $f(M) = 1.582 M_\odot$ ,  $m_{\max} = 4^m.26$ ,  $m_{\min I} = 4^m.41$ ,  $m_{\min II} = 4^m.36$ ,  $K_1 = 48.15$ ,  $e = 0.087$ . Но поскольку спектр спутника не виден и расстояние до звезды крайне неопределенно ( $M_V = -4^m.5 \div -8^m.0$ , [5]), а спектраль-



ные классы компонентов известны плохо, то их массы и радиусы и эволюционный статус системы оцениваются с большой неуверенностью. В табл. 1 приведена сводка определений по разным источникам масс, радиусов компонентов, угла наклона и большой полуоси орбиты. В работах [1] и [8] массы компонентов найдены при разных предположениях об их отношении, оно указано в первом столбце табл. 1. В 8 столбце приведены значения  $T_e$ , на основе которых в работах [3] и [9] были получены параметры компонентов системы, в 9 столбце—логарифм ускорения силы тяжести на поверхности главного компонента, вычисленный по приведенным значениям  $M_p$  и  $R_p$ .

Таблица 1'

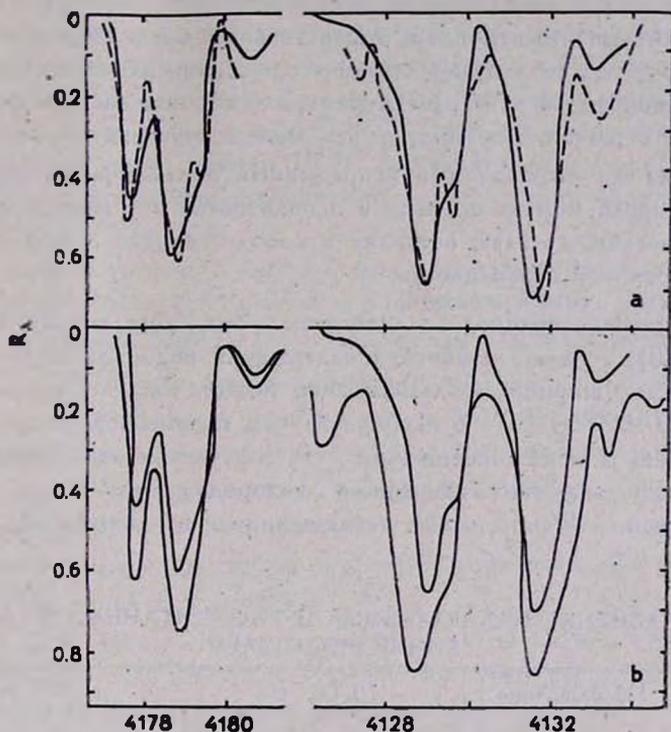
ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ  $\upsilon$  Sgr

$M_p/M_s$	$M_p$	$M_s$	$R_p$	$R_s$	$\sin i$	$a \sin i$	$T_e$	$\lg g$	Литература
1.5	15	10	50		1	150		2.2	[1]
1.0	6.5	6.5							
0.5	4.8	9.6			0.73	130		1.8	[8]
1.0	17	17							
	13	10	140	180	0.96	154	13 000	1.3	[3]
	1	3	50		1	90	10 000	1.0	[9]

В работе [10] мы показали, что наблюдаемый непрерывный спектр  $\upsilon$  Sgr хорошо описывается одной моделью с  $T_e = 13\,500$  К,  $\lg g = 1.5$  и относительным содержанием водорода  $10^{-6}$  и гелия 0.95 по числу атомов. Сравнивая наше определение  $T_e$  и  $\lg g$  с данными, приведенными в табл. 1, можно видеть, что полученные нами параметры главного компонента  $\upsilon$  Sgr лучше всего согласуются с результатами работы [3]. В настоящей работе модель, посчитанная в [10], была уточнена и на основе сравнения наблюдаемых профилей линий поглощения с теоретически рассчитанными был определен химический состав атмосферы главного компонента  $\upsilon$  Sgr.

2. *Наблюдательный материал.* Для анализа использовались спектрограммы, полученные на ОЗСП БТА САО АН СССР с дисперсией 8 А/мм. Было получено пять спектрограмм в области  $\lambda$  3900—5000 А в фазах 0.197 и 0.406. Список отождествленных линий с измеренными эквивалентными ширинами, усредненными по пяти спектрам, и значениями сил осцилляторов и потенциалов возбуждения приведен в работе [4]. Сравнение контуров линий, измеренных нами и приведенных в работе [1] (рис. 1а), показало хорошее согласие контуров, полученных в близких фазах (в фазе 0.197 для наших измерений и 0.153 для данных в [1]), что свидетельствует о высокой точности измерений. В то же время, в фазе 0.406 все сильные

линии оказываются гораздо сильнее (глубже и шире), чем в фазе 0.197 (рис. 1b), хотя для слабых линий это не всегда так. Для сильных линий различия в двух фазах значительно больше ошибок измерений, следовательно, эти различия являются физически значимыми. Аналогичные изменения линий поглощения в фазах 0.153 и 0.400 найдены в работе [1].



$\lambda(\text{Å})$

Рис. 1. Сопоставление контуров линий Fe II 4178 и Si II 4128—4130 по нашим спектрограммам [4] (сплошная линия) и измерениям в [1] (штриховая линия) для близких фаз (0.197 и 0.153) — а, и для разных фаз (0.197 и 0.406) — б.

но наибольшие отличия от фазы 0.153 по измерениям в [1] обнаружены для фазы 0.813, в то время как по нашим измерениям профили линий в фазе 0.780 оказываются практически идентичны с профилями в фазе 0.197 (спектрограмма в фазе 0.780 была получена на БТА 13.08.86 г. с дисперсией 1.8 Å/мм). Фаза 0.197 соответствует моменту, когда главный компонент, спектр которого мы наблюдаем, находится за спутником, на кривой блеска этому соответствует менее глубокий, вторичный минимум, фаза 0.406 — это момент максимума блеска, фаза 0.780 — первичного минимума. Поскольку система  $\psi$  Sgr долгопериодическая, присутствие спутника не должно изменять структуру атмосферы главного компонента на-

столько, чтобы это привело к наблюдаемым изменениям его спектра (то есть эффекты эллипсоидальности, отражения малы), и тот факт, что изменения спектральных линий с фазой не повторяются от цикла к циклу, свидетельствует скорее всего о том, что мы наблюдаем какие-то стохастические изменения в атмосфере главного компонента, общей оболочке системы или в потоке от главного компонента к спутнику.

Если считать, что атмосфера главного компонента химически однородна по поверхности, то для определения содержания элементов можно ограничиться одной фазой и не рассматривать изменения спектра со временем. Поэтому мы ограничились построением модели, которая наиболее адекватно описывала бы наблюдаемый непрерывный и линейчатый спектр  $\nu$  Sgr в фиксированный момент времени и использовали эту модель для определения химического состава, оставляя открытым вопрос о возможных причинах спектральной переменности.

3. *Содержание водорода в атмосфере  $\nu$  Sgr.* Для модели, полученной в работе [10], с целью уточнения содержания водорода были посчитаны эквивалентные ширины бальмеровских линий. Расчеты проводились по программе BALMER [11] с использованием параметров уширения из работы [12], как в приближении ЛТР, так и с учетом отклонений от ЛТР, для нескольких значений содержания водорода. Результаты расчетов, а также измеренные  $W_\lambda$  по нашим наблюдениям и по данным [1] приведены в табл. 2.

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ И РАССЧИТАННЫХ  $W_\lambda$  (Å)  
ЛИНИЙ ВОДОРОДА

Линия	Наблюдения		NLTE				LTE		
	[1]	[4]	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3}$
H <sub>3</sub>	0.38	0.49	0.092	0.163	0.382	0.697	0.351	0.550	0.666
H <sub>7</sub>	0.53	0.51	0.111	0.145	0.334	0.708	0.309	0.535	0.659
H <sub>8</sub>	0.49	0.54	0.122	0.140	0.277	0.694	0.259	0.504	0.644

Наиболее близкие к наблюдаемым значения  $W_\lambda$  получаются при расчетах с содержанием водорода  $5 \cdot 10^{-4}$  по числу атомов, причем этот результат не зависит от использования ЛТР или не-ЛТР приближения. Структура модели, рассчитанной с этим уточненным содержанием водорода, практически не отличается от структуры исходной модели, и распределение энергии в континууме для нее также хорошо согласуется с наблюдаемым.

4. *Уточнение температурного распределения модели.* Расчеты профилей и эквивалентных ширин линий проводились по программе KONTUR, раз-

работанной на кафедре астрофизики РГУ [13]. При этом использовалось приближение ЛТР, профиль коэффициента поглощения описывался функцией Фойгта с учетом штарковского уширения линий. Большинство линий в спектре являются блендами нескольких линий, разделить которые не удается даже на спектрах с высокой дисперсией, поэтому для определения химического состава  $\nu$ Sgr необходимо применять метод синтетического спектра. Для этого в исследуемой области были выбраны наиболее интересные участки спектра, которые были рассчитаны и уширены вращением, а затем сравнивались с наблюдаемыми (при этом использовались две регистрограммы, полученные в фазе 0.197). Скорость вращения, определенная по наиболее узким линиям Fe II, составляет 20 км/с. Для скорости микротурбулентии принималось значение 7.1 км/с, найденное в работе [4] по кривым роста.

Проведенные расчеты показали, что для согласования наблюдаемого и теоретического линейчатого спектра при использовании модели, рассчитанной по программе SAM1 [14] с параметрами  $T_e = 13\,500$  К,  $\lg g = 1.5$ ,  $N(\text{H})/\Sigma N = 5 \cdot 10^{-4}$  приходится допустить большие (примерно на 2 порядка) избытки практически всех элементов. Но даже такой ценой профили многих линий согласовать не удастся, так как для этой модели в принципе невозможно получить глубины линий  $R_\lambda > 0.6$ , увеличение содержания элементов приводит к уширению линий, но не увеличивает их центральные глубины. В то же время, в спектре  $\nu$ Sgr наблюдается множество узких глубоких линий с  $R_\lambda \sim 0.8$ .

С другой стороны, наблюдаемый составной спектр  $\nu$ Sgr B8 + F0 свидетельствует о том, что исследуются слои атмосферы, имеющие большую стратификацию по температуре, их доступность связана с аномально низким содержанием водорода [10]. В работе [4] по кривым роста были найдены температуры возбуждения  $T_{ex} \sim 11\,200$  К для ионов N II, O II, S II и  $T_{ex} \sim 8\,000$  К для ионов группы железа. Однако модель, рассчитанная по программе SAM1, нужной стратификации не имеет, температура в ней падает от 14 500 К при  $\tau_R = 1$  до 11 000 К при  $\tau_R = 0.03$  и затем остается практически постоянной.

В рассчитанной «точной» модели атмосферы  $\nu$ Sgr распределение температуры с глубиной почти такое же, как в «серой» модели, использованной в качестве начального приближения, несмотря на то, что при счете было проведено 10 итераций и на последней итерации точность сохранения потока с глубиной не хуже 1%. Малое изменение температурного распределения вызвано тем, что при выбранном химическом составе одним из основных источников непрозрачности является рассеяние на свободных электронах, а при большом вкладе рассеяния в полное поглощение исполь-

зюемые в программе SAM1 методы температурной коррекции и вычисления функции источника оказываются неэффективными [13, 15]. Таким образом, модель, рассчитанная по программе SAM1 с параметрами  $T_s = 13\,500\text{ K}$ ,  $\lg g = 1.5$ ,  $N(H)/\Sigma N = 5 \cdot 10^{-4}$ , хорошо описывая наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре  $\nu$  Sgr, оказывается малоприменимой для объяснения линейчатого спектра. Поэтому для анализа линейчатого спектра  $\nu$  Sgr, была построена полуэмпирическая модель: в исходной модели, рассчитанной по программе SAM1, был увеличен градиент температуры в верхних слоях, при этом поверхностная температура была задана равной  $8000\text{ K}$ , а температура в слоях  $0.01 \leq \tau_r \leq 1.0$  была несколько увеличена таким образом, чтобы выполнялось условие сохранения выходящего интегрального потока,  $H = \tau T_s^4$ . Распределение температуры с оптической глубиной в «точной» и полуэмпирической моделях показано на рис. 2. С таким температурным распределением по программе SAM1 были

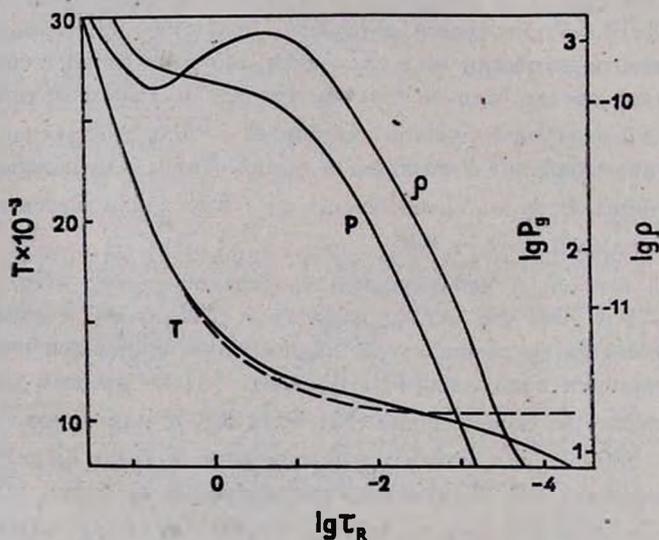


Рис. 2. Распределение  $T$ ,  $P$  и  $\rho$  в полуэмпирической модели атмосферы  $\nu$  Sgr для фазы 0.197 в зависимости от оптической глубины. Штриховой линией показан ход температуры в исходной модели.

рассчитаны давление, концентрации атомов и ионов и коэффициенты поглощения, необходимые для расчетов линий, а также распределение энергии в континууме. Распределение энергии не изменилось по сравнению с исходной моделью, таким образом полуэмпирическая модель также хорошо описывает наблюдаемый непрерывный спектр  $\nu$  Sgr и условие  $H = \tau T_s^4$  для

нее действительно выполняется. В то же время, расхождения в величине потока энергии на разных глубинах достигают 15%, то есть условие лучистого равновесия в такой модели не выполняется. Однако в спектре  $\nu$ Sgr наблюдаются эмиссионные линии, причем не все они изменяются с фазой, что свидетельствует о существовании оболочки, окружающей систему [5, 16]. Переменный с фазой орбитального периода сложный эмиссионно-абсорбционный профиль наблюдается у  $H_{\alpha}$  и указывает на существование газового потока от главного компонента к спутнику [5]. Эти факты свидетельствуют об истечении вещества из главного компонента. В работе [8] по линиям поглощения в ультрафиолетовой области спектра была найдена скорость потери массы главным компонентом,  $\dot{M} = 5.4 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ . Кроме того, в работах [5, 16] отмечено, что нерегулярная переменность абсорбционных профилей некоторых линий может быть вызвана макротурбулентными движениями в атмосфере главного компонента. Источником энергии макротурбулентных движений и звездного ветра может быть только лучистая энергия [15, 17]. Следовательно, нет никаких оснований требовать строгого выполнения лучистого равновесия в атмосфере  $\nu$ Sgr. В то же время, использование исправленной, полуэмпирической модели с уменьшенным значением поверхностной температуры и увеличенным температурным градиентом позволяет описать многие характерные особенности линейчатого спектра  $\nu$ Sgr.

Нужное распределение температуры с глубиной, вероятно, можно также получить, учитывая бланкетирование линиями при построении модели атмосферы. Как было отмечено в работе [10], учет бланкетирования должен, кроме того, улучшить согласие теоретического и наблюдаемого распределений энергии в ультрафиолете. Однако такой подход является более трудоемким, требует значительно большего машинного времени и большого количества параметров, часто неизвестных, многочисленных линий, включаемых в расчеты. Построение полуэмпирической модели проводится сравнительно просто, и, как будет показано дальше, ее использование позволяет получить вполне удовлетворительные результаты.

Необходимо отметить, что выбор поверхностной температуры,  $T_0$ , не является произвольным. Значение  $T_0 = 8000$  К соответствует температуре возбуждения, определенной в работе [4] по кривым роста для линий Fe II и Ti II. Кроме того, была построена также полуэмпирическая модель с  $T_0 = 6500$  К, что основано на полученном в работе [1] значении  $T_{ex} = 6500$  К для ионов группы железа, но расчеты линий показали, что это значение является слишком низким. При нормальном содержании элементов линии Si II, Fe II, рассчитанные для этой модели, оказываются очень глубокими ( $R_{\lambda} \sim 0.9$ ) и одновременно узкими, лишенными крыльев, наблюдаемые профили менее глубокие, но более широкие, так что измене-

нием содержания элементов наблюдаемые и теоретические профили согласовать не удастся. Поэтому мы остановились на модели с  $T_0 = 8000$  К. Распределения с оптической глубиной температуры, полного давления и плотности в этой модели приведены на рис. 2.

5. *Анализ линейчатого спектра.* Для определения содержаний легких элементов в атмосфере главного компонента  $\upsilon$ Sgr с использованием уточненной полуэмпирической модели по программе KONTUR было рассчитано несколько участков синтетического спектра в окрестностях линий He I, C II, N II и O II, данные о которых приведены в табл. 3. Для каждого участка спектра в таблице указано название иона, линии которого здесь присутствуют, длина волны линии, сила осциллятора, потенциал возбуждения нижнего уровня и содержание элемента, определенное сравнением с наблюдаемым контуром в фазе 0.197. Хотя в этой фазе главный компонент  $\upsilon$ Sgr находится в затмении, полный поток энергии от системы при этом всего на  $0^m 1$  меньше, чем в момент максимума блеска, то есть затмения в системе неглубокие, поэтому нет принципиальной разницы в том, в какой фазе проводить исследование линейчатого спектра. При этом важно только использовать модель, адекватно описывающую структуру атмосферы главного компонента  $\upsilon$ Sgr в исследуемый момент времени. Фаза 0.197 была выбрана потому, что для этой фазы можно было сравнить наши спектры с опубликованными в [1], и это сравнение подтвердило надежность нашего наблюдательного материала. Некоторые расчеты были проведены и для фазы 0.406. Оказалось, что для нее лучше подходит полуэмпирическая модель с  $T_0 = 6500$  К (заметим, что в работах [1] и [4]  $T_{ex}$  находились по  $W_\lambda$ , усредненным по всем фазам, и различия в результатах связаны просто с неодинаковым относительным вкладом разных фаз в средние значения  $W_\lambda$ ). С помощью этой модели удастся неплохо описать участки линейчатого спектра  $\upsilon$ Sgr в фазе 0.406, принимая те же содержания элементов, что были определены для фазы 0.197.

Расчет синтетического спектра был необходим прежде всего для того, чтобы исключить ошибки отождествления и выделить линии исследуемых элементов в сложном, заблендрованном спектре  $\upsilon$ Sgr. При этом, для определения содержаний легких элементов, углерода, азота и кислорода, приходилось делать предположения и о содержании других элементов, перечисленных в табл. 3. Первоначальные значения содержаний элементов, линии которых формируют рассчитанные участки спектра, брались по определениям, полученным в работе [4] по кривым роста. С этими значениями была посчитана и модель атмосферы. Сравнение теоретических расчетов с наблюдаемыми участками спектра показало необходимость изменения содержаний практически всех элементов. При этом изменялся и набор

Таблица 3

РАССЧИТАННЫЕ УЧАСТКИ СИНТЕТИЧЕСКОГО  
СПЕКТРА  $\nu$  Sgr

Ион	$\lambda$ , А	$f_{\lambda}$	$\epsilon$ , эВ	$\lg N_{эл}/\Sigma N$
1	2	3	4	5
He I 4387				
Fe I	4383.55	1.58	1.48	-3.8
Mg II	4384.64	0.17	9.95	-4.0
Fe II	4385.38	0.003	2.77	-3.6
Ti II	4386.86	0.15	2.60	-6.0
He I	4387.93	0.13	21.20	-0.02
Mg II	4390.58	0.30	10.00	-4.00
S II	4391.84	0.50	15.83	-4.5
Ti II	4394.06	0.01	1.22	-5.5
Ti II	4395.03	0.22	1.08	-5.5
Ti II	4395.85	0.30	1.24	-5.5
He I 4438				
Mg II	4436.55	2.10	11.52	-4.2
He I	4437.66	0.01	21.22	-0.02
Fe II	4439.13	$6 \cdot 10^{-5}$	2.68	-3.3
V II	4439.42	$5 \cdot 10^{-4}$	2.22	-8.1
Zr II	4439.45	0.05	1.20	-9.6
Fe I	4439.48	0.03	3.60	-3.8
Ti II	4441.79	$3 \cdot 10^{-3}$	1.18	-5.5
N II	4442.02	2.04	23.42	-2.0
He I 4471				
Fe II	4461.43	$2 \cdot 10^{-4}$	2.57	-2.8
S II	4463.66	1.32	15.38	-4.5
Ti II	4464.46	0.02	1.16	-5.8
Cr II	4465.78	0.005	6.46	-5.1
Fe I	4466.63	0.24	2.83	-3.8
Ti II	4468.51	0.10	1.13	-5.8
He I	4471.48	0.96	20.96	-0.02
He I	4471.61	0.12	20.96	-0.02
Fe II	4472.92	$5 \cdot 10^{-4}$	2.79	-3.8
Fe II	4474.20	$4 \cdot 10^{-3}$	5.55	-4.3

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5
С II 4017				
С II	4017.27	0.21	22.80	-1.9
Cr II	4017.96	0.46	5.31	-5.3
Zr II	4018.38	$5 \cdot 10^{-3}$	0.96	-7.7
С II 4075				
С II	4074.56	1.59	24.27	-2.4
С II	4074.89	3.60	24.27	-2.4
Si II	4075.45	0.11	9.80	-4.0
Cr II	4075.63	0.02	3.09	-4.9
V II	4075.66	$1 \cdot 10^{-3}$	1.56	-8.1
O II	4075.87	4.96	25.66	-2.5
С II	4076.00	5.68	24.27	-2.4
С II 4267				
Mn I	4265.92	0.25	2.93	-7.2
Ti I	4266.23	0.05	2.29	-5.5
Ar II	4266.53	0.26	16.64	-3.8
Fe I	4266.97	0.13	2.73	-3.8
С II	4267.02	3.76	18.05	-2.4
С II	4267.20	0.27	18.05	-2.4
С II	4267.25	5.34	18.05	-2.4
Ar II	4267.47	0.04	19.51	-3.8
S II	4267.80	2.88	16.03	-4.8
Fe I	4267.83	0.46	3.11	-3.8
Ni 4151				
Ne II	4150.67	1.63	34.50	-2.9
Zr II	4150.97	0.08	0.80	-7.6
Cr II	4151.00	$6 \cdot 10^{-3}$	5.31	-5.2
Ni I	4150.46	0.02	10.34	-1.9
Eu II	4150.52	0.01	1.27	-11.3
Ce II	4150.97	1.26	0.20	-10.4
O II 4641				
O II	4641.81	1.52	22.98	-2.7
Sm II	4642.25	0.08	0.38	-11.0
N II	4643.09	0.45	18.47	-1.7

элементов (и соответствующих линий), включаемых в расчеты. После выявления линий, формирующих бленду, проводилось варьирование содержания только одного нужного элемента, для которого мы добивались возможно более точного совпадения рассчитываемого и экспериментально-го профилей на всех исследуемых участках спектра. На рис. 3 показаны:

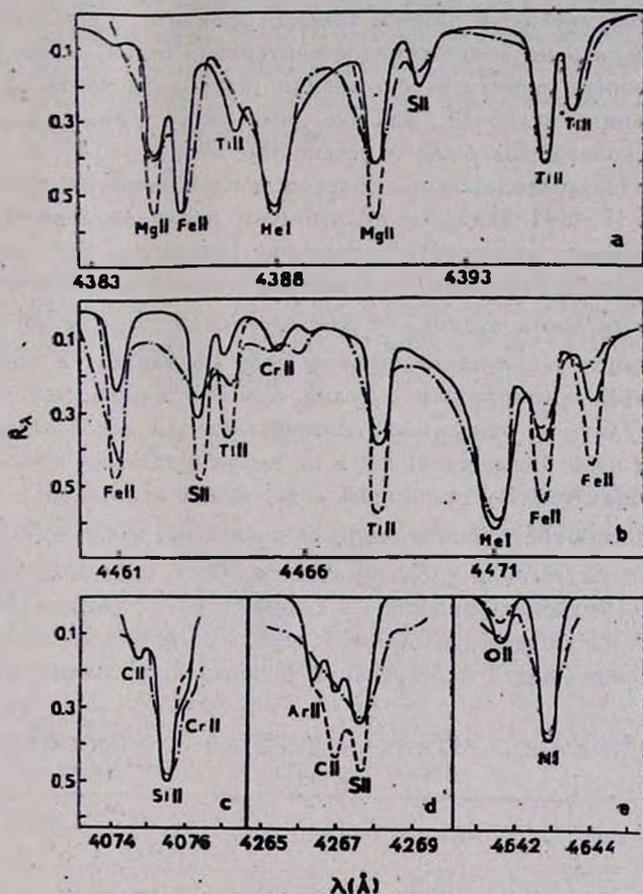


Рис. 3. Сравнение наблюдаемых участков спектра (штрих-пунктирная линия) с теоретически рассчитанными при разных содержаниях элементов: а) в области линии He I 4388, сплошная линия  $-\lg N(\text{Mg})/\Sigma N = -4.0$ , штриховая линия  $-\lg N(\text{Mg})/\Sigma N = -3.0$ ; б) в области линии He I 4471, сплошная линия  $-\lg N(\text{Fe})/\Sigma N = -3.8$ ,  $\lg N(\text{Si})/\Sigma N = -4.3$ ,  $\lg N(\text{Ti})/\Sigma N = -5.8$ , штриховая линия  $-\lg N(\text{Fe})/\Sigma N = -2.8$ ,  $\lg N(\text{Si})/\Sigma N = -3.3$ ,  $\lg N(\text{Ti})/\Sigma N = -4.8$ ; в) в области линии Si II 4074, сплошная линия  $-\lg N(\text{Cr})/\Sigma N = -4.9$ , штриховая  $-\lg N(\text{Cr})/\Sigma N = -5.9$ ; д) в области линии Si II 4267, сплошная линия  $-\lg N(\text{C})/\Sigma N = -2.4$ ,  $\lg N(\text{S})/\Sigma N = -4.8$ , штриховая линия  $-\lg N(\text{C})/\Sigma N = -1.4$ ,  $\lg N(\text{S})/\Sigma N = -4.3$ ; е) в области линий O II 4641 и Ni II 4643, сплошная линия  $-\lg N(\text{O})/\Sigma N = -2.5$ , штриховая линия  $-\lg N(\text{O})/\Sigma N = -3.0$ . Содержания других элементов, включенных в расчеты, указаны в табл. 3.

сопоставления экспериментальных участков спектра с теоретическими при разных предположениях о содержании элементов. Содержание гелия при расчетах бралось 0.95% по числу атомов, хорошее согласие теоретических контуров линий He I с наблюдаемыми подтверждает эту цифру, полученную ранее по непрерывному спектру.

Окончательные содержания легких элементов, определенные усреднением по всем рассчитанным линиям каждого элемента, приведены в табл. 4. В 3-м столбце указано количество рассчитанных линий, в 4-м столбце — среднеквадратичная ошибка в содержании углерода и азота. Для определения содержания кислорода удалось выделить только одну линию, O II 4641, поскольку, как было отмечено еще в работе [4], все остальные линии кислорода заблендированы более сильными линиями других элементов. Линия O II 4641 является практически изолированной и позволяет достаточно уверенно определить содержание кислорода (см. рис. 3e). Во 2-м столбце табл. 4 приведены содержания элементов, посчитанные относительно полного числа атомов, но для сравнения  ${}^{\nu}\text{Sgr}$  с обычным стандартом — Солнцем такая нормировка не годится, так как в  ${}^{\nu}\text{Sgr}$  водород почти полностью преобразован в гелий. Следовательно, для того, чтобы можно было судить об относительных избытках или недостатках всех других элементов, необходимо сравнивать их вклад в единицу массы вещества. В 5 и 6 столбцах табл. 4 приведены содержания элементов в атмосферах  ${}^{\nu}\text{Sgr}$  и Солнца соответственно, выраженные в  $\lg(\mu_i N_i / \sum \mu_i N_i)$ . Дефицит водорода, избыток гелия и избыток азота в  ${}^{\nu}\text{Sgr}$  свидетельствуют о том, что произошло выгорание водорода в гелий через CNO-цикл. Но одновременно в  ${}^{\nu}\text{Sgr}$  наблюдается избыток углерода на 0.8 dex, что может быть отражением прошедших в ядре реакций превращения гелия в углерод.

Таблица 4  
СОДЕРЖАНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ  
 ${}^{\nu}\text{Sgr}$

Элемент	$\lg(N_i / \sum N_i)$	n	$\sigma, \%$	$\lg(\mu_i N_i / \sum \mu_i N_i)$	
				${}^{\nu}\text{Sgr}$	$\odot$
H	-3.30	3		-3.93	0.07
He	-0.02	3		-0.04	-0.52
C	-2.23	3	7	-1.75	-2.54
N	-1.87	3	5	-1.35	-3.07
O	-2.70	1		-2.13	-2.21

6. **Заключение.** В заключение можно сделать следующие выводы:

1) Наблюдаемый непрерывный и линейчатый спектры  ${}^{\nu}\text{Sgr}$  достаточно хорошо описываются одной плоскопараллельной стационарной мо-

делью с параметрами  $T_e = 13500$  К,  $\lg g = 1.5$ ,  $N(\text{H})/\Sigma N = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$ ,  $T_0 = 8000$  К.

2) Значительный дефицит водорода, избытки гелия и азота позволяют утверждать, что водород в ядре главного компонента был полностью преобразован в гелий в реакциях CNO-цикла, а водородная оболочка была утрачена в ходе первого обмена массой. В настоящее время главный компонент снова заполняет свою полость Роша и происходит вторичное перетекание вещества на спутник. Наблюдаемый избыток содержания углерода свидетельствует о том, что это происходит в конце стадии выгорания гелия в углерод в ядре или слоевом источнике.

Ростовский государственный  
университет

## THE ABUNDANCES OF THE LIGHT ELEMENTS IN THE ATMOSPHERE OF THE MAIN COMPONENT OF DOUBLE SYSTEM $\upsilon$ SGR

V. V. LEUSHIN, G. P. TOPILSKAJA

The chemical composition of the atmosphere of the main component of the double system  $\upsilon$  Sgr has been determined by the method of synthetic spectrum. The model of the atmosphere with parameters  $T_e = 13500$  К,  $\lg g = 1.5$ ,  $N(\text{H})/\Sigma N = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$  has been used. A good agreement of the calculated spectrum with the observed has been obtained. The obtained abundances of hydrogen, helium, carbon, nitrogen and oxygen show evidence that the star has passed hydrogen burning via CNO-cycle and the transformation of helium in carbon in the nucleus of the main component.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Hack, E. Pasinetti, Contr. Merate Milano, 215, 3, 1962.
2. M. Hack, Photometric and Spectroscopic Binary Systems, eds. E. B. Carling, Z. D. Kopal, Reidel Publ. Comp., 1981, p. 453.
3. P. Hellings, C. de Loore, M. Burger, H. J. G. L. M. Lamers, Astron and Astrophys., 101, 161, 1981.
4. В. В. Красцов, В. В. Леушин, Спектрофотометрический анализ атмосферы яркого компонента двойной системы  $\upsilon$  Sgr, Деп. № 99—82, 1981.
5. В. И. Бурнашев, Изв. крым. астрофиз. обсерв., 63, 104, 1981.
6. J. S. Drilling, D. Schönberner, Advances in Ultraviolet Astronomy, eds. Y. Kondo, M. J. Mead, R. D. Chapman, NASA, CP-2238, 1982, p. 546.
7. N. K. Rao, V. R. Venugopal, J. Astrophys. and Astron., 6, 101, 1985.

8. *M. Hack, U. Flora, P. Santin*, *Close Binary Stars*, eds. M. J. Plavec, 1980, p. 271.
9. *D. Schönberner, J. S. Drilling*, *Astrophys. J.*, 268, 225, 1983.
10. *В. В. Леушин, Г. П. Топильская*, *Астрофизика*, 22, 121, 1985.
11. *R. L. Kurucz, I. Fureuild*, *SAO Spec. Rept.*, 387, 142, 1980.
12. *C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 37, 1973.
13. *В. В. Леушин, Г. П. Топильская*, *Астрофизика*, 24, 560, 1986.
14. *S. Wright, J. Argros*, *Comm. Univ. London. Observ.*, 76, 1975.
15. *Д. Михалас*, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
16. *M. Hack*, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 31, 43, 1960.
17. *К. де Ягер*, *Звезды наибольшей светимости*, Мир, М., 1984.

УДК: 524.318—355

## НИЗКОДИСПЕРСНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД.

### I. ОБЛАСТЬ $115^\circ < l \leq 130^\circ$ , $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$

М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

Поступила 8 декабря 1986

Принята к печати 25 декабря 1986

На основе низкодисперсного (1250 А/мм около  $H\gamma$ ) спектрального материала, полученного на 70-см менисковом телескопе, в области  $115^\circ < l < 130^\circ$ ,  $-5^\circ < b < +5^\circ$  выявлено 180 углеродных звезд. Среди них 114 обнаружены в Абастумани. Впервые приводятся данные о 77 из них. Показано, что распределение углеродных звезд по широте и долготе равномерное, хотя наблюдается весьма значимый пик в интервале широт  $0.^\circ 5 - 1.^\circ 0$ , а поверхностное распределение случайное.

Методом «ближайшего соседа» выявлены четыре пары углеродных звезд и пять реальных ассоциаций «скопление звезд-углеродная звезда». Предельное угловое расстояние между компонентами таких пар соответственно равно  $0.^\circ 05$  и  $0.^\circ 2$ . Процент углеродных звезд, входящих в пары, равен 4.5, а в скопления — 3. Поскольку исследуемые объекты находятся, в среднем, на расстояниях 4—7 кпк, то предельному угловому расстоянию пар  $0.^\circ 05$  соответствует 3.6—6.0 пк.

1. *Введение.* В начале шестидесятых годов прошлого века пионер спектральной классификации звезд Анджело Секки выделил особый класс красных звезд, назвав их углеродными. Впоследствии, до использования фотографии, поиски углеродных звезд проводились визуально среди красных звезд. Значительный успех в выявлении указанного класса объектов был достигнут применением фотографии в Гарвардской обсерватории [1]. В дальнейшем большое количество углеродных звезд было обнаружено фотографически, с применением предобъективной призмы в обсерваториях Маунт Вилсон [2—3], Дирборнской [4—6], Уорнера и Суэзи [7—10] и др. Большинство этих обзоров проводилось в красной и в ближней инфракрасной областях спектра. Предельная величина наиболее глубоких обзоров [13—14] равна  $m_I = 12.5 - 13.0$ .

В начале шестидесятых годов [15] был предпринят глубокий обзор ( $m_I = 12.5 - 13.0$ ) Южного неба ( $235^\circ \leq l \leq 7^\circ$ ,  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ ), в результате чего на площади 1350 кв. град. было выявлено около 1130 углеродных звезд. За последние годы в разных обсерваториях были проведе-

ны обзоры избранных областей Галактики с целью выявления слабых углеродных звезд [16—20].

В Абастуманской астрофизической обсерватории предварительным обзором избранных областей Галактики было выявлено 80 новых углеродных звезд [21—27], в том числе одна весьма слабая углеродная звезда ( $m_V = 15.5-16.0$ ), возможный член населения гало [23] (№ 20). В работе [20] на основе низкодисперсного спектрального обзора в ближней инфракрасной области спектра (7600—9000 А) исследована значимость эффекта уменьшения плотности углеродных звезд в направлении на центральные области Галактики, обнаруженного в работе [28]. На основе проведенного обзора двух областей, по 322 кв. град. каждая в направлении на центр и антицентр, выявлены 283 углеродные звезды, среди них 129 новых. Показано, что наблюдаемое понижение плотности углеродных звезд в направлении на центр реально и не может быть объяснено селекцией.

Особого внимания заслуживают низкодисперсные обзоры внегалактических объектов, карликовых галактик Местной системы [29, 30], проводимые на крупных телескопах ( $D > 3$  м). Учитывая, что визуальная абсолютная звездная величина углеродных звезд  $\bar{M} = -2.5$ , удается наблюдать, даже самые ярчайшие из них, только до расстояний 0.5 Мпк. В частности, в [33] даются результаты исследования БМО, в котором было выявлено 500 углеродных звезд. Цитируемые работы наряду с исследованием распределения углеродных звезд позволяют независимым способом оценить их среднюю абсолютную величину.

2. *Абастуманский низкодисперсный спектральный обзор Галактики.* После проведения предварительных наблюдений на фотопластинках Kodak IIIa-J и IIIa-F, был начат систематический низкодисперсный спектральный обзор (обратная линейная дисперсия 1250 А/мм около  $H_\gamma$ ) Млечного Пути в области  $30^\circ \leq l \leq 220^\circ$ ,  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ . Углеродные и звезды класса M3—M10 могут быть выявлены практически до предела проникновения фотонегативов, который равен  $m_V = 15.5-16.0$  ( $m_I = 12.5-13.0$ ). По завершении проводимого обзора неисследованным останется только 10% ( $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ ) Млечного Пути.

В настоящей работе приводятся результаты низкодисперсного спектрального обзора области  $115^\circ \leq l \leq 130^\circ$ ,  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ , проведенного с целью выявления слабых углеродных звезд. Наблюдения проводились с 70-см менисковым телескопом (700/9808/2100) [34] в комбинации с  $2^\circ$  предобъективной призмой на фотопластинках Kodak IIIa-J и IIIa-F, гиперсенсibilизированных прогреванием в воздухе или в азоте. Каждый фотонегатив охватывает область 19 кв. град. Выделение нами углеродных звезд основано на рассмотрении спектральных полос  $C_2$  (критерий Секки) 4737 А, 5165 А (IIIa-J) и 5635 А (IIIa-F). На пределе обнаружения для

Эмульсии IIIa-J видна только область спектра 5165—5350 Å, а на фотонегативах IIIa-F — полоса 5165 Å, поэтому в основном ею мы и пользовались. В редких случаях, т. е. при отсутствии указанной полосы, использовалась 5675 Å, а также учитывался характер распределения непрерывного спектра. Предельная звездная величина обзора, с учетом поглощения, позволяет проникать до расстояний 6—10 кпк, что весьма важно с точки зрения изучения структуры Галактики (на больших расстояниях).

В результате просмотра фотонегативов выявлено 180 углеродных звезд. В табл. 1 приводятся экваториальные и галактические координаты новых углеродных звезд, выявленных в Абастумани [22, 26, 27]. Координаты новых углеродных звезд определялись по соответствующим разностям  $\Delta x$  и  $\Delta y$  по отношению к ближайшим BD-звездам и, очевидно, обладают небольшой точностью (порядка 1—2 минут дуги), однако достаточной для отождествления. Мы планируем определение астрометрических положений всех углеродных звезд, находящихся в исследуемой области.

Карты отождествления приведены для 85 звезд, отпечатанные с прямых снимков, снятых на 70-см менисковом телескопе в цвете R, а для остальных они приводились в [23, 26].

3. Видимое распределение углеродных звезд. С целью изучения видимого распределения углеродных звезд по широте и долготе построены гистограммы, которые приводятся на рис. 1, 2. Оптимальное число ячеек выбиралось согласно рекомендациям, данным в [36]. Вопрос распределения углеродных звезд изучался на основе различных статистических подходов, изложенных ниже. В частности, для проверки равномерности распределения по широте и долготе применялся критерий  $\chi^2$ . Последний для проверки гипотезы о равномерном распределении звезд определяется следующим образом [36]:

$$\chi^2 = \sum \frac{(N_i - n)^2}{n}, \quad (1)$$

где  $N_i$  — наблюдаемое число звезд в интервале с номером  $i$ , а  $n$  — ожидаемое число звезд, определяемое выражением  $n = \sum_{i=1}^m N_i / m$ . Критерию  $\chi^2$  соответствует  $\nu = m - 2$  степеней свободы, где  $m$  — число ячеек.

В табл. 2 приводятся результаты для трех случаев: а) для всей гистограммы, б) для звезд, расположенных выше галактической плоскости, в) для звезд, расположенных ниже ее.

Как видно из табл. 2, на уровне значимости 0.05 распределение углеродных звезд по широте (случаи а и б) неравномерное. Оно станет равномерным, если не принять во внимание весьма значимый пик в интервале 2—127

Таблица 1

## СПИСОК НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

№	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$l$	$b$	№	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$l$	$b$
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
1	23 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> .5	67°08'	115.7	5.8	36	00 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> .7	62°39'	118.7	0.6
2	23 32.6	59 00	113.6	-2.0	37	00 13.4	65 49	119.6	3.7
3	23 36.8	66 06	115.9	4.7	38	00 14.4	59 58	118.9	-2.2
4	23 37.2	62 40	115.1	1.4	39	00 17.4	62 52	119.7	0.7
5	23 40.9	64 08	115.9	2.7	40	00 17.6	61 09	119.5	-1.0
6	23 41.3	62 26	115.5	1.0	41	00 18.4	62 09	119.7	0.0
7	23 41.4	62 20	115.5	0.9	42	00 19.0	65 53	120.2	3.7
8	23 41.4	60 45	115.1	-0.6	43	00 19.1	62 42	119.8	0.5
9	23 41.9	57 35	114.4	-3.7	44	00 19.6	65 44	120.3	3.5
10	23 41.9	58 44	114.7	-2.6	45	00 19.7	60 45	119.7	-1.5
11	23 42.8	62 08	115.6	0.7	46	00 22.0	58 58	119.8	-3.3
12	23 44.5	59 21	115.1	-2.1	47	00 28.0	59 45	120.6	-2.5
13	23 45.3	62 14	115.9	0.7	48	00 28.5	66 00	121.1	3.7
14	23 45.7	58 55	115.2	-2.5	49	00 29.7	64 54	121.2	2.6
15	23 45.9	66 01	116.8	4.4	50	00 30.2	60 05	120.9	-2.2
16	23 46.2	61 50	115.9	0.3	51	00 31.8	57 10	121.0	-5.1
17	23 47.3	63 39	116.4	2.0	52	00 34.2	66 29	121.7	4.2
18	23 47.6	56 11	114.8	-5.3	53	00 35.7	60 55	121.6	-1.4
19	23 49.9	63 53	116.8	2.2	54	00 36.7	62 56	121.8	0.6
20	23 51.4	62 23	116.6	0.7	55	00 39.7	64 37	122.2	2.3
21	23 51.6	62 21	116.6	0.7	56	00 39.7	62 15	122.2	-0.1
22	23 52.3	64 03	117.1	2.3	57	00 41.6	67 19	122.5	4.9
23	23 53.2	64 18	117.2	2.5	58	00 45.1	58 58	122.8	-3.4
24	23 53.7	57 53	116.0	-3.7	59	00 47.1	64 26	123.0	2.1
25	23 56.4	63 24	117.4	1.6	60	00 48.6	58 51	123.3	-3.5
26	23 57.3	62 25	117.3	0.6	61	00 49.6	63 35	123.3	1.2
27	23 57.8	63 04	117.5	1.2	62	00 50.5	59 08	123.5	-3.3
28	23 58.5	59 11	116.9	-2.6	63	00 51.1	64 24	123.4	2.0
29	00 00.4	58 57	117.0	-2.9	64	00 52.1	67 15	123.5	4.9
30	00 02.2	64 10	118.2	2.2	65	00 54.2	66 49	123.8	4.5
31	00 02.3	61 16	117.7	-0.7	66	00 54.2	58 40	124.0	-3.7
32	00 06.0	63 56	118.5	1.9	67	00 54.6	61 45	123.9	-0.6
33	00 06.7	61 00	118.2	-1.0	68	00 55.9	63 34	124.0	1.2
34	00 07.9	62 29	118.5	0.4	69	00 58.9	61 03	124.5	-1.3
35	00 09.3	60 22	118.4	-1.7	70	00 59.2	61 04	124.5	-1.2

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
71	01 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> .6	62°16'	124.0	0.0	93	01 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> .9	64°02'	126.0	1.9
72	01 02.6	62 24	124.8	0.1	94	01 20.9	62 14	126.9	0.1
73	01 03.9	61 22	125.1	-0.9	95	01 21.0	64 02	126.7	1.9
74	01 05.0	62 46	125.1	0.5	96	01 21.1	61 36	127.1	-0.5
75	01 05.3	59 38	125.4	-2.6	97	01 29.0	65 20	127.4	3.3
76	01 05.6	63 08	125.1	0.8	98	01 32.9	64 21	127.9	2.4
77	01 06.1	61 39	125.3	-0.6	99	01 33.4	62 25	128.4	0.6
78	01 08.0	64 17	125.3	2.0	100	01 33.9	65 04	127.9	3.2
79	01 08.0	61 26	125.5	-0.8	101	01 34.7	63 39	128.3	1.8
80	01 08.7	64 52	125.3	2.6	102	01 35.3	65 32	127.9	3.6
81	01 09.2	63 08	125.5	0.9	103	01 35.9	62 53	128.5	1.0
82	01 10.7	67 49	125.2	5.6	104	01 38.1	63 26	128.7	1.6
83	01 12.0	61 31	126.0	-0.7	105	01 39.0	64 23	128.6	2.6
84	01 12.1	66 12	125.5	4.0	106	01 39.6	62 31	129.0	0.8
85	01 13.7	56 35	126.7	-5.6	107	01 39.6	64 08	128.7	2.3
86	01 14.8	60 31	126.4	-1.7	108	01 39.7	64 09	128.7	2.4
87	01 14.9	59 14	126.6	-2.9	109	01 40.0	64 03	128.8	2.3
88	01 16.5	64 28	126.2	2.3	110	01 41.1	64 59	128.7	3.2
89	01 16.8	65 25	126.1	3.2	111	01 44.1	61 05	129.9	-0.5
90	01 16.8	63 47	126.3	1.6	112	01 44.8	61 10	129.9	-0.4
91	01 17.4	58 25	127.0	-3.7	113	01 45.0	65 43	128.9	4.0
92	01 20.8	65 12	126.5	3.1	114	01 45.5	64 05	129.3	2.5

0.5—1.0, за который ответственно восемь звезд. Соответствующие значения  $\chi^2$  заключены в скобки в табл. 2. Наблюдаемое убывание числа звезд с увеличением широты становится значимым (случай б) только в случае принятия во внимание наблюдаемой аномалии числа звезд в указанном интервале. Для звезд, расположенных ниже галактической плоскости (случай в)  $\chi_{\text{н}}^2 < \chi_{\text{гр}}^2$ , т. е. распределение равномерное. Отметим также, что  $N(-2.5 + 0.0 \div 2.5)/N(-5.0 + -2.5) + N(2.5 \div 5.0)$  равно 1.8, где  $N$ -число звезд.

Таблица 2

	$\chi_{\text{набл.}}^2$	$\chi_{\text{гр. 0.05}}^2$	$\nu$
а	42 (22)	28.9	18
б	27 (15)	15.5	8
в	12	15.5	8

Для распределения по долготе  $\chi^2_{\text{н}} < \chi^2_{\text{кр}}$  на уровне 0.05 ( $\chi^2_{\text{н}} = 23$ ,  $\chi^2_{\text{кр}} = 29$ ), т. е. распределение по долготе равномерное.

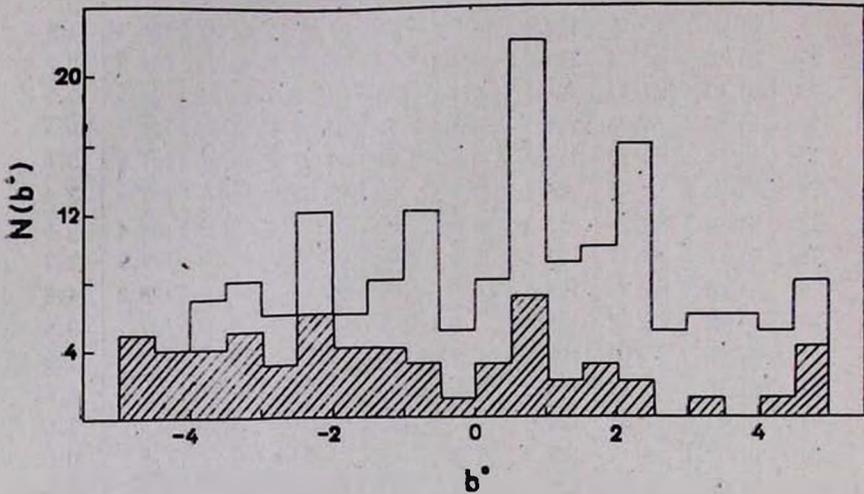


Рис. 1. Распределение углеродных звезд по широте. Незаштрихованная область соответствует звездам, выявленным в Абастумани.

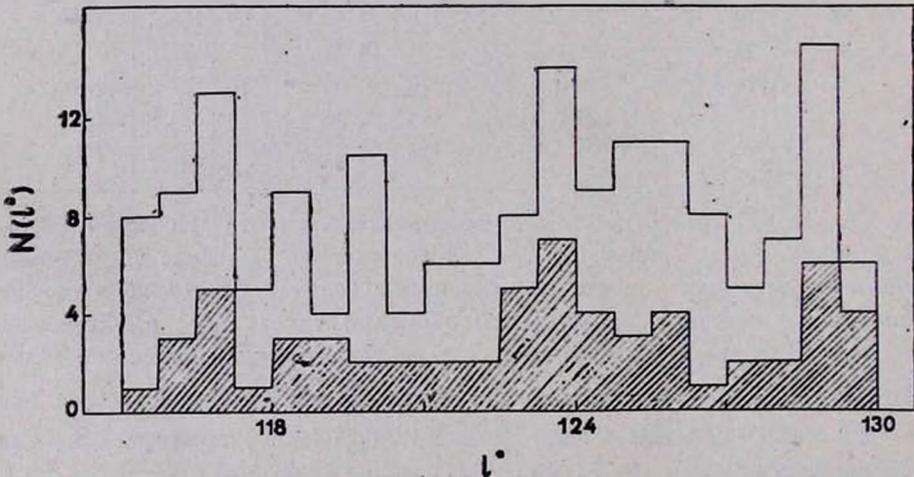


Рис. 2. Распределение углеродных звезд по долготе. Незаштрихованная область соответствует звездам, выявленным в Абастумани.

Для исследования поверхностного распределения (рис. 3) вся область была разделена на множество подобластей равной площади ( $1^\circ \times 1^\circ$ ). Помощью формулы Пуассона

$$P(n) = \frac{e^{-\gamma} \cdot \gamma^n}{n!}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — ожидаемое число звезд в подобласти, т. е.  $\gamma = 1.12$ , вычислялись ожидаемые числа участков, содержащих 0, 1, 2, ... звезд. Наблюдаемое значение  $\chi^2 = 2.1$ , а теоретическое на уровне значимости 0.05 с четырьмя степенями свободы равно 9.5, что указывает на случайность распределения углеродных звезд в исследуемой области. Еще одно независимое подтверждение отмеченного факта будет приведено ниже.

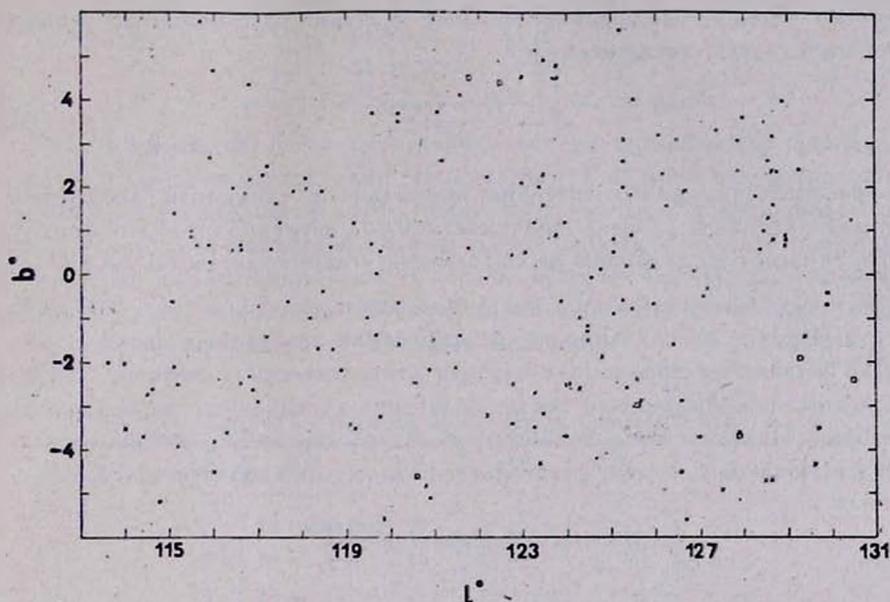


Рис. 3. Поверхностное распределение углеродных звезд.  $\square$  — из [17],  $\times$  — из [35],  $\bullet$  — выявленные в Абастумани. Точка с черточкой — тесные пары С-звезд.

4. Пары углеродных звезд. Для выявления пар углеродных звезд (вероятно существующих) применялся метод «ближайшего соседа», в котором анализируемые данные представляют не множество звезд, расположенных внутри некоторой заданной области, а расстояния между наиболее близкими парами точек. Преимущество метода состоит в том, что он дает возможность получать некоторую информацию о природе распределения точек, в противоположность простому принятию или отклонению проверяемой гипотезы.

В условиях случайного расположения точек на плоскости функций плотности распределения расстояния  $r$  до первого ближайшего соседа дается выражением [37, 38]

$$N(r) dr = 2\gamma\pi r \exp(-\gamma\pi r^2) dr, \quad (3)$$

где  $\gamma$  — плотность точек на плоскости. Из выражения (3) нетрудно опреде-

лить  $E(r)$  и  $\sigma^2(\bar{r})$  — ожидаемое среднее расстояние между каждой точкой и ближайшей к ней соседней точкой и его дисперсия, которые для случайно расположенных точек равны

$$E(r) = 1/(2\sqrt{\gamma}), \quad (4)$$

$$\sigma(\bar{r}) = 0.26/\sqrt{\pi\gamma}. \quad (5)$$

Обозначим через  $R$  наблюдаемое среднее значение расстояний до первого ближайшего соседа; тогда величина

$$Z = \frac{R - E(r)}{\sigma(\bar{r})} \quad (6)$$

будет распределена приблизительно нормально с единичной дисперсией. Принимая заданный уровень значимости 0.05, нетрудно принять или отклонить гипотезу о случайном распределении углеродных звезд. Для  $E(r)$ ,  $\sigma(\bar{r})$ ,  $R$  и  $Z$  соответственно получены следующие значения: 0.47, 0.02, 0.48, 0.5, указывающие на случайность распределения углеродных звезд.

Для выявления возможных случаев статистически значимого близкого расположения углеродных звезд, сравнение усредненных характеристик непригодно. Поэтому было проведено непосредственное сравнение ожидаемых и наблюдаемых частот, результаты которого приводятся в табл. 3.

Таблица 3

$r_i - r_{i+1}$	О	Н
0.0 — 0.05	1.3	8
0.05 — 0.10	4	4
0.10 — 0.15	6	8
0.15 — 0.20	8	9

Отметим, что расстояния для отобранных соседей с  $r \leq 0.03$  были измерены заново с точностью порядка 5—10 секунд дуги. Как видно из табл. 3, избыток пар с расстоянием менее 0.05 равен шести, а для  $r > 0.05$  — нулю. Ввиду того, что для определения расстояний в качестве случайных точек брались сами углеродные звезды, число изолированных пар будет увеличено в два раза. Просмотр выявленных пар показал, что имеются четыре изолированные пары, т. е. каждый компонент является ближайшим для другого. Кроме того, имеется один триплет, находящийся в кругу радиуса 0.2, что равно ожидаемому значению. В табл. 4 приводятся данные о парах углеродных звезд.

Таблица 4

ПАРЫ С-ЗВЕЗД			
№	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	№ St
1	00 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 2 <sup>s</sup>	66° 49'	49
	00 54.6	66 49	
2	00 58.9	61 03	
	00 59.2	61 04	
3	01 20.9	64 02	
	01 21.0	64 02	
4	01 39.6	64 08	
	01 39.7	64 09	

По вышеизложенному методу исследована связь между скоплениями звезд и углеродными звездами. В исследуемой области находятся 47 рассеянных скоплений звезд [39]. Ожидаемое значение ассоциации «скопление — углеродная звезда» в среднем равно наблюдаемому, за исключением случаев, когда расстояния менее 0.°2, при которых наблюдаемое количество пар в два раза превосходит ожидаемое значение. Данные о парах «скопления — углеродная звезда» приводятся в табл. 5.

Таблица 5

## ПАРЫ С-ЗВЕЗДА-ЗВЕЗДНОЕ СКОПЛЕНИЕ

№	$\alpha_{1900}^{\text{скоп.}}$	$\delta_{1900}^{\text{скоп.}}$	$\alpha_{1900}^{\text{зв.}}$	$\delta_{1900}^{\text{зв.}}$	r
1	23 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 9 <sup>s</sup>	62° 09'	23 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 3 <sup>s</sup>	62° 14'	0.06
2	23 51.3	60 59	23 52.3	64 03	0.05
3	23 58.3	63 02	23 57.8	63 04	0.10
4	00 19.7	60 47	00 19.7	60 45	0.10
5	00 35.0	60 18	00 33.8	60 13	0.18
6	00 42.3	66 41	00 41.1	66 46	0.16
7	00 54.8	63 25	00 55.9	63 34	0.10
8	01 05.9	61 48	01 06.1	61 39	0.18
9	01 12.7	57 48	01 12.6	57 38	0.16
10	01 35.9	63 29	01 38.1	63 26	0.18
11	01 37.6	60 11	01 38.8	60 19	0.12

5. *Заключение.* Распределение углеродных звезд в исследованной области по долготе и широте на уровне значимости 0.05 — равномерное, хотя наблюдается широтный эффект (положительные широты), лишь в случае учета аномалии числа углеродных звезд в интервале 0.°5 — 1.°0. Поверхностное распределение этих объектов случайное.

Наблюдается статистический избыток пар «углеродная — углеродная звезда» и «скопление — углеродная звезда» в пределах взаимных расстоя-

ний, соответственно  $r \leq 0.05$  и  $0.2$ . Процент звезд, входящих в такие пары, равен 4.5%, а возможных членов скопления — 3%, хотя необходимо отметить, что случайное распределение 47 скоплений в исследуемой области может дать неверную оценку в случае применения метода ближайшего соседа.

Поскольку исследуемые объекты находятся в среднем на расстояниях 4—7 кпк, то предельному угловому расстоянию пар  $0.05$  соответствует 3.6—6.0 пк.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

## A LOW DISPERSION SKY SPECTRAL SURVEY FOR REVEALING FAINT CARBON STARS.

### I. REGION $115^\circ \leq l \leq 130^\circ$ , $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$

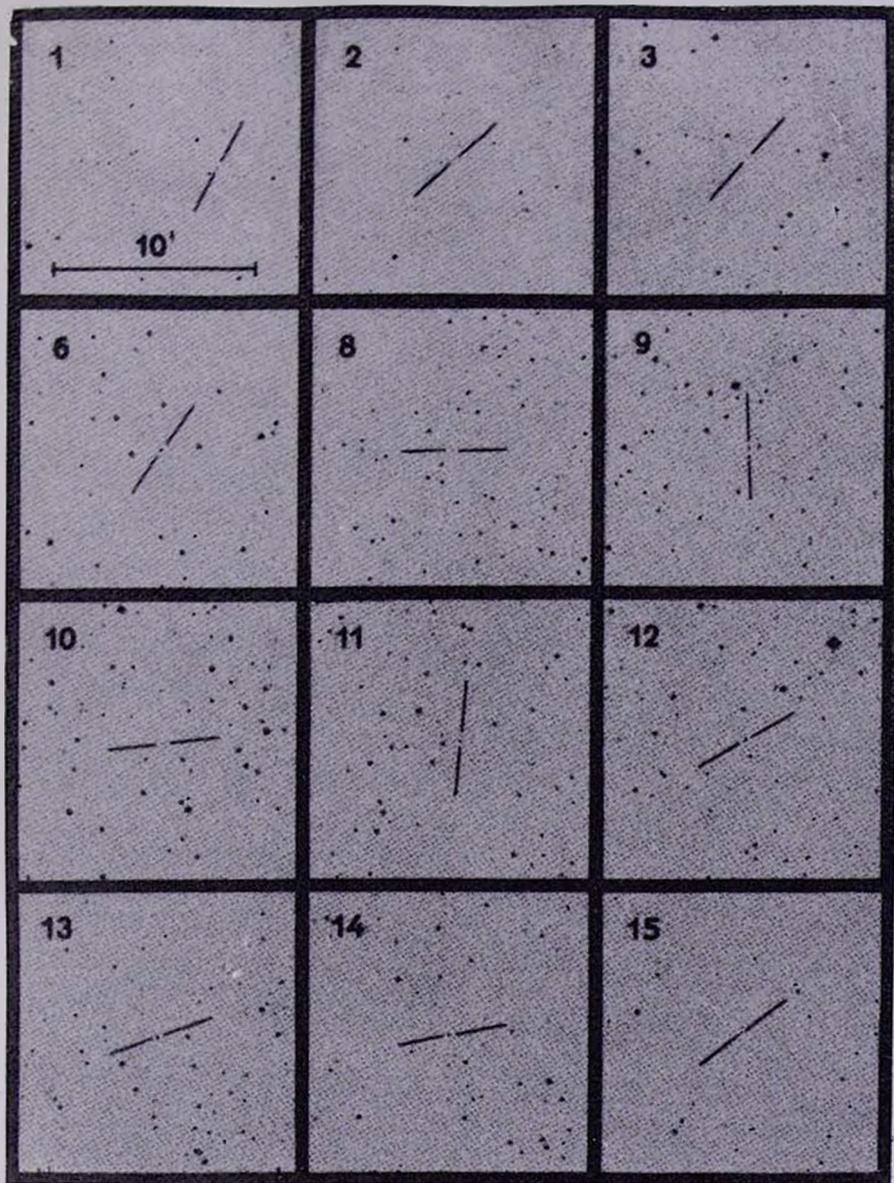
M. G. NIKOLASHVILI

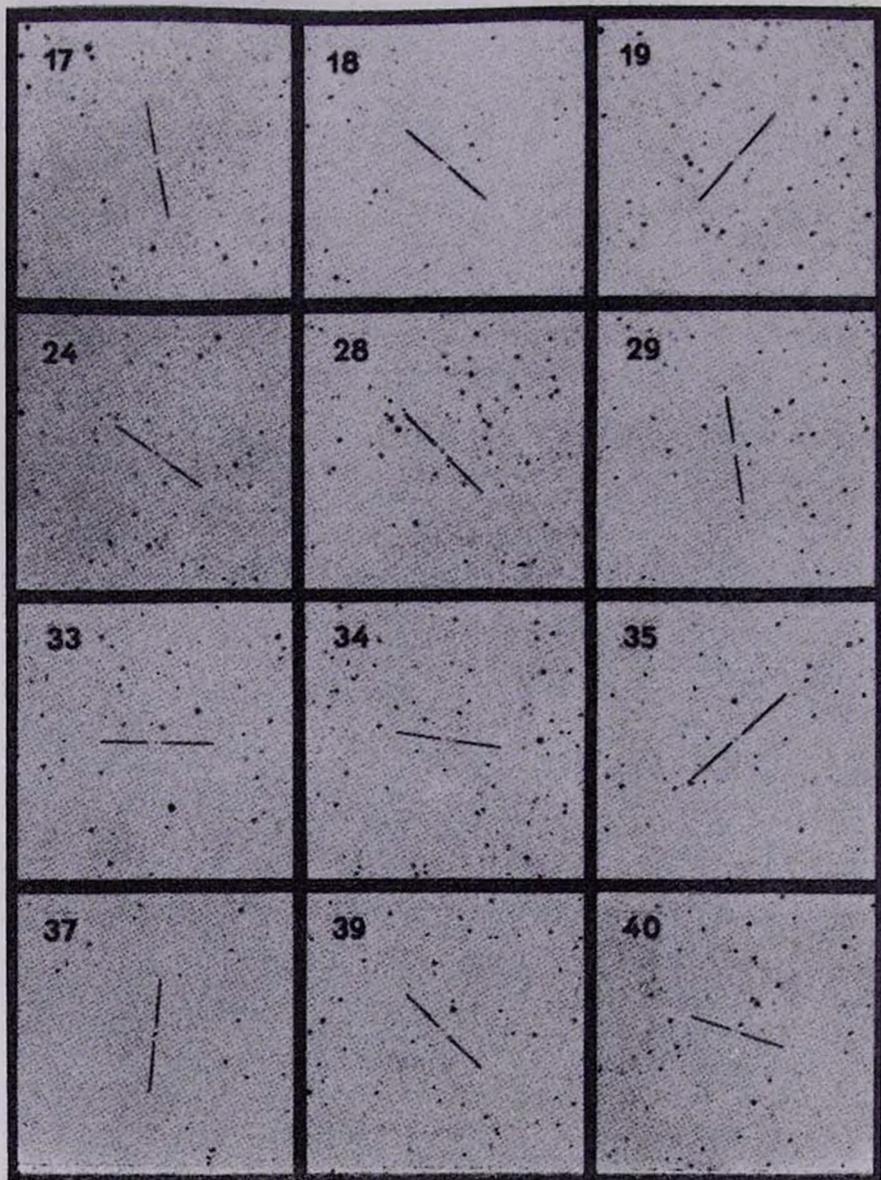
On the basis of the low dispersion spectral material (1250 Å/mm near  $H_\gamma$ ) obtained with the 70-cm meniscus telescope 180 carbon stars are detected in the region of  $115^\circ \leq l \leq 130^\circ$ ,  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ . 114 out of them are discovered at Abastumani. The data on the 77 C stars are given for the first time. The latitude and longitude distribution is shown to be uniform, though a rather significant peak is observed in the interval of latitude  $0.5-1.0$  and the surface distribution is accidental. By the "nearest neighbour method" four pairs of C stars and five real associations of carbon stars with open clusters are revealed. The limiting angular distances between the pair components are  $0.05$  and  $0.2$  respectively. The percent of the C stars met in pairs is 4.5 and in open clusters — 3.0. As the stars under study are located at 4—7 kpc, on average, a limited angular distance of pairs  $0.05$  corresponds to 3.6—6 pc.

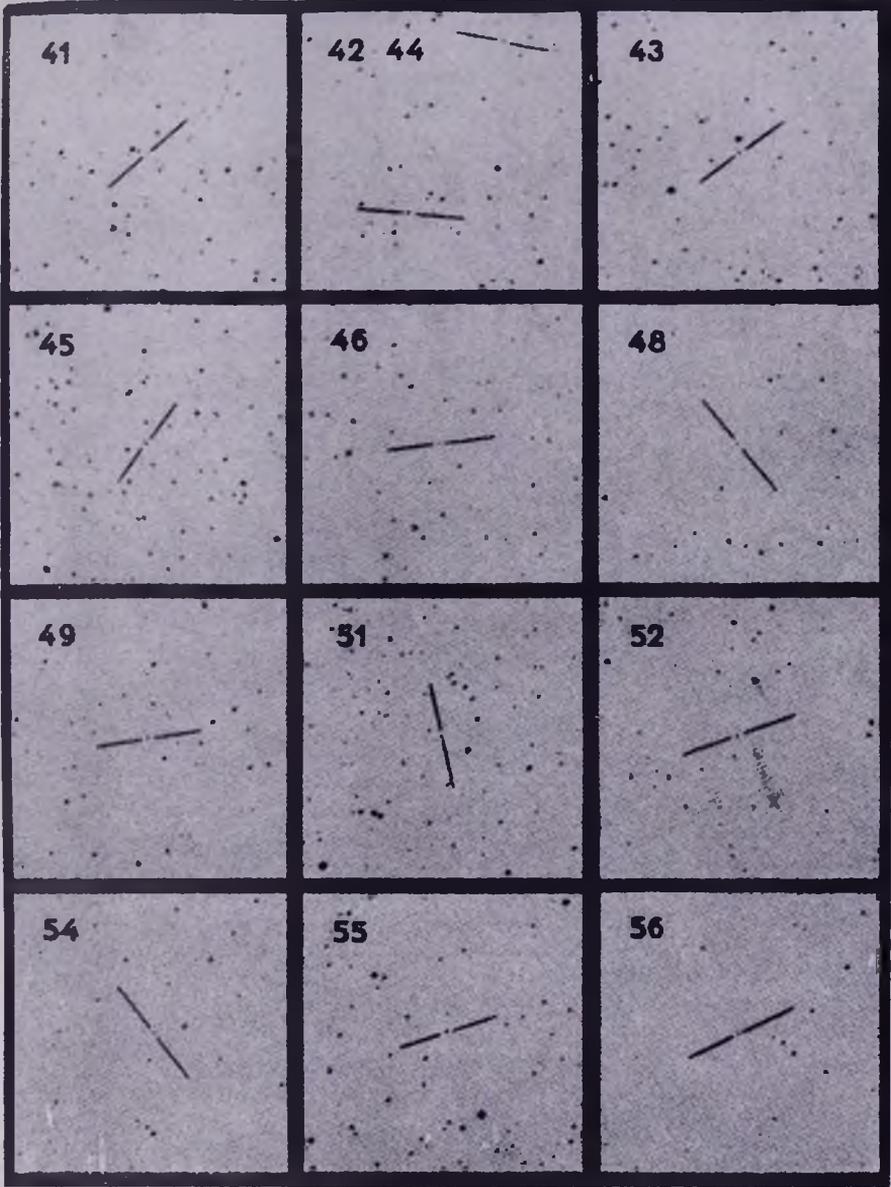
## ЛИТЕРАТУРА

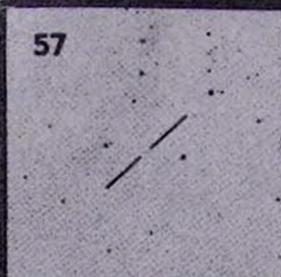
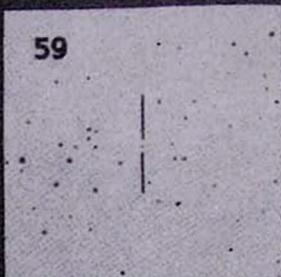
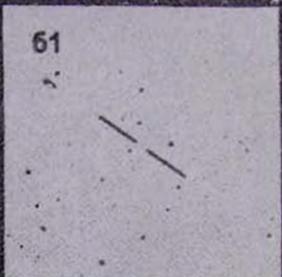
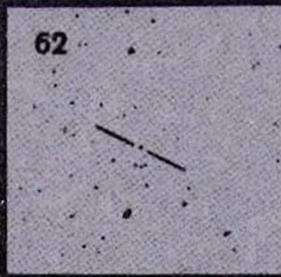
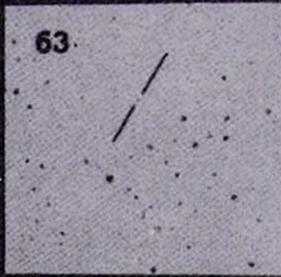
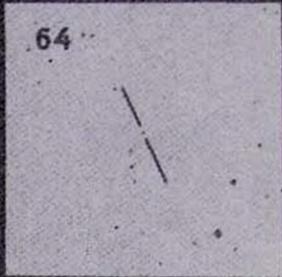
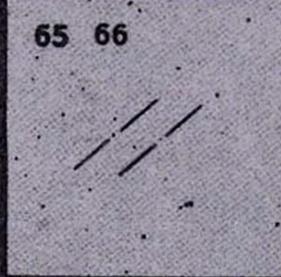
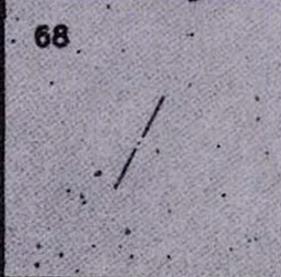
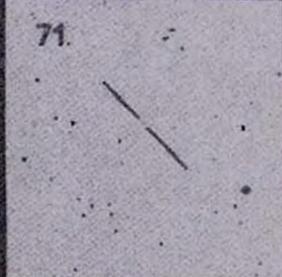
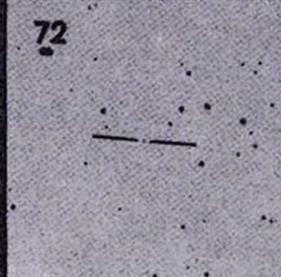
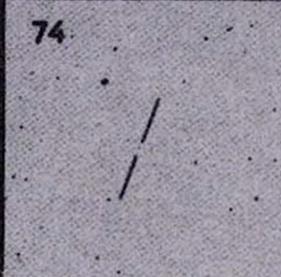
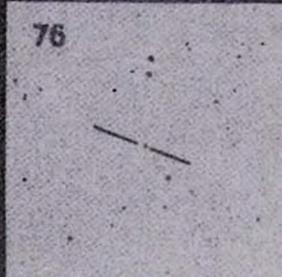
1. W. P. Fleming, Ann. Harvard Coll. Observ., 56, 165, 1912.
2. P. W. Merrill, R. F. Sanford, C. G. Burwell, Publ. Astron. Soc. Pacif., 45, 306, 1933.
3. P. W. Merrill, R. F. Sanford, C. G. Burwell, Publ. Astron. Soc. Pacif., 54, 107, 1942.
4. O. J. Lee, R. B. Baldwin, D. W. Hamlin, R. F. Kinatrd, Ann. Dearborn Observ., 4, 16, 1941.
5. O. J. Lee, T. J. Bartlet, Ann. Dearborn Observ., 5, 3, 1945.

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







57 	59 	61 
62 	63 	64 
65 66 	68 	71 
72 	74 	76 

77



78



79



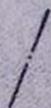
80



81



82



83



84



85



86

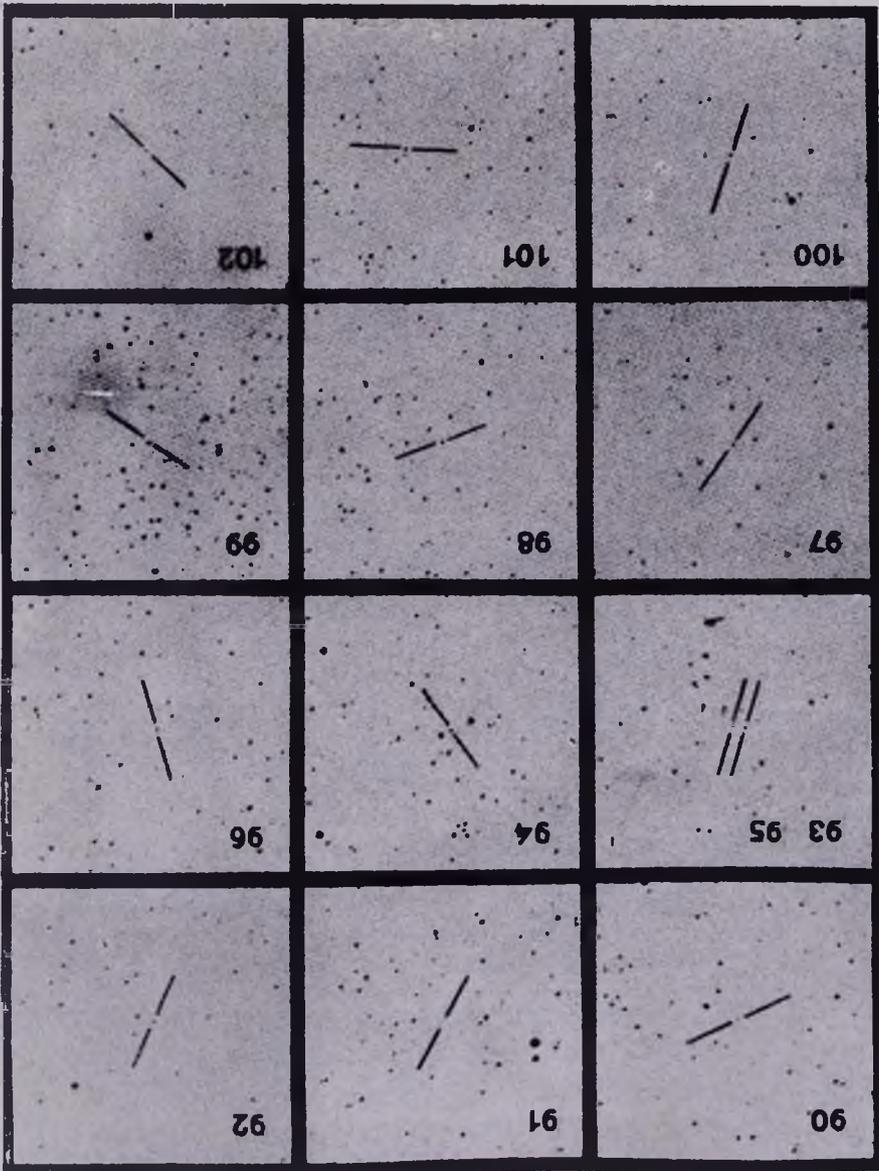


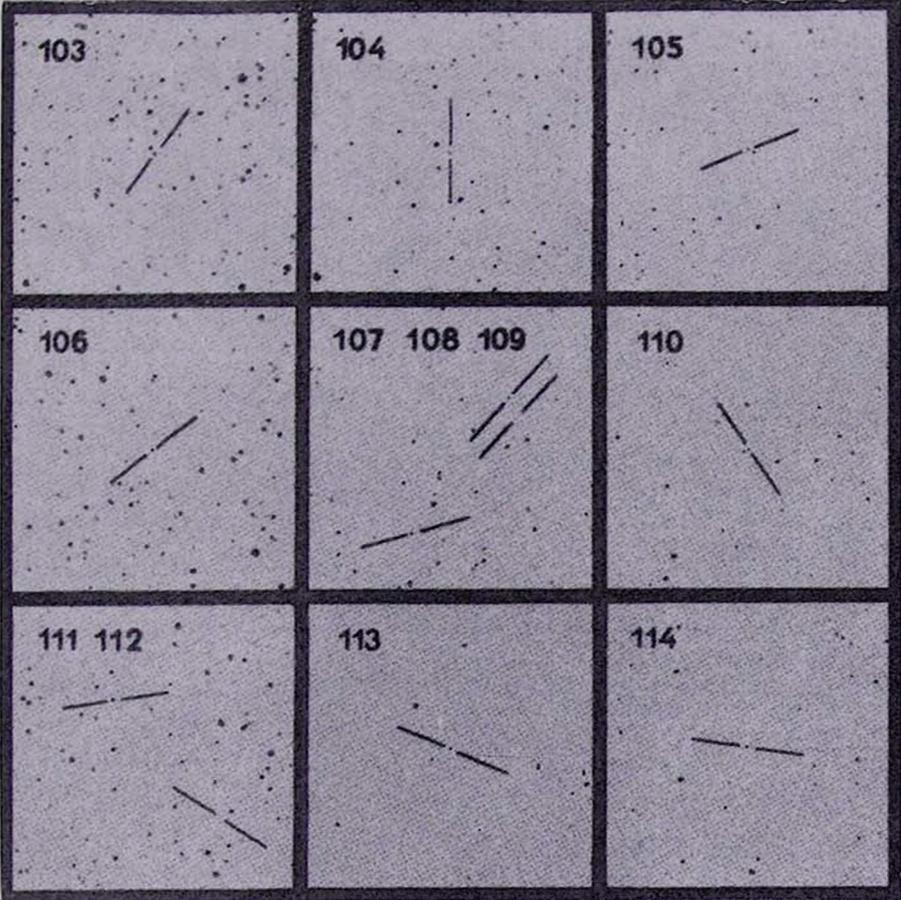
88



89







К ст. М. Г. Николашвили

6. O. J. Lee, G. D. Gore, T. J. Bartlet, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, 7, 1947.
7. J. J. Nassau, V. M. Blanco, *Astrophys. J.*, 120, 129, 1954.
8. V. M. Blanco, *Astrophys. J.*, 127, 191, 1958.
9. J. J. Nassau, V. M. Blanco, *Astrophys. J.*, 125, 195, 1954.
10. C. B. Stephenson, (in press).
11. V. M. Blanco, L. Munch, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, No. 12, 17, 1955.
12. E. v. P. Smith, H. J. Smith, *Astron. J.*, 61, 273, 1956.
13. B. E. Westerlund, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 73, 1959.
14. M. F. McCarthy, *Recherche Astron.*, 6, 301, 1960.
15. B. E. Westerlund, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 4, 51, 1971.
16. K. Nandy, F. Smriglio, R. Buonanno, *Publ. Roy. Observ. Edinburgh*, 9, 125, 1978.
17. Z. Alkans, A. Alksnis, *Carbon Stars Found with the Baldone Schmidt Telescope*, Riga, 1980.
18. V. M. Blanco, B. M. Blanco, M. F. McCarthy, *Nature*, 271, 638, 1978.
19. D. J. McConnell, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 38, 335, 1979.
20. F. J. Feunmayor, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis.*, 6, 83, 1981.
21. O. M. Kurtanidze, R. M. West, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 35, 1980.
22. O. M. Куртанидзе, В. В. Натриашвили, *Астрон. циркуляр*, № 1036, 1979.
23. O. M. Куртанидзе, *Астрон. циркуляр*, № 1109, 1980.
24. O. M. Куртанидзе, В. В. Натриашвили, Р. Ш. Нацелишвили, *Астрофизика*, 16, 191, 1980.
25. O. M. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрон. циркуляр*, № 1172, 1981.
26. O. M. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 17, 576, 1981.
27. O. M. Куртанидзе, *Астрон. циркуляр*, № 1158, 1981.
28. V. M. Blanco, in "Galactic Structure", eds. A. Blaauw, M. Schmidt, (Chicago: University of Chicago Press), 1965.
29. M. Azzopardi, J. Lequeuz, B. E. Westerlund, *Astron. and Astrophys.*, 144, 388, 1985.
30. H. B. Richer, B. E. Westerlund, *Astrophys. J.*, 264, 114, 1983.
31. M. Aaronson, J. Liebert, J. Stocke, *Astrophys. J.*, 254, 507, 1982.
32. H. B. Richer, D. R. Crabtree, C. J. Pritchet, *Astrophys. J.*, 287, 138, 1984.
33. N. Sanduleak, A. G. Philip, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 2, 105, 1977.
34. Р. И. Киладзе, *Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, № 24, 1959.
35. C. B. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, 1, 1973.
36. М. Дж. Кендалл, А. Стюарт, *Статистические выводы и связи*, Наука, М., 1973.
37. М. Дж. Кендалл, П. Моран, *Геометрические вероятности*, Наука, М., 1972.
38. T. Shimizu, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 19, 258, 1967.
39. G. Lynga, *A Catalogue of Open Clusters*, 1981.

УДК: 524.352

ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ БЛЕНД  
В ОБОЛОЧКАХ СВЕРХНОВЫХ. I. ЭФФЕКТЫ НЕЛОКАЛЬНОГО  
РАДИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

О. С. БАРТУНОВ, А. Л. МОЗГОВОЙ

Поступила 23 апреля 1986

Принята к печати 20 декабря 1986

В статье обсуждаются вопросы, касающиеся образования многокомпонентных blends (МКБ) в спектрах сверхновых. Приводится описание алгоритма расчета МКБ для произвольного числа линий с учетом эффектов нелокального радиационного взаимодействия. Исследованы функции источника, сила светового давления и профили МКБ. В частных случаях результаты для функции источника и силы светового давления получены аналитически. Обсуждается применение метода к расчету синтетических спектров сверхновых.

1. *Введение.* Одним из коренных вопросов современной астрофизики, в котором сплетаются в один узел такие важные проблемы, как эволюция звезд, рождение релятивистских объектов, образование тяжелых элементов, космических лучей и т. п., является изучение сверхновых звезд (СН). В последние годы, благодаря использованию новейших методов наблюдательной астрофизики, получено большое количество высококачественного материала практически во всех диапазонах электромагнитного излучения, стимулировавшее появление новых работ по интерпретации наблюдений. Важнейшей характеристикой СН является ее спектр, в котором зашифрованы данные о химическом составе, скорости расширения, массе, температуре оболочки. Наличие в спектре большого количества линий, налагающихся друг на друга, сильно затрудняет интерпретацию спектров. Именно поэтому до сих пор ведутся дискуссии по отождествлению основных деталей в спектрах СН. Так, еще в 1938 г. Р. Минковский [1] предположил, что детали спектра представляют собой сочетание неизвестных запрещенных линий, наложение которых друг на друга образует эмиссионные полосы и провалы между ними. Только в 1968 г. Ю. П. Псковский [2], используя идею МакЛафлина [3], отождествил некоторые линии поглощения в спектре СН. Отождествление линий позволило провести первые расчеты синтетических спектров СН [4], которые, однако, не позволяют однознач-

но судить о физических условиях в оболочке, химическом составе, так как использовалась обычная методика расчета профилей одиночных линий. В случае СН, когда скорость расширения оболочки достигает 20 000 км/с, линии уширяются, теряют свою индивидуальность, перенакладываясь друг с другом, образуя устойчивые многокомпонентные бленды (МКБ), эволюция которых и представляет собой эволюцию всего спектра. Впервые анализ МКБ в спектрах СН был дан Н. Н. Чугаев [5], а количественно эффекты блендирования были рассмотрены Н. Н. Чугаев и А. М. Соболевым [6], использовавшими метод Монте-Карло. Бранч и др. [7] впервые рассчитали синтетический спектр СН на примере СН 1981b, открытой Д. Ю. Цветковым [8], с учетом эффектов блендирования на основе метода, предложенного Ольсон [9]. Однако описание метода расчета в работе [7] не приводится, использовано малое число линий, отсутствует расчет ионизационного равновесия, поэтому результаты, полученные в [7], нуждаются в проверке.

Одним из основных методов исследования профилей линий, образующихся в движущихся оболочках, является вероятностный метод В. В. Соболева [12], развитый впоследствии Кастором [13]. Несмотря на то, что сейчас интенсивно разрабатываются методы точного решения уравнения переноса в движущихся средах, указанный метод остается основным при построении синтетических спектров СН. Однако в чистом виде метод Соболева нельзя применять для описания МКБ из-за нарушения локальности задачи. Попытки его применения для построения профилей дублетов в [14] подверглись критике в [15], где были представлены расчеты профилей дублетов на основе численного решения уравнения переноса в движущихся средах в рамках метода [16]. Обобщение метода Соболева на случай нелокального радиационного взаимодействия (НРВ) С. И. Грачевым и В. П. Грининым [17] и Райбики и Хаммером [18] позволило Ольсон [9] корректно рассчитать профили резонансных дублетов, образующихся в звездном ветре. Вопросы образования МКБ с учетом НРВ между компонентами бленд были рассмотрены в [5, 6, 10, 11]. Ниже будет дано обобщение метода Соболева на случай произвольного количества линий в МКБ в приближении двухуровневого атома.

2. *Нелокальное радиационное взаимодействие в оболочках Сверхновых.* Нелокальное радиационное взаимодействие, связанное с особенностями кинематики, было рассмотрено в [17—19], поэтому здесь мы только кратко коснемся его сути. Вероятностный метод Соболева заключается в том, что в случае движущихся сред, когда макроскопическая скорость направленного движения  $V$  много больше тепловой скорости хаотического движения  $V_T$ , фотовозбуждение атомов осуществляется излучением, приходящим в данную точку из ее малой окрестности, размеры которой тем.

меньше, чем больше  $\frac{V}{V_c}$ . В этом случае нет необходимости решать уравнение переноса, поскольку функция источников в каждой точке определяется только локальными параметрами среды и поля скоростей. Однако, как показали С. И. Грачев и В. П. Гринин [17] и, независимо, Райбики и Хаммер [18], существует такая кинематика, при которой нарушается локальность задачи. В таких случаях луч зрения пересекает поверхности постоянной лучевой скорости  $\frac{\Delta l}{\lambda} = \text{const}$  (или, как их предложили называть в [18], *CD*-поверхности) не один раз, и интенсивность излучения в данной точке будет зависеть также от характеристик сопутствующих ей точек. Для учета возбуждения линии в этом случае необходимо учитывать излучение поверхности сопутствующих точек (*CP*-поверхности). Данное НРВ относится к классу кинематического НРВ, так как оно связано только с особенностью кинематики движения, а объектом рассмотрения является одна линия.

Рассмотрим теперь простую кинематику движения, когда луч зрения пересекает *CD*-поверхность только один раз, но на этот раз объектом нашего рассмотрения будет не одна линия, а две, *R*-компонент с длиной волны  $\lambda_R$  и *B*-компонент с длиной волны  $\lambda_B$  ( $\lambda_R > \lambda_B$ ). Для определенности будем рассматривать кинематику движения с положительным градиентом скорости. Из-за того, что все точки среды относительно данной точки удаляются, их излучение будет краснеть вследствие эффекта Допплера, поэтому существует такая точка  $r_B$ , что фотон длины волны  $\lambda_B$ , вылетевший из этой точки, придет в точку  $r_R$  с длиной волны  $\lambda_R$ . В рамках рассматриваемой кинематики радиационное взаимодействие между *B* и *R*-компонентами бленды будет односторонним. Ясно, что здесь мы имеем дело тоже с НРВ, но причина другая, и кроется она в том, что объектом рассмотрения являются две линии. Как было отмечено в [9], в этом случае проблема учета НРВ сильно упрощается, так как рассматриваются две разные линии, и интегральное уравнение для функции источника [17] превращается в простое выражение для функции источника длинноволнового компонента (*R*-компонента). Как и в случае кинематического НРВ, необходимо учитывать влияние излучения сопутствующих точек на возбуждение *B*-компонента. Условие резонанса выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \mu_R \cdot V_R - \mu_B \cdot V_B = \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot c, \\ r_R \cdot \sqrt{1 - \mu_R^2} = r_B \cdot \sqrt{1 - \mu_B^2}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mu_B = \cos \theta_B$ ,  $\mu_R = \cos \theta_R$ ,  $c$  — скорость света.

На рис. 1 показана геометрия задачи. Уравнения (1) определяют поверхность сопутствующих точек (CP-поверхность), которая обладает тем свойством, что излучение каждой ее точки на длине волны  $\lambda_B$  приходит в данную точку с длиной волны  $\lambda_R$ . Совершенно ясно, что математическое описание НРВ в обоих рассмотренных случаях схоже. Следует отметить, что вывод об односторонности радиационного взаимодействия в рассмот-

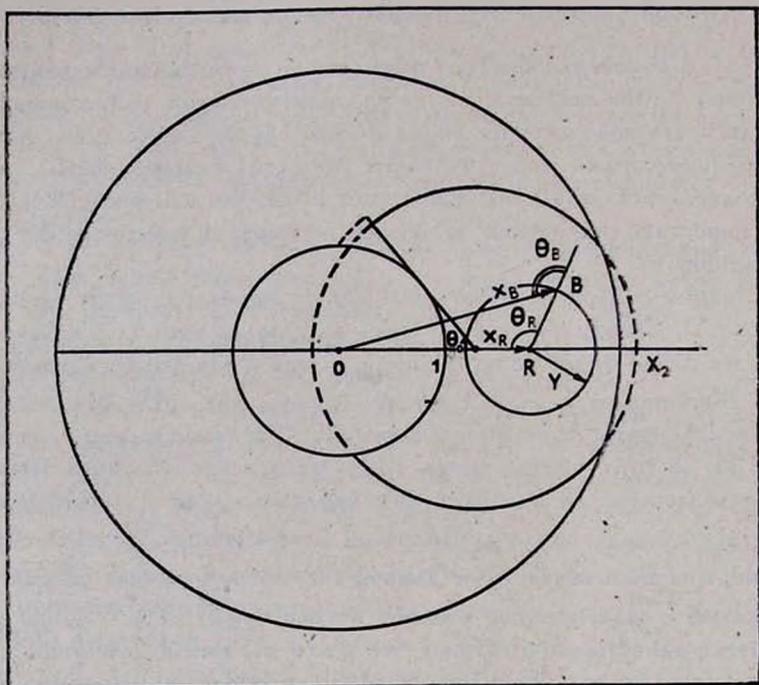


Рис. 1. Модель оболочки сверхновой.  $X_2$  — внешний радиус оболочки, выраженный в радиусах внутреннего радиуса.

ренном примере касается только двухуровневого атома, в реальном атоме переходы между уровнями делают картину взаимодействия сложнее. НРВ приводит к тому, что многоуровневые задачи приходится решать с учетом диффузного излучения всех атомов, посредством которого они становятся связанными друг с другом. В средах, когда населенности уровней контролируются излучением, НРВ приводит к тому, что интенсивности линий различных атомов и ионов могут коррелировать друг с другом. Сложность многоуровневых задач приводит к тому, что пока основным приближением при расчетах синтетических спектров СН является приближение двухуровневого атома, которое, тем не менее, остается довольно сложной проблемой.

3. *Образование двухкомпонентной бленды в спектрах СН.* Как показывают газодинамические расчеты взрывов СН, оболочка выходит в режим свободного расширения, при этом в ней устанавливается хаббловское распределение скоростей ( $V \sim r$ ), когда частицы с большими скоростями обогнали медленные. Для этого распределения скорости нетрудно показать, что поверхности постоянной лучевой скорости будут представлять собой поверхности  $Z = \text{const} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\mu \cdot V(r)}{c} \simeq \mu \cdot r = Z \right)$ . Рассмотрим

две линии:  $R$  — компонент с длиной волны  $\lambda_R$  и  $B$  — компонент с длиной волны  $\lambda_B$ . Так как в рассматриваемом примере реализуется случай одностороннего влияния  $B$ -компонента на  $R$ -компонент, то в приближении двухуровневого атома функция источника  $B$ -компонента выглядит следующим образом [13]:

$$S_B = \frac{(1 - \epsilon_B) \cdot W \cdot \beta_B \cdot I_B^c + \epsilon_B \cdot B_B(T_e)}{(1 - \epsilon_B) \cdot \beta_B + \epsilon_B}, \quad (2)$$

где  $\beta_B = \frac{1 - e^{-\tau_B}}{\tau_B}$  — усредненная по телесному углу вероятность выхода в линии,  $\tau_B = \frac{\pi e^2}{mc} \lambda_B \cdot \left( \frac{dV}{dl} \right)^{-1} f_B \cdot N_l$  — оптическая толщина, для гомологического расширения она не зависит от направления,  $\epsilon_B$  — вероятность гибели кванта при тушащих столкновениях,  $I_B^c$  — интенсивность непрерывного излучения на длине волны  $\lambda_B$ ,  $B_B(T_e)$  — функция Планка на частоте компонента  $B$  при локальной температуре среды  $T_e$ ,  $W = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{1 - 1/x^2})$  — фактор дилуции.

Рассматриваемая модель оболочки СН показана на рис. 1. Все величины, используемые ниже, приведены к соответствующим значениям для фотосферы. Примем степенное распределение плотности и температуры по оболочке  $\rho = \rho_0/x^\alpha$ ,  $T_e = T_\phi/x^2$ ,  $X = r/r_\phi$ . Для того, чтобы записать выражение для функции источника  $R$ -компонента, необходимо знать усредненную по частоте и углам интенсивность излучения, приходящего в точку  $X_R$  на длине волны  $\lambda_R$ .

$$\bar{J} = \beta_R \cdot I_R^c + (1 - \beta_R) \cdot S_R + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_R \cdot S_B \cdot (1 - e^{-\tau_B}) \cdot \beta_R. \quad (3)$$

Первый член в (3) отражает вклад непрерывного излучения фотосферы, второй — диффузного излучения  $R$ -компонента, третий — диффузного излучения резонансной  $SP$ -поверхности. Для двухуровневого атома функция источника в линии определяется вкладом излучения и столкновений:

$$S_R = (1 - \epsilon_R) \cdot \bar{J} + \epsilon_R \cdot B_R(T_e). \quad (4)$$

Тогда получаем

$$S_R = \frac{(1 - \varepsilon_R) \cdot \left( \beta_R^c \cdot I_R^c + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_R S_B (1 - e^{-\tau_B}) \beta_R \right) + \varepsilon_R \cdot B_R(T_0)}{(1 - \varepsilon_R) \cdot \beta_R + \varepsilon_R}. \quad (5)$$

Это и есть выражение для функции источника  $R$ -компонента с учетом НРВ в приближении двухуровневого атома. Отметим, что в многоуровневой задаче функция источника записывается в каноническом виде, лишь населенности уровней определяются при решении системы стационарности, которая записывается с учетом (3), только под интегралом должна стоять сумма по всем резонансным поверхностям, которые дают вклад в возбуждение данной линии.

Для сферически-симметричного случая получаем из (5)

$$S_R = \frac{(1 - \varepsilon_R) \cdot \left( \beta_R^c \cdot I_R^c + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu_R \cdot S_B \cdot (1 - e^{-\tau_B}) \cdot \beta_R \right) + \varepsilon_R \cdot B_R(T_0)}{(1 - \varepsilon_R) \cdot \beta_R + \varepsilon_R}, \quad (6)$$

$$\beta_R^c = \frac{1}{2} \int_{-1}^{\mu_c} d\mu_R \cdot e^{-\tau_B} \cdot \beta_R, \quad \mu_c = \sqrt{1 - 1/x_R^2}. \quad (7)$$

Экспоненциальный член в (7) учитывает поглощение СР-поверхностью непрерывного излучения ядра. Очевидно, что, при  $\varepsilon_R = 1$  эффект НРВ пропадает, так как все фотоны, излученные СР-поверхностью, с вероятностью 1 будут гибнуть при тушащих столкновениях, причем для эффективности НРВ важно значение вероятности гибели кванта только для  $R$ -компонента. Для чисто консервативного рассеяния ( $\varepsilon_R = 0$ ), а именно такой случай, по-видимому, [5] реализуется в оболочках СН, эффективность подкачки не зависит от оптической толщины  $R$ -компонента. Запишем условие резонанса (1) для кинематики  $V \sim r$ :

$$\left\{ \begin{aligned} \mu_R \cdot X_R - \mu_B \cdot X_B &= \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{c}{V_\Phi} = Y, \\ X_R \cdot \sqrt{1 - \mu_R^2} &= X_B \cdot \sqrt{1 - \mu_B^2}, \end{aligned} \right. \quad (8)$$

где  $X_R$  и  $X_B$  — радиус-векторы точек  $B$  и  $R$ , выраженные в радиусах ядра. Нетрудно показать, что СР-поверхности для данного распределения скорости по оболочке представляют собой сферы с радиусом  $Y = \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \times$

$\times \frac{c}{V_\Phi}$  и центром в данной точке  $X_R$ .

Используя условия резонанса (8), перейдем в (6) и (7) к интегрированию по радиусу:

$$d\mu_R = - \frac{X_B dX_B}{X_R \cdot Y} \quad (9)$$

Учитывая, что вероятность выхода кванта  $R$ -компонента  $\beta_R$  не зависит от  $\mu_R$ , получаем

$$S_R = S_R^0 + \frac{1}{2X_R Y} \int_{\xi_1}^{\xi_2} X_B dX_B \cdot S_B(X_B) (1 - e^{-\tau_B(X_B)}) - \frac{1}{2} \int_1^{\mu_c} d\mu_R \cdot I_c^R \cdot (1 - e^{-\tau_B}), \quad (10)$$

$$S_R^0 = W \cdot I_R^c.$$

Отметим, что в (10) оптическая толщина  $B$ -компонента уже зависит через условия резонанса от направления  $\mu_R$ . Пределы интегрирования выбираются с учетом конкретной геометрии задачи. Простота подхода формализма СР-поверхностей к описанию бленд с учетом НРВ позволяет отметить основные свойства  $S_R$  исходя из общих соображений:

а) Экранирование СР-поверхностью непрерывного излучения фотосферы сводится к нулю при  $X_R \leq \sqrt{1+Y^2}$ . В то же время становится существенным экранирование непрозрачной фотосферой диффузного излучения СР-поверхности.

б) Так как вклад СР-поверхности всегда только положителен, то у фотосферы  $S_R > S_R^0$ , где  $S_R^0 = W \cdot I_R^c$  — функция источника  $R$ -компонента без учета НРВ для чисто консервативного рассеяния. И только для значения фактора разделения между компонентами  $Y \geq \sqrt{X_2^2 - 1}$   $S_R \approx S_R^0$ .

в) Максимальное разделение между компонентами бленды, когда еще возможно радиационное взаимодействие,  $Y_{\max} = 2\sqrt{X_2^2 - 1}$ . В данной точке  $X_R$  радиационное взаимодействие возможно при  $Y < \sqrt{X_2^2 - 1} + \sqrt{X_R^2 - 1}$ .

г) В оптически толстом случае ( $\tau_B \gg 1$ ) вклад диффузного излучения всей СР-поверхности асимптотически стремится к вкладу непрерывного излучения фотосферы в функцию источника  $R$ -компонента. Это следует из того факта, что интенсивность излучения точки, принадлежащей СР-по-

верхности, для  $\tau_B \gg 1$  и чисто консервативного рассеяния равна дилутированному излучению фотосферы. Таким образом, для  $Y < \frac{X_2 - 1}{2}$  должен существовать участок оболочки, где  $S_R = S_R^0$ , в этом случае, несмотря на то, что вклад СР-поверхности максимален и равен вкладу фотосферы, СР-поверхность полностью экранирует ее излучение.

д) Рассмотрим поведение  $S_R$  у края оболочки. При  $r_B \gg 1$  для  $Y < \sqrt{X_2^2 - 1}$ ,  $\frac{S_R}{S_R^0} < 1$ , для  $Y > \sqrt{X_2^2 - 1}$ ,  $\frac{S_R}{S_R^0} > 1$ , так как при этих факторах деления СР-поверхность не экранирует фотосферу, в то же время давая ненулевой вклад. При  $Y > Y_{\max}$ ,  $\frac{S_R}{S_R^0} = 1$ .

Для учетов эффектов экранирования введем функцию  $H(a, b)$ , такую, что

$$H(a, b) = \begin{cases} 1, & a \geq b, \\ 0, & a < b. \end{cases} \quad (11)$$

Обозначим первообразные интегралов в (10), соответственно,  $SD$ ,  $SC$ . Тогда, учитывая все эффекты экранирования, (10) можно записать в следующем виде:

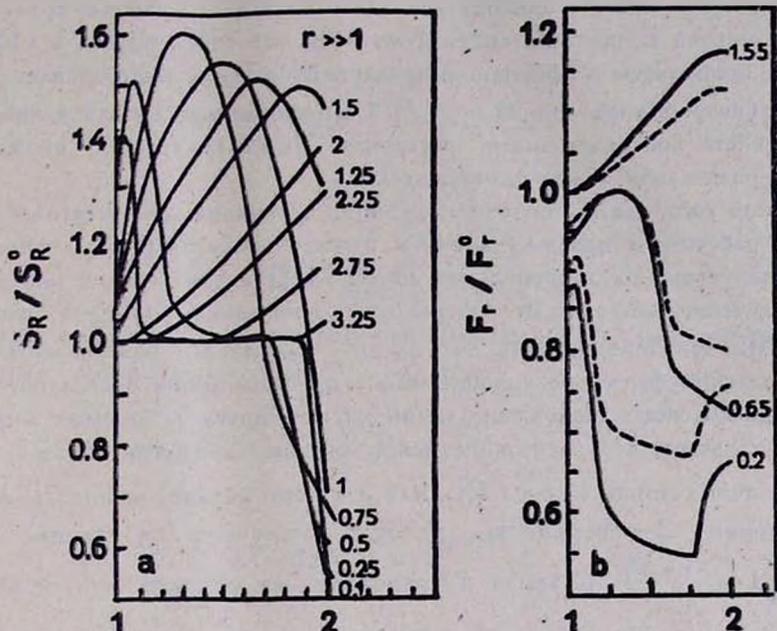
$$\begin{aligned} \frac{S_R}{I_R^c} = & W - \frac{1}{4x_R Y} (SC(x^*) - SC(\max(x_R - Y, 1))) \cdot H_1 + \\ & + \frac{1}{4x_R Y} \frac{I_B^c}{I_R^c} \cdot (SD(\min(x_R + Y, x_2)) - \\ & - H_1 \cdot SD(\max(x_R - Y, 1)) - (1 - H_1) \cdot SD(x^*)), \quad (12) \\ H_1 = & H(x_R, \sqrt{1 + Y^2}), \end{aligned}$$

где  $x^* = \sqrt{x_R^2 + Y^2 - 2x_R Y \mu_c}$ .

Используя выражения для первообразных  $SD$  и  $SC$ , которые были получены для оптически толстого и оптически тонкого случаев, можно рассчитать функцию источника  $R$ -компонента. На рис. 2 приведены графики нормированной функции источника  $R$ -компонента для  $\tau_B \gg 1$  и чисто консервативного рассеяния  $\varepsilon_R = 0$ . Оптически тонкий случай тривиален, так как в этом случае вклад СР-поверхности в  $S_R$  пропорционален  $\tau$  и мал, в то же время несуществен эффект экранирования ею непрерывного излучения ядра.

Формализм СР-поверхностей позволяет корректно рассчитать и силу светового давления, обусловленную рассеянием излучения фотосферы СН. в налагающихся линиях, действующую на элемент объема оболочки. Про-

водя рассуждения, аналогичные тем, которые использовались при получении  $S_R$ , силу светового давления на единицу объема можно записать следующим образом:



Х

Рис. 2. а) Графики нормированной функции источника длинноволнового компонента дублета с учетом нелокального радиационного взаимодействия для  $\tau_B \gg 1$ . Цифры у графиков обозначают параметр разделения между компонентами. б) Графики нормированной силы светового давления в дублете с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Цифры у графиков обозначают параметр разделения между компонентами.

$$\frac{F_r(x)}{F_r^0(x)} = 1 + \frac{M}{(k_B \beta_B I_B^c + k_R \beta_R I_R^c)}, \quad (13)$$

$$M = 2x^2 \left( k_R \beta_R I_B^c \int_{-1}^{+1} d\mu_R \mu_R (1 - e^{-\tau_B}) \frac{S_B}{I_B^c} - k_R \beta_R I_R^c \int_{\mu_c}^1 d\mu_R \mu_R (1 - e^{-\tau_B}) \right),$$

где  $F_r^0 = \frac{4\pi}{c} \left( \frac{k_B \beta_B I_B^c}{4x^2} + \frac{k_R \beta_R I_R^c}{4x^2} \right)$  — сила светового давления без учета блендирования, остальные обозначения в (13) имеют обычные значения. Из анализа (13) можно сразу увидеть, что у фотосферы  $\frac{F_r(x)}{F_r^0(x)} \ll 1$  для  $Y \ll \sqrt{x_2^2 - 1}$ , так как  $\mu_c(X=1) = 0$  и вклад СР-поверх-

ности в силу светового давления отрицателен. Для двух важных случаев,  $\tau_B \gg 1$ ,  $\tau_B \ll 1$ , интегралы в (13) берутся, если использовать условия резонанса для перехода к интегрированию по радиусу. Однако конечные выражения довольно громоздкие и приводиться здесь не будут. Отметим только, что учет геометрии проводится аналогично тому, как это делалось в (12). На рис. 2b приводятся графики нормированной силы светового давления для  $\tau_B \gg 1$  (непрерывная линия) и  $\tau_B \ll 1$  (прерывистая линия) в предположении чисто консервативного рассеяния. Цифры у кривых обозначают фактор разделения между компонентами.

После того, как мы получили функции источника компонентов бленды, можно рассчитать профиль дублета. Удаленный наблюдатель фиксирует поток излучения на данной длине волны  $\lambda_B$ . Для хаббловской кинематики это излучение приходит от поверхности постоянной лучевой скорости  $Z = \text{const}$ . При перемещении  $Z$  от  $x_2$  до  $-x_2$ , где  $X_2$  — размер оболочки в радиусах фотосферы, мы «прописываем» профиль линии от голубого края линии до красного. Наложение линий друг на друга в терминах  $Z$ -поверхностей означает, что расстояние между соответствующими  $Z$ -поверхностями различных линий меньше  $2X_2$ , или, с учетом экранирования,  $2\sqrt{X_2^2 - 1}$ . Рассмотрим  $Z_B$ -поверхность, которая излучает на длине волны  $\lambda = \lambda_B \left(1 - \frac{V_\phi \cdot Z_B}{c}\right)$ , тогда  $Z_R$  находится из условия, что ее излучение приходит к удаленному наблюдателю на той же длине волны

$$\lambda_R \left(1 - \frac{V_\phi \cdot Z_R}{c}\right) = \lambda = \lambda_B \left(1 - \frac{V_\phi \cdot Z_B}{c}\right), \quad (14)$$

$$Z_R = \frac{\lambda_B}{\lambda_R} \cdot Z_B + \frac{\lambda_R - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{c}{V_\phi}. \quad (15)$$

Отметим тот факт, что в данном случае условия резонанса (15) подразумевают равенство длины волны излучения для удаленного наблюдателя, а не для  $R$ -компонента, как в случае НРВ (1). Излучение  $Z_B$ -поверхности надо исправить за поглощение  $R$ -компонентом, причем поглощение будет происходить в резонансной точке, координаты которой определяются соотношениями (1). Таким же образом нужно исправить непрерывное излучение ядра за поглощение двумя  $Z$ -поверхностями. Тогда поток излучения на данной длине волны  $\lambda$  записывается следующим образом:

$$F(\lambda) = F(z) = \int_0^1 2pdpl_\lambda^r \cdot e^{-\tau_B(X_B) - \tau_R(X_R)} +$$

$$+ \int_{a(Z_B)}^{X_2} 2X_B dX_B \cdot S_B (1 - e^{-\tau_B}) e^{-\tau_R(\widehat{X}_R)} + \int_{a(Z_R)}^{X_2} 2X_R dX_R \cdot S_R (1 - e^{-\tau_R}), \quad (16)$$

где  $X_{B,R}^2 = Z_{B,R}^2 + p^2$ ,  $\widehat{X}_R^2 = (Z_B + Y)^2 + X_B^2 - Z_B^2$ .

Границы интегрирования определяются конкретной геометрией задачи, так, например, в первом члене (16)  $\tau_B = 0$  при  $Z_B \leq 0$ , а  $\tau_R = 0$  при  $Z_R < 0$ .

$$a(Z_{B,R}) = \begin{cases} Z_{B,R} & Z_{B,R} > 1, \\ 1 & 1 \geq Z_{B,R} > 0, \\ \sqrt{1 + Z_{B,R}^2} & Z_{B,R} < 0. \end{cases} \quad (17)$$

Нетрудно видеть, что в бленде эмиссионный пик будет приходиться на положение  $R$ -компонента ( $Z_R = 0$ ), при этом

$$F = 1 + \int_1^{X_2} 2X_R dX_R S_R (X_R) (1 - e^{-\tau_R(X_R)}) + \int_{\sqrt{1+Y^2}}^{X_2} 2X_B dX_B (1 - e^{-\tau_B(X_B)}) e^{-\tau_R(\widehat{X}_R)}. \quad (18)$$

Видно, что величина эмиссионного пика больше, чем в случае одиночной линии. Очевидно, что полученный профиль бленды существенно зависит от оптической толщи компонентов, фактора разделения между ними. На рис. 3 приведены примеры расчетов профилей дублетов для разных значений  $Y$  и  $\tau$ , там же приведены графики нормированных значений функции источника  $R$ -компонента и силы светового давления. Все расчеты проводились для значений  $X_2 = 2$ ,  $\omega = 7$ . Большой градиент плотности приводит к просветлению  $CP$ -поверхности на далеких расстояниях от фотосферы, поэтому возможен рост  $\frac{S_R}{S_R^0}$  у края оболочки.

4. *Обобщение НРВ на случай произвольного количества линий.* В общем случае при описании бленды с  $N$ -компонентами имеется  $N$  поверхностей сопутствующих точек. Пронумеруем линии по возрастанию длины волны для того, чтобы корректно учитывать радиационное взаимодействие (напомним, что в нашей кинематике движения взаимодействие направлено от коротковолнового к длинноволновому компоненту). Интенсивность излучения на длине волны  $\lambda$  можно записать следующим образом [18]:

$$I_\lambda^{emg} = I_\lambda^{inc} \cdot e^{-\tau} + S \cdot (1 - e^{-\tau}). \quad (19)$$

Выражение (19) можно рассматривать как некий оператор, который можно применять последовательно к линиям. Так, например, для первой (т. е., для самой коротковолновой) линии  $I_{\lambda_1}^{cmg} = I_1^c \cdot e^{-\tau_1} + S_1 \cdot (1 - e^{-\tau_1})$ , для второй  $I_{\lambda_2}^{inc} = I_{\lambda_1}^{cmg}$ ,

$$I_{\lambda_1}^{cmg} = (I_1^c e^{-\tau_1} + S_1 (1 - e^{-\tau_1})) e^{-\tau_2} + S_2 (1 - e^{-\tau_2}) \quad (20)$$

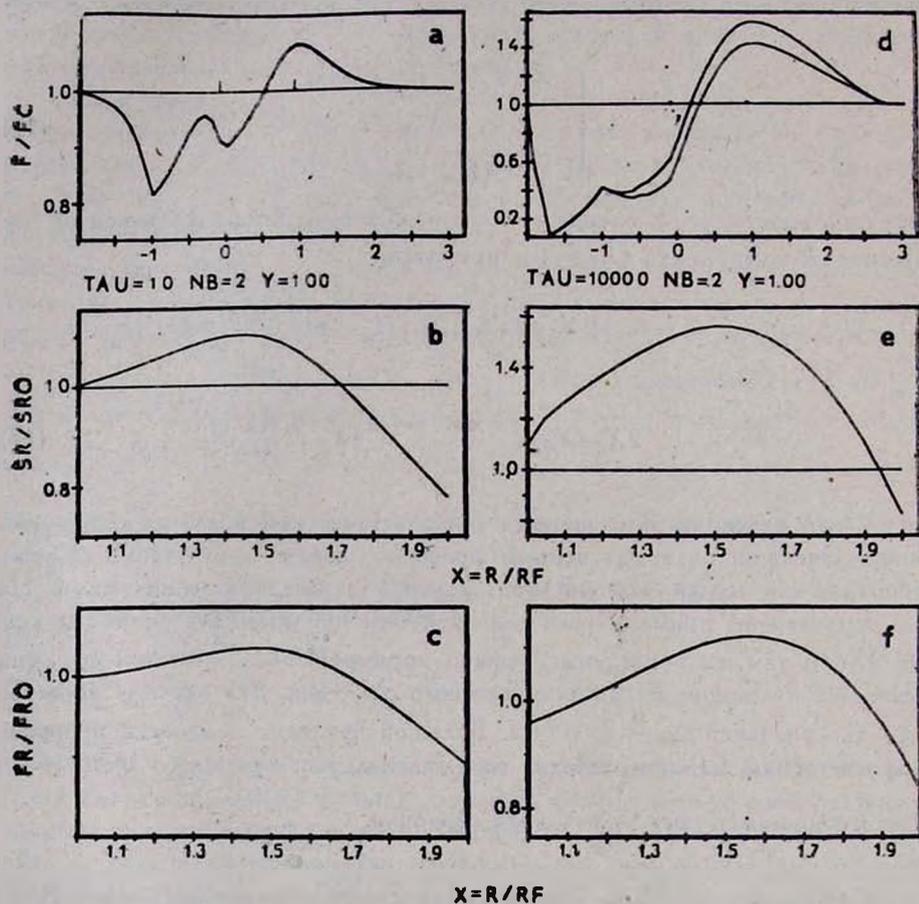


Рис. 3. Профили, функции источника и силы светового давления для параметра разделения между компонентами дублета  $Y = 1$ , а, б, в —  $\tau = 1$ , г, д, е —  $\tau = 1000$ . По оси абсцисс рисунков а и г отложена величина  $\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{c}{V_{\Phi}}$ .

и т. д. При этом необходимо определять координаты резонансных точек с помощью условий (1). Методика расчетов такова: для начала задаемся координатой точки  $X_j$ , для которой надо посчитать функцию источника

$S_j(X_j)$  (напомним, что нумерация линий соответствует расположению линий по возрастанию длины волны), затем подсчитываем излучение, которое приходит в данную точку  $X_j$  в направлении  $\mu_j$  от всех СР-поверхностей, число которых, в общем случае,  $J-1$ . Соотношения дадут нам координаты резонансных точек для заданных  $X_j$  и  $\mu_j$ . Кроме этого, необходимо учесть поглощение излучения  $K$ -й поверхности  $J$ - $K$ -1-поверхностями, а также поглощение СР-поверхностями излучения фотосферы. Применяя оператор (19) последовательно к линиям по мере увеличения длины волны, можно рассчитать значения всех функций источника МКБ. Процедура довольно проста, легко алгоритмизируется, позволяет учитывать довольно сложную геометрию задачи. Общее выражение для интенсивности  $J$ -компонента бленды можно записать следующим образом:

$$I_j(X_j) = I_j^c \cdot e^{-\sum_{i=1}^{J-1} \tau_i} + \sum_{i=1}^{J-1} S_i(X_i) (1 - e^{-\tau_i(X_i)}) \cdot e^{-\sum_{K=i+1}^{J-1} \tau_K(X_K)}. \quad (21)$$

Соответственно

$$\begin{aligned} \bar{J}_j(X_j) = & (1 - \beta_j) \cdot S_j + \beta_j^c \cdot I_j + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \frac{1 - e^{-\tau_j}}{\tau_j} \times \\ & \times \sum_{i=1}^{J-1} (1 - e^{-\tau_i}) S_i e^{-\sum_{K=i+1}^{J-1} \tau_K}, \end{aligned} \quad (21a)$$

где  $\beta_j^c = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_c} d\Omega e^{-\sum_{i=1}^{J-1} \tau_i}$  — вероятность попадания кванта, излученного фотосферой, в данную точку  $X_j$ , при этом ему надо пройти через совокупность СР-поверхностей. Так как для двухуровневого атома  $S = (1 - \varepsilon) \cdot \bar{J} + \varepsilon \cdot B(T_e)$ , можно записать функцию источника

$$S_j(X_j) = \frac{M'}{(1 - \varepsilon_j) \cdot \beta_j + \varepsilon_j}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} M' = & \left( (1 - \varepsilon_j) \cdot \left( \beta_j^c \cdot I_j^c + \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \cdot \beta_j \sum_{i=1}^{J-1} (1 - e^{-\tau_i}) S_i e^{-\sum_{K=i+1}^{J-1} \tau_K} \right) + \right. \\ & \left. + \varepsilon_j B_j(T_e) \right) \end{aligned}$$

Эффективное участие в радиационном взаимодействии принимают только несколько линий, так как если существует  $K$ -я оптически толстая СР-поверхность, то вероятность проникновения квантов  $1, 2, \dots, K-1$  СР-поверхностей в точку очень мала, однако, в силу рекуррентного выражения (22) все линии оказываются сцепленными друг с другом, т. е. изменение одной функции источника вызовет изменения в вышестоящих функциях источника. Аналогично записывается выражение для силы светового давления на единицу объема, вызванной рассеянием в МКБ:

$$\begin{aligned}
 F_{\tau}(x) &= \frac{4\pi}{c} \sum_{j=1}^N k_j(x) \cdot \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \bar{n} \cdot \bar{I}_j(X, \bar{n}) = \\
 &= \frac{4\pi}{c} \sum_{j=1}^N k_j(x) \cdot \beta_j(x) \cdot \left( I_j \cdot \frac{1}{4\pi} \int_1^{\mu_c} d\Omega \times \right. \\
 &\times \bar{n} \cdot e^{-\sum_{i=1}^{j-1} \tau_i} + \sum_{i=1}^{j-1} \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \bar{n} \cdot S_i (1 - e^{-\tau_i}) e^{-\sum_{k=i+1}^{j-1} \tau_k} \left. \right).
 \end{aligned} \quad (23)$$

Как уже упоминалось, для закона скорости, пропорционального радиусу, СР-поверхности представляют собой концентрические сферы, с радиусами, равными факторам разделения. Для такой геометрии легко аналитически определить области интегрирования, следовательно, легко, применяя обычные методы интегрирования, рассчитать необходимые величины с хорошей точностью (обычно при расчетах задавалась точность 1%). При известных уже функциях источника вычисление профиля МКБ не составляет труда. Если ввести начало отсчета положений  $Z$ -поверхностей относительно положения самой коротковолновой  $Z_1$ -поверхности, то

$$\begin{aligned}
 F(l) = F(z) &= \int_0^1 2pdpl_c \cdot e^{-\sum_{j=1}^N \tau_j} + \\
 &+ \sum_{j=1}^N \int_{a(Z_j)}^{x_j} 2X_j dX_j S_j \cdot (1 - e^{-\tau_j}) e^{-\sum_{k=j+1}^N \tau_k}.
 \end{aligned} \quad (24)$$

Итак, полученные выражения позволяют полностью описать строение и эволюцию МКБ в приближении двухуровневого атома. Описанная процедура реализована в программе «СПЕКТР», написанной на языке ФОРТРАН и предназначенной для расчетов синтетических спектров

сверхновых. На рис. 4, 5 и 6 приведены примеры расчетов МКБ для 10 компонентов. На них наглядно показано, как изменяется профиль МКБ при переходе от оптически толстого к оптически тонкому случаю.

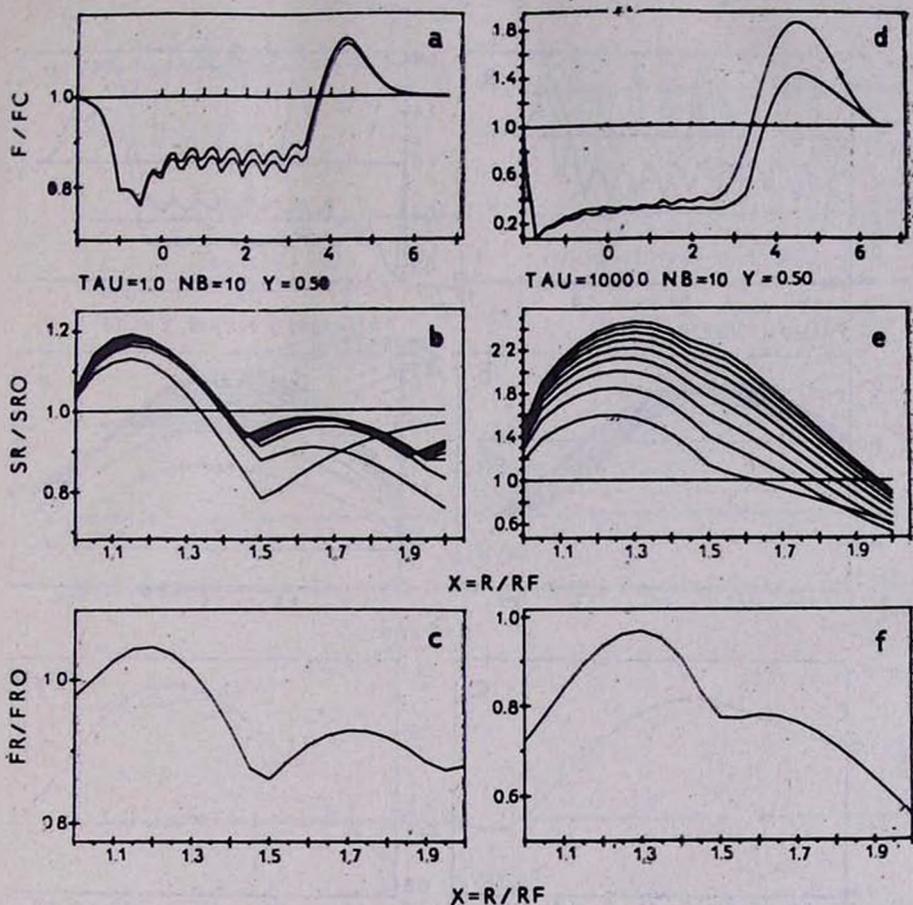


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для 10 компонентов в бленде. Параметр разделения между компонентами бленды  $Y = 0.5$ .

**5. Заключение.** Разработанная методика расчета МКБ позволяет корректно рассчитывать синтетические спектры СН, следить за их эволюцией и тестировать идентификацию спектральных деталей в силу сильной зависимости профиля бленды от фактора разделения. Она может быть легко обобщена на случай многоуровневых задач и произвольного поля скоростей, при этом НРВ будет учитываться на стадии вычисления средней по углам и частоте интенсивности излучения, выражение для которой дает-

ся формулой (21). Населенности уровней находятся при решении системы стационарности, рассчитываются функции источника во всех линиях, затем замыкаем задачу до достижения требуемой точности. Важное приложение может найти методика расчета силы светового давления для расчетов

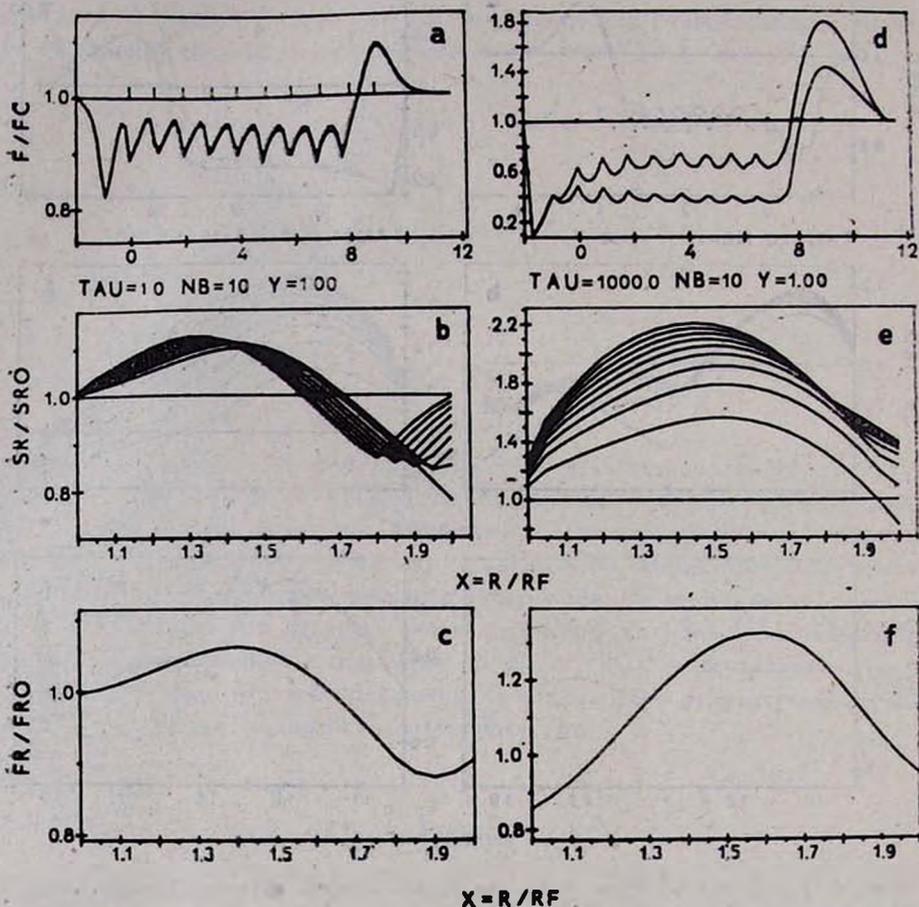


Рис. 5. То же, что и на рис. 4. Параметр разделения между компонентами бленды  $Y = 1.0$ .

разлета оболочки с учетом излучения, блокировки континуума в ультрафиолетовом диапазоне. Опыт расчетов МКБ говорит о большом многообразии профилей, практически трудно описать все возможные варианты. Поэтому, в каждой конкретной ситуации необходимо проводить анализ МКБ с учетом условий возбуждения ее компонентов. В следующей статье на основе

описанной выше методики описания многокомпонентных blends будут приведены расчеты синтетических спектров СН вблизи максимума блеска.

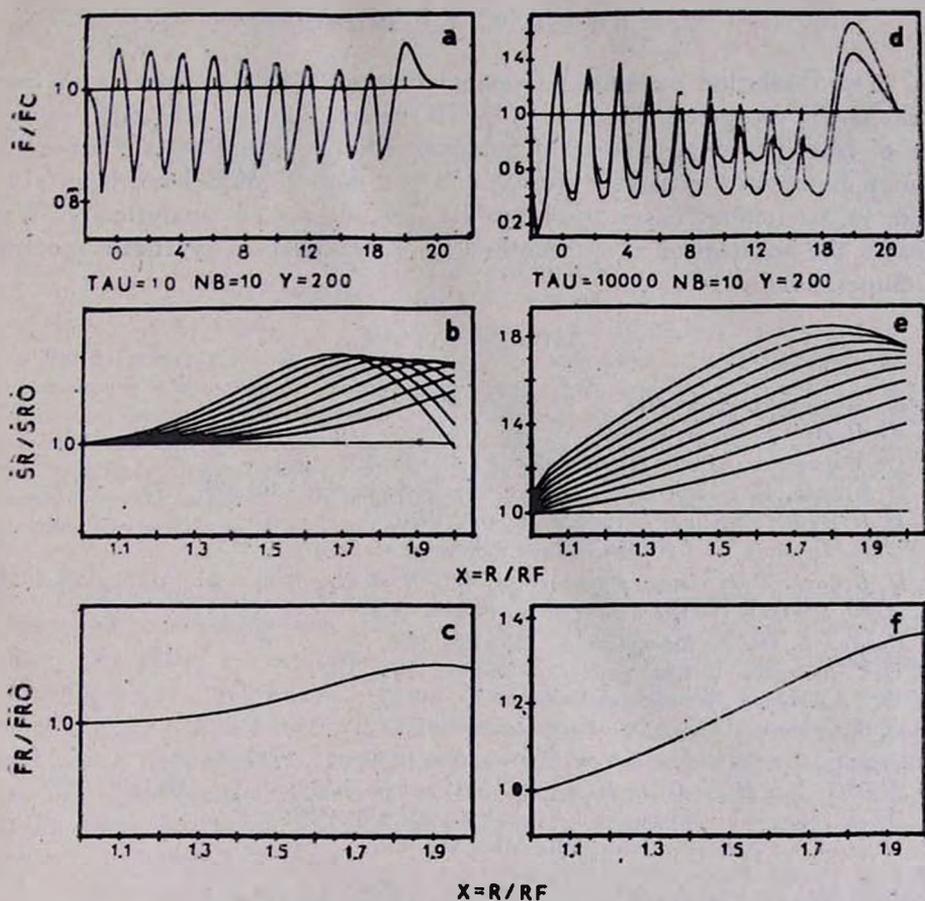


Рис. 6. То же, что и на рис. 4. Параметр разделения между компонентами blends  $Y = 2.0$ .

Авторы благодарны В. П. Гринину за полезные замечания и внимание к работе.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

## THE FORMATION OF MULTICOMPONENT BLENDS IN ENVELOPES OF SUPERNOVAE. I. THE EFFECTS OF NONLOCAL RADIATIVE COUPLING

O. S. BARTUNOV, A. L. MOZGOVOY

The formation on multicomponent blends (MCB) in spectra of Supernovae is discussed. Method of MCB calculation for arbitrarily number of lines including effects of nonlocal radiative coupling is presented. Source functions, radiation force and profiles of MCB have been studied, in particular cases some results are discussed analytically. We discuss the application of our method for calculation of synthetic spectra of Supernovae.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Minkowski, *Astrophys. J.*, 89, 156, 1939.
2. Ю. П. Псковский, *Астрон. ж.*, 46, 945, 1968.
3. D. McLaughlin, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 75, 595, 1963.
4. D. Branch, B. Patchett, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 161, 71, 1973.
5. Н. Н. Чукай, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 481, 1980.
6. Н. Н. Чукай, А. М. Соболев, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 163, 1981.
7. D. Branch, C. H. Lacy, Marshall L. McCall et al., *Astrophys. J.*, 270, 123, 1983.
8. Д. Ю. Цветков, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 219, 1982.
9. Gordon L. Olson, *Astrophys. J.*, 255, 267, 1982.
10. О. С. Бартунов, *Астрон. циркуляр*, 1366, 1, 1985.
11. О. С. Бартунов, *Астрон. циркуляр*, 1367, 1, 1985.
12. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, ЛГУ, Л., 1947.
13. J. I. Castor, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 149, 111, 1970.
14. J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 39, 481, 1979.
15. W. R. Hamman, *Astron. and Astrophys.*, 93, 353, 1981.
16. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
17. С. И. Грачев, В. П. Гринин, *Астрофизика*, 11, 33, 1975.
18. G. V. Rybicki, D. G. Hummer, *Astrophys. J.*, 219, 654, 1978.
19. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.

УДК: 524.57—6

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ ПЫЛЕВОЙ  
ТУМАННОСТИ, ОСВЕЩЕННОЙ ЗВЕЗДОЙ

А. К. КОЛЕСОВ, В. Ю. ПЕРОВ

Поступила 23 апреля 1986

Принята к печати 20 октября 1986

Рассматривается задача об определении поля излучения в бесконечной однородной поглощающей и анизотропно рассеивающей среде с центральным точечным источником. Получены точное и асимптотические выражения для интенсивности излучения. Проведены расчеты поля излучения в пылевой туманности, освещенной звездой, при различных значениях альбедо частицы и при разных индикатрисах рассеяния. Показано, что асимптотические формулы (10) и (11) достаточно точно описывают поле излучения на больших оптических расстояниях от источника.

1. *Введение.* При исследовании пылевых оболочек звезд и пылевых туманностей, освещаемых звездами, часто возникает задача об определении полей излучения в этих объектах при предположении об их сферической симметрии (см., например, [1], гл. 7). Для решения этой задачи обычно применяются различные приближенные методы, в частности, приближенный метод Соболева [2], двухпотокное [3] и трехпотокное [4] приближения. Практическая важность задачи определяет необходимость разработки методики расчета полей излучения, основанной на использовании точной аналитической теории.

Аналитическая теория многократного рассеяния света в бесконечных однородных поглощающих и анизотропно рассеивающих средах со сферической симметрией недавно была развита в работах одного из соавторов [5, 6]. В работе [5] рассмотрена среда, освещенная точечным источником. Найдены точные формулы для коэффициентов разложения функции источников по полиномам Лежандра, получены асимптотические выражения для функции источников и интенсивности излучения вдали от источника. В работе [6] изучен более общий случай произвольного сферически симметричного распределения источников. Найдены собственные функции однородного уравнения переноса излучения и построены функции Грина. В случае точечного источника функция Грина с точностью до постоянного множителя совпадает с полученной в работе [5] функцией источников.

В настоящей статье исследуется поле излучения в бесконечной однородной пылевой туманности, окружающей звезду. С помощью выведенного в работе [5] выражения для функции источников получены точная и асимптотические формулы для интенсивности излучения. По этим формулам проведены расчеты полей излучения в пылевых туманностях при различных значениях альbedo частицы и при разных индикатрисах рассеяния. Путем сравнения результатов вычислений, выполненных по точной и по асимптотическим формулам, показано, что полученные в настоящей статье асимптотические формулы дают значительно более точные значения интенсивности излучения, чем асимптотические выражения, найденные ранее в работах [5, 6].

2. *Основные уравнения.* Рассмотрим однородную бесконечно протяженную пылевую туманность, освещенную звездой. Оптические свойства вещества этой туманности будем характеризовать объемным коэффициентом поглощения  $\alpha$ , альbedo однократного рассеяния  $\lambda$  и индикатрисой рассеяния  $x(\gamma)$ , где  $\gamma$  — угол рассеяния. Звезду, освещающую туманность, представим в виде точечного источника излучения мощности  $L$ .

Интенсивность излучения  $I(\tau, \mu)$ , распространяющегося под углом  $\arcs \cos \mu$  к радиус-вектору на оптическом расстоянии  $\tau$  от источника, и соответствующая функция источников  $B(\tau, \mu)$  определяются уравнениями переноса излучения

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + \frac{1 - \mu^2}{\tau} \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \mu} = -I(\tau, \mu) + B(\tau, \mu) \quad (1)$$

и лучистого равновесия

$$B(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' + \frac{L a^2}{8\pi^2 \tau^2} \delta(\tau) \delta(\mu - 1), \quad (2)$$

где  $\delta$  — дельта-функция,  $p(\mu, \mu')$  — усредненная по азимуту индикатриса рассеяния. Отметим, что в уравнениях (1) и (2) под  $I(\tau, \mu)$  понимается полная интенсивность излучения, т. е. сумма интенсивностей диффузного излучения и излучения, приходящего в данную точку среды непосредственно от источника.

Поле излучения в рассматриваемой пылевой туманности полностью определяется функцией  $I(\tau, \mu)$ , находимой из уравнений (1) и (2) при условии, что  $I(\tau, \mu) \rightarrow 0$  при  $\tau \rightarrow \infty$ . Если функция источников  $B(\tau, \mu)$  известна, то интенсивность излучения  $I(\tau, \mu)$  можно найти, используя формальное решение уравнения (1), т. е.

$$I(\tau, \mu) = \int_0^{\infty} B\left(t, \frac{\tau\mu - x}{t}\right) e^{-x} dx, \quad (3)$$

где  $t = \sqrt{\tau^2 - 2\tau\mu x + x^2}$ .

3. Точное решение задачи. Функция источников  $B(\tau, \mu)$  для бесконечной однородной анизотропно рассеивающей и поглощающей среды, освещенной точечным источником, была определена в работе [5] при предположении, что индикатриса рассеяния представляется в виде разложения по полиномам Лежандра  $P_n(\cos \gamma)$ , т. е.

$$x(\gamma) = \sum_{n=0}^N x_n P_n(\cos \gamma). \quad (4)$$

Для функции  $B(\tau, \mu)$  было получено следующее точное аналитическое выражение:

$$B(\tau, \mu) = \frac{iLa^2}{16\pi^2} \sum_{n=0}^N x_n P_n(\mu) S_{\nu>0} \frac{f_n(\tau, \nu)}{N(\nu)}, \quad (5)$$

где  $f_n(\tau, \nu)$  — коэффициенты разложения по полиномам Лежандра собственных функций  $f(\tau, \mu, \nu)$  однородного уравнения переноса излучения в среде со сферической симметрией (см. [6]),  $\nu$  — собственные значения этого уравнения,  $N(\nu)$  — кейзовские нормировочные интегралы (см. [7]), а символ  $S_{\nu>0}$  обозначает суммирование по всем положительным дискретным собственным значениям и интегрирование по промежутку  $[0, 1]$  непрерывного спектра.

Величины  $f_n(\tau, \nu)$  при конечных значениях  $\nu$  даются формулой

$$f_n(\tau, \nu) = \frac{R_n(\nu)}{\tau\nu} \sqrt{\frac{2\tau}{\pi\nu}} K_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\tau}{\nu}\right), \quad (6)$$

где  $K_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\tau}{\nu}\right)$  — модифицированные функции Бесселя 3-го рода (см., например, [8]), а  $R_n(\nu)$  — известные полиномы, используемые в теории переноса излучения (см. [9]). При  $\lambda=1$ , когда существует бесконечное собственное значение, в формуле (5) вместо отношения величин  $f_n(\tau, \infty)$  и  $N(\infty)$  следует использовать его предельное значение (см. [6]):

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} \frac{f_n(\tau, \nu)}{N(\nu)} = \frac{(3-x_1)n!}{(2n+1)\beta_n\tau^{n+1}}, \quad (7)$$

где

$$\beta_0 = 1, \quad \beta_n = \prod_{m=1}^n \left(1 - \frac{x_m}{2m+1}\right) \quad (m \geq 1). \quad (8)$$

Подстановка выражения (5) в (3) дает точную формулу для интенсивности излучения:

$$I(\tau, \mu) = \frac{\lambda L \alpha^2}{16\pi^2} \sum_{n=0}^N x_n \int_0^{\infty} \frac{S}{N(\nu)} \frac{f_n(t, \nu)}{N(\nu)} P_n\left(\frac{\tau\mu - x}{t}\right) e^{-x} dx. \quad (9)$$

Эта формула использовалась нами для расчета поля излучения (см. раздел 5).

4. *Асимптотические формулы.* Для упрощения вычисления интенсивности излучения при  $\tau \gg 1$  вместо точной формулы (9) можно использовать более простые асимптотические выражения. Точность этих выражений можно оценить, сравнивая результаты расчетов по точной и по асимптотическим формулам.

Функции Бесселя  $K_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\tau}{\nu}\right)$ , входящие в выражения для величин  $f_n(\tau, \nu)$ , содержат, как известно [8], экспоненциальные множители  $e^{-\frac{\tau}{\nu}}$ , поэтому в сумме по собственным значениям, имеющейся в формуле (5), при  $\tau \gg 1$  преобладает дискретный член, соответствующий наибольшему собственному значению  $\nu_1 = \frac{1}{k}$  (или  $\nu_1 = \infty$  при  $\lambda = 1$ ). Оставляя в (5) только этот член, приходим к следующим асимптотическим формулам для интенсивности излучения:

$$I(\tau, \mu) = \frac{\lambda L \alpha^2}{16\pi^2 N\left(\frac{1}{k}\right)} \sum_{n=0}^N x_n \int_0^{\infty} f_n\left(t, \frac{1}{k}\right) P_n\left(\frac{\tau\mu - x}{t}\right) e^{-x} dx, \quad (10)$$

$\tau \gg 1, \quad \lambda < 1,$

$$I(\tau, \mu) = \frac{\lambda L \alpha^2}{16\pi^2} (3 - x_1) \sum_{n=0}^N \frac{x_n n!}{(2n+1)\beta_n} \int_0^{\infty} P_n\left(\frac{\tau\mu - x}{t}\right) \frac{e^{-x}}{t^{n+1}} dx, \quad (11)$$

$\tau \gg 1, \quad \lambda = 1.$

При  $k\tau \gg 1$ , когда  $V \sqrt{\frac{2k\tau}{\pi}} K_{n+\frac{1}{2}}(k\tau) \sim e^{-k\tau}$  (см. [8]), формула (10) приобретает вид

$$I(\tau, \mu) = \frac{iL\alpha^2 k}{16\pi^2 N\left(\frac{1}{k}\right)} \sum_{n=0}^N x_n R_n\left(\frac{1}{k}\right) \int_0^{\infty} P_n\left(\frac{\tau\mu - x}{t}\right) \frac{e^{-kt-x}}{t} dx. \quad (12)$$

В случае изотропного рассеяния формулы (10) и (12) совпадают.

При  $\tau \gg 1$  имеют место также следующие простые асимптотические формулы для интенсивности излучения (см. [5, 6]):

$$I(\tau, \mu) = \frac{iL\alpha^2 k}{16\pi^2 N\left(\frac{1}{k}\right)} i(\mu) \frac{e^{-k\tau}}{\tau}, \quad \tau \gg 1, \quad \lambda < 1, \quad (13)$$

$$I(\tau, \mu) = \frac{L\alpha^2}{16\pi^2} \frac{3 - x_1}{\tau}, \quad \tau \gg 1, \quad \lambda = 1. \quad (14)$$

В формуле (13)  $i(\mu)$  — угловое распределение интенсивности излучения в глубоких слоях плоской полубесконечной среды (см., например, [9]). Отметим, что величина  $N\left(\frac{1}{k}\right)$  связана соотношением  $N\left(\frac{1}{k}\right) = \frac{1}{8} \lambda^2 M$  с постоянной  $M$ , часто используемой в теории переноса излучения (см. [9]).

5. *Результаты расчетов по точной формуле.* Интенсивности излучения  $I(\tau, \mu)$  в бесконечной однородной пылевой туманности, окружающей звезду, были рассчитаны нами по формуле (9) при значениях  $\lambda = 0.9$  и  $\lambda = 1$  для трех индикатрис рассеяния: А — сферическая индикатриса  $x(\gamma) = 1$ , В — рэлеевская индикатриса  $x(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma)$ , С — трехчленная индикатриса  $x(\gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma + x_2 P_2(\cos \gamma)$  при  $x_1 = 1$  и  $x_2 = 1$ . При расчетах принималось, что  $\frac{L\alpha^2}{8\pi^2} = 1$ . Результаты вычислений приведены в табл. 1 (случай  $\lambda = 0.9$ ) и в табл. 2 (случай  $\lambda = 1$ ) для разных значений аргументов  $\tau$  и  $\mu$ . В этих и следующих таблицах принята форма записи чисел через мантиссу и порядок. Например, запись  $3.765-2$  означает  $3.765 \cdot 10^{-2}$ . Значения  $I(\tau, \mu)$  при  $\tau > 10$  в случае рэлеевской индикатрисы в табл. 2 не приведены, так как в пределах принятой точности они совпадают с соответствующими значениями для изотропного рассеяния.

При  $\lambda < 1$  интенсивность излучения быстро уменьшается с ростом  $\tau$ . Это обусловлено тем, что при  $\tau \gg 1$  в соответствии с асимптотическим выражением (13) значения  $I(\tau, \mu)$  пропорциональны

ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  $I(\tau, \mu)$  ПРИ  $\lambda=0.9$ 

$x(\tau)$	$\mu$	-1.0	-0.5	0.0	0.5	0.9
А	1.0	3.345 - 1	4.012 - 1	5.118 - 1	7.526 - 1	1.656 + 0
	2.5	6.710 - 2	8.071 - 2	1.028 - 1	1.486 - 1	2.935 - 1
	5.0	9.650 - 3	1.164 - 2	1.481 - 2	2.110 - 2	3.765 - 2
	7.5	1.784 - 3	2.154 - 3	2.740 - 3	3.867 - 3	6.500 - 3
	10	3.662 - 4	4.422 - 4	5.621 - 4	7.883 - 4	1.275 - 3
	25	5.727 - 8	6.919 - 8	8.770 - 8	1.210 - 7	1.795 - 7
	50	5.721 -14	6.912 -14	8.747 -14	1.197 -13	1.723 -13
	75	7.558 -20	9.132 -20	1.155 -19	1.576 -19	2.247 -19
100	1.121 -25	1.354 -25	1.712 -25	2.333 -25	3.310 -25	
В	1.0	3.858 - 1	4.174 - 1	4.975 - 1	7.218 - 1	1.692 + 0
	2.5	7.243 - 2	8.091 - 2	9.879 - 2	1.427 - 1	2.977 - 1
	5.0	1.014 - 2	1.158 - 2	1.435 - 2	2.055 - 2	3.824 - 2
	7.5	1.864 - 3	2.150 - 3	2.677 - 3	3.806 - 3	6.627 - 3
	10	3.825 - 4	4.435 - 4	5.535 - 4	7.823 - 4	1.305 - 3
	25	6.129 - 8	7.169 - 8	8.968 - 8	1.247 - 7	1.893 - 7
	50	6.455 -14	7.570 -14	9.469 -14	1.306 -13	1.919 -13
	75	9.008 -20	1.057 -19	1.322 -19	1.818 -19	2.643 -19
100	1.412 -25	1.658 -25	2.073 -25	2.847 -25	4.116 -25	
С	1.0	2.402 - 1	2.384 - 1	2.941 - 1	5.187 - 1	1.605 + 0
	2.5	5.037 - 2	5.541 - 2	7.278 - 2	1.234 - 1	3.090 - 1
	5.0	8.833 - 3	1.040 - 2	1.404 - 2	2.283 - 2	4.728 - 2
	7.5	2.037 - 3	2.461 - 3	3.346 - 3	5.310 - 3	9.927 - 3
	10	5.229 - 4	6.399 - 4	8.715 - 4	1.361 - 3	2.393 - 3
	25	3.141 - 7	3.919 - 7	5.326 - 7	8.007 - 7	1.247 - 6
	50	2.936 -12	3.682 -12	4.990 -12	7.386 -12	1.106 -11
	75	3.622 -17	4.549 -17	6.158 -17	9.064 -17	1.340 -16
100	5.013 -22	6.300 -22	8.523 -22	1.251 -21	1.839 -21	

$\frac{e^{-k\tau}}{\tau}$ . Различия в скорости уменьшения  $I(\tau, \mu)$  с ростом  $\tau$  для раз-

ных индикатрис рассеяния вызваны в основном разницей в значениях  $k$  (при  $\lambda=0.9$  для индикатрис А, В, С значения  $k$  соответственно равны 0.5254; 0.5232; 0.4361). При  $\lambda=1$ , когда  $k=0$ , уменьшение значений  $I(\tau, \mu)$  с ростом  $\tau$  происходит значительно медленнее, и скорость этого уменьшения примерно одна и та же для всех индикатрис..

Таблица 2

ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  $I(\tau, \mu)$  ПРИ  $\lambda = 1$ 

$x(\tau)$	$\mu$	-1.0	-0.5	0.0	0.5	0.9
A	1.0	9.316 -1	1.038 +0	1.204 +0	1.541 +0	2.680 +0
	2.5	4.367 -1	4.945 -1	5.493 -1	6.460 -1	8.839 -1
	5.0	2.557 -1	2.706 -1	2.906 -1	3.210 -1	3.724 -1
	7.5	1.785 -1	1.866 -1	1.969 -1	2.111 -1	2.301 -1
	10	1.373 -1	1.424 -1	1.486 -1	1.567 -1	1.661 -1
	25	5.777 -2	5.878 -2	5.990 -2	6.116 -2	6.231 -2
	50	2.942 -2	2.970 -2	2.999 -2	3.030 -2	3.056 -2
	75	1.974 -2	1.987 -2	2.000 -2	2.013 -2	2.024 -2
100	1.485 -2	1.492 -2	1.500 -2	1.507 -2	1.514 -2	
B	1.0	1.002 +0	1.065 +0	1.194 +0	1.514 +0	2.743 +0
	2.5	4.668 -1	4.963 -1	5.448 -1	6.399 -1	8.947 -1
	5.0	2.574 -1	2.707 -1	2.896 -1	3.201 -1	3.745 -1
	7.5	1.791 -1	1.866 -1	1.965 -1	2.108 -1	2.308 -1
	10	1.376 -1	1.424 -1	1.486 -1	1.566 -1	1.663 -1
C	1.0	5.835 -1	5.966 -1	6.352 -1	9.872 -1	2.318 +0
	2.5	2.791 -1	2.986 -1	3.395 -1	4.328 -1	7.084 -1
	5.0	1.596 -1	1.708 -1	1.883 -1	2.189 -1	2.772 -1
	7.5	1.132 -1	1.199 -1	1.294 -1	1.439 -1	1.649 -1
	10	8.793 -2	9.240 -2	9.826 -2	1.065 -1	1.167 -1
	25	3.781 -2	3.878 -2	3.988 -2	4.116 -2	4.235 -2
	50	1.943 -2	1.970 -2	1.998 -2	2.030 -2	2.056 -2
	75	1.308 -2	1.320 -2	1.333 -2	1.347 -2	1.358 -2
100	9.853 -3	9.924 -3	9.998 -3	1.007 -2	1.014 -2	

С ростом  $\mu$  значения  $I(\tau, \mu)$  возрастают, что особенно заметно при  $\mu$ , близких к единице. Например, в случае индикатрисы С для  $\tau = 10$ ,  $\lambda = 0.9$  величины  $I(\tau, \mu)$  при  $\mu = 0.5; 0.9; 0.99; 0.999$  равны соответственно  $1.361 \cdot 10^{-3}$ ;  $2.393 \cdot 10^{-3}$ ;  $3.073 \cdot 10^{-3}$ ;  $3.325 \cdot 10^{-3}$ . В этом проявляется «эффект пика интенсивности», впервые выявленный в задачах о распространении излучения в средах со сферической симметрией Чепменом [10]. В направлении распространения прямого излучения точечного источника (при  $\mu = 1$ ) интенсивность излучения становится бесконечной.

6. Результаты расчетов по асимптотическим формулам. В табл. 3 приведены асимптотические значения  $I(\tau, \mu)$ , вычисленные по формуле (13) при  $\lambda = 0.9$ . Сравнение этих значений с приведенными в табл. 1 точными значениями показывает, что асимптотические значения достаточно близки

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ  $I(\tau, \mu)$ , РАССЧИТАННЫЕ ПО АСИМПТОТИЧЕСКОЙ  
ФОРМУЛЕ (13) ПРИ  $\lambda = 0.9$

$x(\tau)$	$\mu$	-1.0	-0.5	0.0	0.5	0.9
А	10	3.888 - 4	4.697 - 4	5.931 - 4	8.044 - 4	1.125 - 3
	25	5.873 - 8	7.095 - 8	8.959 - 8	1.215 - 7	1.700 - 7
	50	5.795 -14	7.001 -14	8.840 -14	1.199 -13	1.677 -13
	75	7.624 -20	9.210 -20	1.163 -19	1.577 -19	2.206 -19
	100	1.128 -25	1.363 -25	1.721 -25	2.335 -25	3.265 -25
В	10	4.002 - 4	4.705 - 4	5.882 - 4	8.038 - 4	1.144 - 3
	25	6.251 - 8	7.349 - 8	9.187 - 8	1.255 - 7	1.788 - 7
	50	6.521 -14	7.666 -14	9.584 -14	1.310 -13	1.865 -13
	75	9.069 -20	1.066 -19	1.333 -19	1.822 -19	2.593 -19
	100	1.419 -25	1.668 -25	2.085 -25	2.850 -25	4.058 -25
С	10	5.630 - 4	7.091 - 4	9.572 - 4	1.393 - 3	2.012 - 3
	25	3.247 - 7	4.089 - 7	5.520 - 7	8.032 - 7	1.160 - 6
	50	2.987 -12	3.762 -12	5.078 -12	7.389 -12	1.057 -11
	75	3.664 -17	4.615 -17	6.230 -17	9.064 -17	1.309 -16
	100	5.056 -22	6.369 -22	8.597 -22	1.251 -21	1.807 -21

к точным лишь при больших  $\tau$  ( $\tau > 10$ ). Наилучшее совпадение этих значений достигается при  $\mu$ , близких к  $k$ . При  $\mu$ , приближающихся к единице, ошибка асимптотических значений  $I(\tau, \mu)$  растет, так как формула (13) (так же, как и формула (14) при  $\lambda = 1$ ) «эффекта пика интенсивности» не описывает. Например, в случае индикатрисы С для  $\tau = 50$ ,  $\lambda = 0.9$  при  $\mu = 0.5; 0.9; 0.99; 0.999$  точные значения  $I(\tau, \mu)$  равны соответственно  $7.386 \cdot 10^{-12}$ ;  $1.106 \cdot 10^{-11}$ ;  $1.233 \cdot 10^{-11}$ ;  $1.247 \cdot 10^{-11}$ , а асимптотические значения —  $7.389 \cdot 10^{-12}$ ;  $1.067 \cdot 10^{-11}$ ;  $1.172 \cdot 10^{-11}$ ;  $1.184 \cdot 10^{-11}$ .

Асимптотическая формула (14) дает значения  $I(\tau, \mu)$ , не зависящие от  $\mu$  и при  $\tau > 5$  близкие к приведенным в табл. 2 точным значениям  $I(\tau, 0)$ . Например, величины  $I(\tau, \mu)$ , вычисленные по формуле (14) при

$\tau = 5, 10, 25, 50, 100$  для индикатрис А и В равны соответственно 0.3; 0.15; 0.06; 0.03; 0.015, а для индикатрисы С — 0.2; 0.1; 0.04; 0.02; 0.01. Точные значения  $I(\tau, \mu)$  зависят от  $\mu$ , но с ростом  $\tau$  эта зависимость становится менее существенной.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ  $I(\tau, \mu)$ , РАССЧИТАННЫЕ ПО АСИМПТОТИЧЕСКОЙ  
ФОРМУЛЕ (10) ПРИ  $\lambda = 0.9$

$x(\tau)$	$\mu$	-1.0	-0.5	0.0	0.5	0.9-
А	1.0	2.972 -1	3.521 -1	4.398 -1	6.171 -1	1.656 +0
	2.5	6.556 -2	7.866 -2	9.976 -2	1.425 -1	2.662 -1
	5.0	9.619 -3	1.159 -2	1.475 -2	2.097 -2	3.702 -2
	7.5	1.783 -3	2.152 -3	2.740 -3	3.862 -3	6.500 -3
	10.0	3.661 -4	4.421 -4	5.620 -4	7.881 -4	1.274 -3
В	1.0	3.731 -1	3.674 -1	3.980 -1	5.268 -1	1.047 +0
	2.5	7.132 -2	7.848 -2	9.445 -2	1.342 -1	2.646 -1
	5.0	1.011 -2	1.153 -2	1.426 -2	2.037 -2	3.749 -2
	7.5	1.863 -3	2.150 -3	2.677 -3	3.800 -3	6.600 -3
	10.0	3.825 -4	4.434 -4	5.534 -4	7.820 -4	1.304 -3
С	1.0	2.674 -1	1.967 -1	1.701 -1	2.624 -1	8.337 -1
	2.5	5.032 -2	5.296 -2	6.731 -2	1.125 -1	2.708 -1
	5.0	8.822 -3	1.034 -2	1.393 -2	2.261 -2	4.642 -2
	7.5	2.036 -3	2.459 -3	3.342 -3	5.310 -3	9.896 -3
	10.0	5.229 -4	6.398 -4	8.713 -4	1.361 -3	2.391 -3

В табл. 4 и 5 приведены результаты вычислений  $I(\tau, \mu)$  по формулам (10) и (11) соответственно при  $\lambda = 0.9$  и при  $\lambda = 1$ . Сравнение этих таблиц с табл. 1 и 2 показывает, что асимптотические формулы (10) и (11) дают практически точные результаты при  $\tau > 5$  в случае  $\lambda = 0.9$  и при  $\tau > 2.5$  в случае  $\lambda = 1$ . В то же время вычисления по этим формулам выполняются значительно проще, чем по точной формуле (9), так как в (10) и (11) содержится однократное, а в (9) — двукратное интегрирование. Отсюда следует, что при расчетах полей излучения в исследуемой пылевой туманности всюду, кроме области, расположенной вблизи освещающей звезды, вместо формулы (9) целесообразно использовать формулы (10) и (11). Эти же формулы следует применять и для оценки точности различных асимптотических выражений, справедливых при  $\tau \gg 1$ , и приближенных формул.

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ  $I(\tau, \mu)$ , РАССЧИТАННЫЕ ПО АСИМПТОТИЧЕСКОЙ  
ФОРМУЛЕ (11) ПРИ  $\lambda = 1$

$x(\gamma)$	$\mu$	-1.0	-0.5	0.0	0.5	0.9
А	1.0	8.945 -1	9.887 -1	1.132 +0	1.404 +0	2.142 +0
	2.5	4.553 -1	4.926 -1	5.464 -1	6.402 -1	8.569 -1
	5.0	2.556 -1	2.706 -1	2.905 -1	3.209 -1	3.718 -1
	7.5	1.785 -1	1.866 -1	1.969 -1	2.111 -1	2.301 -1
	10.0	1.373 -1	1.424 -1	1.486 -1	1.567 -1	1.661 -1
В	1.0	9.939 -1	1.015 +0	1.091 +0	1.310 +0	2.064 +0
	2.5	4.659 -1	4.940 -1	5.404 -1	6.313 -1	8.615 -1
	5.0	2.574 -1	2.706 -1	2.895 -1	3.199 -1	3.738 -1
	7.5	1.791 -1	1.866 -1	1.965 -1	2.108 -1	2.307 -1
	10.0	1.376 -1	1.424 -1	1.485 -1	1.566 -1	1.663 -1
С	1.0	6.182 -1	5.484 -1	5.893 -1	6.922 -1	1.466 +0
	2.5	2.791 -1	2.957 -1	3.330 -1	4.293 -1	6.672 -1
	5.0	1.595 -1	1.707 -1	1.881 -1	2.186 -1	2.763 -1
	7.5	1.132 -1	1.199 -1	1.294 -1	1.433 -1	1.649 -1
	10.0	8.793 -2	9.240 -2	9.826 -2	1.065 -1	1.167 -1

В табл. 6 представлены значения  $I(\tau, \mu)$ , вычисленные по формуле (12) для индикатрис В и С при  $\lambda = 0.9$ . Анализ таблиц 1, 3, 4 и 6 показывает, что точность формулы (12) (при несферической индикатрисе рассеяния) несколько выше, чем точность выражения (13), но значительно ниже точности формулы (10). Если при расчетах требуется достаточно высокая точность, то при  $\tau \gg 1$  целесообразно брать формулу (10), так как вычисления по ней не сложнее, чем по формуле (12), а точность результатов значительно выше. Если же высокая точность не требуется, то при  $\tau \gg 1$  можно использовать простое выражение (13).

7. *Заключительные замечания.* Отметим, что при вычислениях поля излучения вблизи точечного источника в формуле (3) для функции  $B(\tau, \mu)$  при малых значениях  $\tau$  можно использовать приближение однократного рассеяния, т. е.

$$B(\tau, \mu) = \frac{\lambda L^2}{16\pi^2} x(\arccos \mu) \frac{e^{-\tau}}{\tau^2}, \quad (15)$$

при больших  $\tau$  — асимптотическое выражение

$$B(\tau, \mu) = \frac{\lambda L a^2}{16\pi^2 N \left(\frac{1}{k}\right)} \sum_{n=0}^N x_n f_n\left(\tau, \frac{1}{k}\right) P_n(\mu), \quad (16)$$

вытекающее из формулы (5), а при промежуточных значениях  $\tau$  — точное выражение (5). Таким же образом функцию  $I(\tau, \mu)$  можно рассчитать и при любых значениях  $\tau$  в случае  $\mu$ , близких к единице, когда линия интегрирования по переменной  $x$  проходит вблизи точки  $\tau = 0$ .

Таблица 6

ЗНАЧЕНИЯ  $I(\tau, \mu)$ , РАССЧИТАННЫЕ ПО АСИМПТОТИЧЕСКОЙ  
ФОРМУЛЕ (12) ПРИ  $\lambda = 0.9$

$x(\gamma)$	$\mu$	-1.0	-0.5	0.0	0.5	0.9
В	10	3.768 — 4	4.437 — 4	5.577 — 4	7.855 — 4	1.290 — 3
	25	6.095 — 8	7.173 — 8	8.995 — 8	1.248 — 7	1.885 — 7
	50	6.437 — 14	7.572 — 14	9.483 — 14	1.307 — 13	1.915 — 13
	75	8.992 — 20	1.057 — 19	1.323 — 19	1.819 — 19	2.640 — 19
	100	1.410 — 25	1.658 — 25	2.073 — 25	2.847 — 25	4.113 — 25
С	10	5.283 — 4	6.623 — 4	8.952 — 4	1.348 — 3	2.243 — 3
	25	3.161 — 7	3.974 — 7	5.373 — 7	7.957 — 7	1.216 — 6
	50	2.947 — 12	3.708 — 12	5.010 — 12	7.360 — 12	1.092 — 11
	75	3.631 — 17	4.570 — 17	6.174 — 17	9.042 — 17	1.330 — 16
	100	5.022 — 22	6.322 — 22	8.539 — 22	1.249 — 21	1.828 — 21

Методика расчета полей излучения в бесконечной однородной пылевой туманности, изложенная в настоящей статье для случая точечного источника, обобщается и на случаи других сферически симметричных распределений источников.

Зная интенсивности излучения в бесконечной среде, можно определить и поля излучения в шаре и сферической оболочке. Для этого следует использовать полученные в работах [11, 12] интегральные соотношения между интенсивностями излучения в этих средах.

Ленинградский государственный  
университет

THE RADIATION FIELD IN A INFINITE DUST NEBULA  
ILLUMINATED BY A STAR

A. K. KOLESOV, V. Yu. PEROV

The problem of determination of the radiation field in a infinite homogeneous absorbing and anisotropically scattering medium with a central point source is considered. The exact and asymptotic expressions for the radiation intensity have been derived. The radiation field in a dust nebula illuminated by a star have been calculated under different assumption of the particle albedo and the phase function. It has been shown that the asymptotic formulae (10) and (11) are sufficiently precise to describe the radiation field at large optical distances from the point source.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, 3-е изд., Наука, М., 1985.
2. В. В. Соболев, Астрон. ж., 37, 3, 1960.
3. W. Unno, M. Kondo, Publ. Astron. Soc. Jap., 28, 347, 1976.
4. S. J. Wilson, F. S. Wan, K. K. Sen, Astrophys. and Space Sci., 67, 99, 1980.
5. А. К. Колесов, Докл. АН СССР, 272, 53, 1983.
6. А. К. Колесов, Астрофизика, 20, 131, 1984.
7. К. Кейз, П. Цвайфель, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
8. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган, Мир, М., 1979.
9. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
10. R. D. Charman, Astrophys. J., 143, 61, 1966.
11. А. К. Колесов, Астрофизика, 22, 571, 1985.
12. А. К. Колесов, Вестн. ЛГУ, № 8, 73, 1985.

УДК: 524.354.6—622

## ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 27 июня 1986

Найдены параметры, характеризующие тепловую эволюцию нейтронных звезд, адронное вещество которых содержит  $\pi^-$ -мезонный компонент. Показано, что поверхностная температура  $T_R$  типичных нейтронных звезд меняется в интервале  $10^5 \leq T_R \leq 10^6$ . При  $T_R > 10^6$  их остывание в основном обусловлено нейтринными потерями. Для звезд со временем жизни  $10^3 - 10^6$  лет фотонная светимость порядка  $10^{29} - 10^{33}$  эрг/с.

1. *Введение.* Процессу остывания нейтронных звезд посвящены многочисленные исследования (см. [1]). Казалось, их ценность ограничена чисто академическим интересом к проблеме. Однако, после запуска околосемных обсерваторий с целью измерения параметров компактных рентгеновских источников, возникла перспектива выбора между различными теоретическими моделями. Дело в том, что не только параметры нейтронных звезд, но и процесс их остывания чувствительны к уравнению состояния вещества. Таким образом, данные наблюдений, по-видимому, позволят выделить наиболее реалистичные уравнения состояния и тем самым уточнить имеющиеся сведения о вырожденном звездном веществе.

В настоящее время мы располагаем сравнительно новым уравнением состояния, учитывающим наличие  $\pi^-$ -мезонного компонента [2]. Согласно результатам [2],  $\pi^-$ -мезоны имеют отличный от нуля граничный импульс и при плотностях, примерно в два раза превышающих ядерную, дают ощутимый вклад в давление адронного вещества нейтронной звезды. На параметрах нейтронных звезд существенно сказывается также скачок плотности (в 500 раз) на границе раздела сверхплотного ядра и «Ае»-оболочки.  $\pi^-$ -мезонный компонент вносит заметные коррективы в оценки нейтринной светимости [3], что не может не сказаться на времени остывания. Цель настоящей работы — найти параметры тепловой эволюции нейтронных звезд с таким уравнением состояния.

2. *Источник энергии.* Масса, радиус и распределение масс нейтронных звезд определяются центральным давлением. Реальная температура в недрах этих небесных тел значительно меньше температуры вырождения и поэтому практически не играет роли при определении их параметров. В связи с этим первоначально нейтронные звезды считали «мертвыми» объектами, проявляющими себя только благодаря гравитационному полю. Это представление в определенном смысле было опровергнуто открытием пульсаров — на сегодняшний день принято считать, что магнитосфера вращающихся нейтронных звезд является источником пульсирующего излучения. Единственно ли проявление нейтронных звезд в качестве пульсаров? Нам кажется, что некоторые из них после своего формирования достаточно долго могут существовать также и как уникальные источники рентгеновского излучения. Ниже будет показано, что эти небесные объекты за счет выделения весьма малой доли запасов своей гравитационной энергии будут пребывать в горячем состоянии в течение  $10^3$ — $10^6$  лет.

Здесь рассматриваются лишь устойчивые нейтронные звезды, центральные плотности,  $\rho_0$ , которых заключены в интервале  $3.14 \cdot 10^{14} \leq \rho_0 \leq 1.7 \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Сверхплотное ядро, в котором сосредоточена значительная часть массы нейтронной звезды, окружено плазменной оболочкой из ядер и вырожденного электронного газа («Ае»-оболочка с плотностью  $\rho \approx 5.8 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>). При плотностях  $\rho > 3.4 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> ядерная сердцевина нейтронной звезды, кроме нуклонов, содержит в относительно большом количестве адроны и некоторые резонансы. Необходимая информация об этих объектах вынесена в таблицу 1 [2, 4, 5].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ УСТОЙЧИВЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

$10^{-33} \rho_0$ (эрг/см <sup>3</sup> )	$10^{-14} \rho_0$ (г/см <sup>3</sup> )	$R_0$ (км)	$M_0/M_{\odot}$	$R$ (км)	$10^5 \frac{\Delta M}{M_{\odot}}$
373	16.9	12.021	2.139	12.23	1.43
98.4	6.82	12.512	1.759	12.85	2.53
39.6	4.65	11.191	1.086	11.73	3.24
15.3	3.76	8.667	0.461	9.165	3.35
9.58	3.55	7.320	0.269	8.615	3.18
6.48	3.43	6.273	0.166	8.002	3.02
3.97	3.33	5.114	0.0881	7.779	2.86
1.82	3.19	3.642	0.0308	12.82	3.33

*Примечание.*  $P_0$  — давление,  $\rho_0$  — плотность массы в центре,  $M_0$  — масса,  $R_0$  — радиус центрального сверхплотного шара из ядерного вещества,  $R$  — полный радиус звезды,  $\Delta M$  — масса «Ае»-оболочки. В таблице представлена только устойчивая ветвь нейтронных звезд.

Нейтронные звезды являются релятивистскими объектами, и исследование связанных с ними эффектов должно проводиться в рамках релятивистской теории, однако, как показано в [4], правильные представления можно получить и на базе нерелятивистской теории, которая с целью упрощения расчетов используется в дальнейшем.

Почти вся масса нейтронной звезды заключена в ее сверхплотном ядре (см. табл. 1), следовательно, ее гравитационная энергия

$$E_g \approx -\frac{GM_0^2}{R_0} = -\frac{2.64 \cdot 10^{59}}{R_0} \left(\frac{M_0}{M_\odot}\right)^2, \quad (1)$$

где  $M_0$ —масса,  $R_0$ —радиус сверхплотного ядра. Из (1) следует, что даже при небольшом изменении радиуса  $R_0$  выделяется значительная энергия.

$$\Delta E_g \approx \frac{GM_0^2}{R_0} y_0, \quad y_0 = \frac{\Delta R_0}{R_0}. \quad (2)$$

3. *Тепловой эффект.* Допустим, что после формирования нейтронной звезды в ее центре установилась температура  $\sim 10^8$  К (катастрофические нейтринные потери ограничивают величину центральной температуры). Теплопроводность ядерного вещества чрезвычайно велика, поэтому ядро нейтронной звезды можно считать изотермическим. В нашем нерелятивистском рассмотрении не учитывается обусловленное влиянием гравитационного поля несущественное изменение температуры вдоль радиуса. Поскольку ядерный шар разогрет, то, строго говоря, его радиус чуть больше того значения, которое получается в предположении полного вырождения адронного газа. Оценим величину этого теплового расширения.

Допустим, что вещество ядерного шара состоит лишь из нуклонов, без учета различия между ними. На окончательных результатах это упрощение существенно отразиться не может. Для вырожденного газа нуклонов имеем

$$n = (2mc^3/a^3)^{3/2} \varepsilon_f^{3/2}, \quad a = (3\pi^2)^{1/3} c\hbar = 9.78 \cdot 10^{-17} \text{ эрг см}, \quad (3)$$

$m$ —масса,  $n$ —плотность,  $\varepsilon_f$ —граничная энергия нуклонов. Пусть  $\Delta n$ —плотность частиц с энергиями в интервале  $\varepsilon_f \lesssim \varepsilon \lesssim \varepsilon_f + kT$ , тогда из (3) находим

$$\Delta n = \frac{3mc^3}{a^3} n^{1/3} kT. \quad (4)$$

По сравнению с совершенно холодным шаром разогретый шар, разумеется, имеет больший радиус. Величина этого разбухания определяется соотношением

$$\frac{4\pi}{3} R_0^3 \Delta n \cdot kT \approx \frac{GM_0^2}{R_0} y,$$

что с учетом (4) дает

$$y \approx \frac{4\pi mc^2 k^3}{Ga^2} \cdot \frac{R_0^4}{M_0^2} n^{1/3} T^2. \quad (5)$$

Подставив в (5) плотность числа барионов в виде  $n \approx 3M_0/(4\pi R_0^3 m)$ , приходим к следующей зависимости относительного расширения ядерного шара от его радиуса, массы и температуры:

$$y \approx \frac{3c^2 k^2}{Ga^2} \left( \frac{4\pi m}{3} \right)^{2/3} \frac{R_0^3}{M_0^{5/3}} T^2. \quad (6)$$

Некоторому начальному значению  $y_0$  соответствует гравитационный (тепловой) запас энергии (2). Скорость остывания звезды определяется поверхностными потерями. Излучая, звезда постепенно сжимается и в пределе  $y_0 \rightarrow 0$  превращается в холодное тело, которое, конечно, может продолжать свое существование как пульсар.

4. *Время остывания.* Оценим время, в течение которого расходуется запас гравитационной (тепловой) энергии. Пренебрегая сравнительно малым количеством тепловой энергии, заключенной в «Ае»-оболочке, запишем следующее уравнение баланса:

$$\frac{GM_0^2}{R_0} \frac{dy}{dt} = -(L_1 + L_2), \quad (7)$$

где  $L_1 = 4\pi c R^2 T_R^4$  — радиационные потери, а  $L_2 = 10^{-63} \cdot T_0^3 \cdot M$  — нейтринные потери [3]. Здесь  $R$  — радиус нейтронной звезды.  $T_R$  — температура на ее поверхности,  $T_0$  — температура изотермического ядра. Время жизни звезды  $\tau$  в нагретом состоянии можно оценить следующим образом:

$$\frac{dy}{dt} \approx -\frac{y_0}{\tau} = -\frac{L_1 + L_2}{GM_0^2} R_0. \quad (8)$$

Подставив в (8) выражение  $y_0$  из (6), для времени жизни звезды в горячем состоянии найдем

$$\tau \approx \frac{3.48 \cdot 10^{20}}{(1 + \alpha)} \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 \left( \frac{M_0}{M_\odot} \right)^{1/3} \frac{T_0^2}{T_R^4}, \quad \alpha = \frac{L_2}{L_1}. \quad (9)$$

Таким образом, время остывания нейтронной звезды пропорционально отношению  $T_0^2/T_R^4$ . Поверхностная же температура  $T_R$  определяется темпе-

ратурой ядерного шара  $T_0$ , для ее вычисления необходимо знать непрозрачность вещества «Ае»-оболочки.

В вырожденном электронном газе «Ае»-оболочки основным каналом переноса энергии к поверхности является теплопередача. Вопрос непрозрачности вырожденного электронного газа изучен достаточно подробно. В наших расчетах мы будем пользоваться следующей сравнительно простой формулой [6]:

$$\chi_c = 3.85 \cdot 10^{-13} \cdot T^2 \cdot \frac{1 + x^2}{x^6}, \quad x = \frac{p_f}{m_e c}, \quad (10)$$

$m_e$  — масса,  $p_f$  — граничный импульс электронов.

В тонком слое у поверхности «Ае»-оболочки определенную роль в переносе энергии играют радиационные процессы. Связанно-свободные переходы и комптоновское рассеяние оказываются совершенно несущественными. Для непрозрачности, обусловленной свободно-свободными переходами, будем пользоваться аппроксимацией [7]

$$\chi_r = 1.4 \cdot 10^{23} \sqrt{\rho} \cdot T^{-3.5}. \quad (11)$$

Результирующая непрозрачность равна

$$\chi = \frac{\chi_c \cdot \chi_r}{\chi_c + \chi_r} \quad (12)$$

Радиационный канал переноса энергии становится существенным при  $\chi_r \gg \chi_c$ , что выполняется при  $x \ll 1$ ,  $A/Z \approx 2$ . В этой области плотность массы

$$\rho \approx \frac{n_e}{Z} m_p A \approx 2 m_p n_e = 1.95 \cdot 10^6 x^3. \quad (13)$$

Другими словами, поглощение определяется коэффициентом непрозрачности (11) при  $\rho \leq 0.23 T_0^3$  ( $x \leq 5 \cdot 10^{-3} T_0$ ), что легко обнаружить, сопоставляя (10) и (11) с учетом (13).

Функциональная связь между поверхностной  $T_R$  и центральной  $T_0$  температурами может быть найдена при определенном выборе уравнения состояния  $\rho(P)$ . Нам кажется наиболее обоснованным принять в качестве уравнения состояния следующие соотношения [2]:

$$P = \frac{4}{3} \left( \frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n [x(2x^2 - 3) \sqrt{1 + x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1 + x^2})], \quad (14)$$

$$\rho = \frac{32}{5} \frac{K_n}{c^2} \left( \frac{m_e}{m_n} \right)^3 \frac{x^3}{0.451 - 8.8 \cdot 10^{-4} x - 9.6 \cdot 10^{-5} x^2} \left\{ 1 + \frac{m_e}{m_n} \left[ -18.34 + \right. \right.$$

$$+ (0.451 - 4.4 \cdot 10^{-4} x - 3.2 \cdot 10^{-5} x^2) \sqrt{1+x^2} + \\ + 4.4 \cdot 10^{-4} \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \left. \right\} - \frac{P}{c^2},$$

где  $K_n \equiv m_n^4 c^3 / 32 \pi^2 h^3$ .

В теории нейтронных звезд удобно пользоваться так называемыми единицами Оппенгеймера—Волкова:  $c = G = 4\pi K_n = 1$  ( $c$  — скорость света,  $G$  — гравитационная постоянная). Коэффициент непрозрачности в этих единицах

$$\chi = \frac{3.79 \cdot 10^4 (1+x^2) T^2 \sqrt{\rho}}{x^6 \sqrt{\rho} + 3.24 \cdot 10^{-51} (1+x^2) T^{5.5}} \quad (15)$$

5. *Градиент температуры. Число рентгеновских квантов.* В нерелятивистском приближении градиент температуры определяется уравнением

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3}{64 \pi \tau} \cdot \frac{\chi \rho L_T}{r^2 T^3}, \quad r > R_0, \quad (16)$$

где  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} \text{ г/с}^2 \text{ град}^4$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Вне центрального ядерного шара нет заметных источников, поэтому для  $r > R_0$  поток излучения  $L_T$  постоянен и равен полной светимости  $L_T = 4\pi \sigma R^2$ . Учитывая это, а также выражение (15) для градиента температуры, получим

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{7.11 \cdot 10^3 \cdot R^2 T_R^4 (1+x^2) \rho^{3/2}}{r^2 T (x^6 \sqrt{\rho} + 3.24 \cdot 10^{-51} (1+x^2) T^{5.5})} \quad (16a)$$

Зависимость  $x(r)$  в «Ае»-оболочке определяется условием гидростатического равновесия и имеет вид

$$\frac{dx}{dr} = - \frac{m_n}{m_e} \frac{M \sqrt{1+x^2}}{r(r-2M)x \cdot (0.451 - 8.8 \cdot 10^{-4} x - 9.6 \cdot 10^{-5} x^2)} \quad (17)$$

Разделив (16) на (17), получим

$$\frac{dT}{dx} = 5.28 \cdot 10^{-10} \frac{R^2 T_R^4}{M} \left(1 - \frac{2M}{R}\right) \frac{\sqrt{1+x^2}}{T x^2} \times \\ \times \left[1 + \frac{3.24 \cdot 10^{-51} (1+x^2) T^{5.5}}{x^6 \sqrt{\rho}}\right]^{-1}. \quad (18)$$

Таким образом, задача свелась к интегрированию уравнения (18) со следующими граничными условиями:

$$r = R, \quad x(R) = 0, \quad T = T_R,$$

$$r = R_0, \quad x(R_0) = 48.1, \quad T = T_0.$$

Значение  $x = 48.1$  соответствует плотности  $\rho_0 = 5.78 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> и давлению  $P_0 = 6.41 \cdot 10^{29}$  эрг/см<sup>3</sup>. После того, как найдена температура  $T_0$  по заданной  $T_R$ , используя (6), можно вычислить относительное расширение ядерного шара, а по формуле (9) — время его остывания.

Для спектрального распределения потока электромагнитного излучения от поверхности, нормированного в соответствии с требованием

$$\int_0^\infty L_\omega d\omega = 4\pi R^2 T_R^4, \text{ имеем}$$

$$L_\omega d\omega = \frac{\hbar R^2}{\pi c^2} \cdot \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT_R} - 1}.$$

Светимость звезды в оптической области равна

$$L_1 = \int_{\lambda_1}^\infty L_\lambda d\lambda = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{k T_R R^2}{\lambda_1^3} = 3.63 \cdot 10^{18} R_0^2 T_0 \left( \frac{10^{-5}}{\lambda_1} \right)^3.$$

где  $R_0 = 10^{-6} R$ ,  $T_0 = 10^{-6} T$ ,  $\lambda_1 \approx 3 \cdot 10^{-5}$  см. Отсюда видно, что оптическая (болومترическая) светимость звезды  $L_1 \sim 10^{18}$  эрг/с и вряд ли будет доступна наблюдениям даже за пределами земной атмосферы.

Таким образом, фактически весь поток приходится на рентгеновскую область спектра.

Вычислим поток рентгеновских квантов с частотами  $\omega \gg \omega_1 = 2 \cdot 10^{18}$  с<sup>-1</sup> ( $\lambda \lesssim 10$  А),  $\hbar\omega_1 \gtrsim 1.32$  КэВ.

Имея в виду, что в рассматриваемой области спектра  $\hbar\omega \gg kT \approx 90 \cdot T_0$  эВ, находим

$$dN_\omega \approx \frac{R^2}{\pi c^2} e^{-\hbar\omega/kT_R} \omega^2 d\omega,$$

где  $dN_\omega$  — число квантов с частотами в интервале  $(\omega, \omega + d\omega)$ . Полное число квантов с энергией  $\hbar\omega > \hbar\omega_1$  равно

$$N_1 = \frac{k^3 T_R^3 R^2}{\pi c^2 \hbar^3} (2 + 2\alpha_1 + \alpha_1^2) e^{-\alpha_1},$$

где  $\alpha_1 \equiv \hbar\omega_1/kT_R$ .

6. **Заключение.** Результаты расчета параметров остывающих нейтронных звезд с уравнением состояния (14), учитывающим наличие  $\pi$ -мезонного компонента, представлены таблицей 2 и на рис. 1, 2. Поверхностная

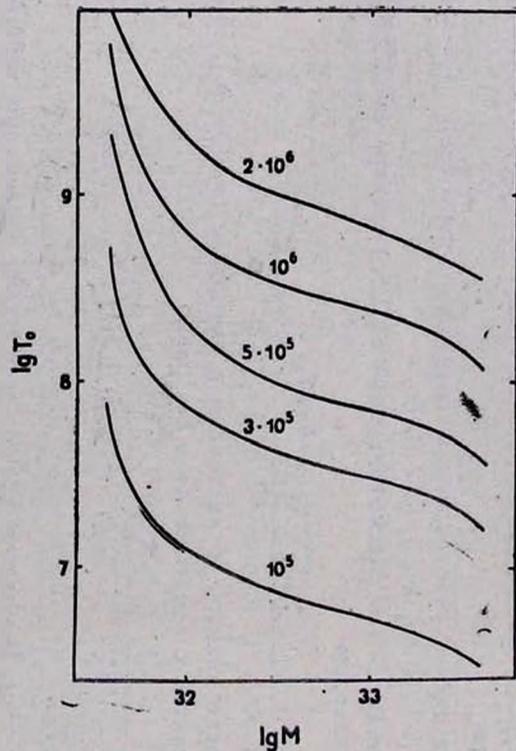


Рис. 1. Зависимость центральной температуры  $T_0$  от массы звезды  $M$  (в граммах) для указанных на кривых значений поверхностной температуры.

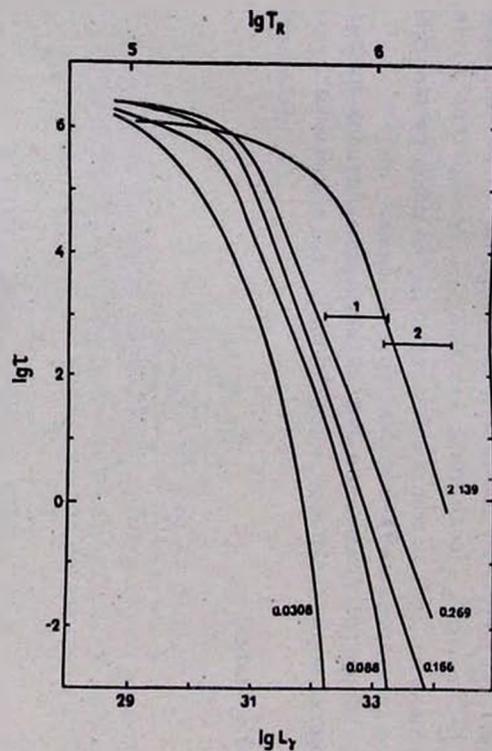


Рис. 2. Зависимость времени остывания нейтронной звезды  $\tau$  (в годах) от фотонной светимости  $L_\gamma$  (в  $\text{erg/s}$ ) (нижняя шкала) и от поверхностной температуры (верхняя шкала) для ряда конфигураций с указанными на кривых массами (в единицах массы Солнца). Изображенные на рисунке данные наблюдений относятся к SN 1006 (1) и сверхновой Тихо (2).

температура  $T_R$  таких объектов заключена в пределах  $10^5$ — $10^6$  К, что согласуется с наблюдательной оценкой верхнего предела этой величины целого ряда рентгеновских источников. Зависимость центральной температуры от поверхностной на основании выполненных расчетов можно аппроксимировать следующей формулой:

$$T_0 = 10^{-2} [1.81 + 0.21 (M_{\odot}/M)^{9/3}] \cdot T_R^{1.65} \quad (19)$$

Таблица 2

## ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

$\frac{M}{M_{\odot}}$	$10^{-6} T_R$	$10^{-8} T_0$	$10^3 y_0$	$L_{\uparrow}$ (эрг/с)	$N_{\uparrow}$	$L_{\downarrow}$ (эрг/с)	$\tau$ (годы)
1	2	3	4	5	6	7	8
2.14	0.1	0.029	0.00394	$1.1 \cdot 10^{29}$	$1.0 \cdot 10^{21}$	$2.1 \cdot 10^{22}$	$1.2 \cdot 10^6$
	0.5	0.36	0.586	$6.6 \cdot 10^{31}$	$7.6 \cdot 10^{30}$	$1.1 \cdot 10^{31}$	$2.4 \cdot 10^5$
	0.8	0.77	2.73	$4.4 \cdot 10^{32}$	$1.2 \cdot 10^{36}$	$5.0 \cdot 10^{33}$	$1.6 \cdot 10^4$
	1	1.1	5.79	$1.1 \cdot 10^{33}$	$7.2 \cdot 10^{37}$	$1.0 \cdot 10^{35}$	$1.8 \cdot 10^3$
	2	3.7	62.9	$1.7 \cdot 10^{34}$	$3.4 \cdot 10^{41}$	$1.4 \cdot 10^{39}$	0.69
1.76	0.1	0.035	0.009	$1.2 \cdot 10^{29}$	$1.1 \cdot 10^{21}$	$7.9 \cdot 10^{22}$	$1.6 \cdot 10^6$
	0.5	0.44	1.37	$7.3 \cdot 10^{31}$	$8.4 \cdot 10^{30}$	$4.6 \cdot 10^{31}$	$2.4 \cdot 10^5$
	0.8	0.95	6.15	$4.8 \cdot 10^{32}$	$1.3 \cdot 10^{36}$	$2.4 \cdot 10^{34}$	$5.6 \cdot 10^3$
	1	1.4	13.8	$1.2 \cdot 10^{33}$	$7.9 \cdot 10^{37}$	$4.9 \cdot 10^{35}$	$5.9 \cdot 10^2$
	2	4.6	152	$1.9 \cdot 10^{34}$	$3.8 \cdot 10^{41}$	$7.2 \cdot 10^{39}$	0.44
1.09	0.1	0.043	0.0208	$9.8 \cdot 10^{28}$	$9.2 \cdot 10^{20}$	$2.5 \cdot 10^{23}$	$1.9 \cdot 10^6$
	0.5	0.54	3.29	$6.1 \cdot 10^{31}$	$7.0 \cdot 10^{30}$	$1.5 \cdot 10^{32}$	$1.4 \cdot 10^5$
	0.8	1.2	15.9	$4.0 \cdot 10^{32}$	$1.1 \cdot 10^{36}$	$7.8 \cdot 10^{34}$	$1.8 \cdot 10^3$
	1	1.7	33.9	$9.8 \cdot 10^{32}$	$6.6 \cdot 10^{37}$	$1.6 \cdot 10^{36}$	$1.8 \cdot 10^2$
	2	5.7	375	$1.6 \cdot 10^{34}$	$3.2 \cdot 10^{41}$	$2.5 \cdot 10^{40}$	0.13
0.461	0.1	0.054	0.0652	$6.6 \cdot 10^{28}$	$6.2 \cdot 10^{20}$	$6.7 \cdot 10^{23}$	$2.0 \cdot 10^6$
	0.5	0.61	10.7	$4.1 \cdot 10^{31}$	$4.7 \cdot 10^{30}$	$1.8 \cdot 10^{32}$	$9.9 \cdot 10^4$
	0.8	1.5	52.4	$2.7 \cdot 10^{32}$	$7.5 \cdot 10^{35}$	$2.8 \cdot 10^{35}$	$3.8 \cdot 10^2$
	1	2.3	112	$6.6 \cdot 10^{32}$	$4.4 \cdot 10^{37}$	$6.1 \cdot 10^{36}$	3.9
0.269	0.1	0.061	0.0832	$5.1 \cdot 10^{28}$	$5.1 \cdot 10^{20}$	$1.0 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^6$
	0.5	0.81	21.7	$3.3 \cdot 10^{31}$	$3.8 \cdot 10^{30}$	$1.0 \cdot 10^{33}$	$1.7 \cdot 10^4$
	0.8	1.8	107	$2.2 \cdot 10^{32}$	$6.1 \cdot 10^{35}$	$5.9 \cdot 10^{35}$	$1.5 \cdot 10^2$
	1	2.7	231	$5.3 \cdot 10^{32}$	$3.6 \cdot 10^{37}$	$1.3 \cdot 10^{37}$	14

Таблица 2 (окончание)<sup>1</sup>

1	2	3	4	5	6	7	8
0.166	0.1	0.072	0.24	$4.6 \cdot 10^{28}$	$4.3 \cdot 10^{20}$	$2.4 \cdot 10^{24}$	$1.9 \cdot 10^6$
	0.5	0.95	41.6	$2.8 \cdot 10^{31}$	$3.3 \cdot 10^{30}$	$2.2 \cdot 10^{33}$	$7.0 \cdot 10^3$
	0.8	2.2	207	$1.9 \cdot 10^{32}$	$5.2 \cdot 10^{35}$	$1.9 \cdot 10^{36}$	40
	0.9	2.6	311	$3.0 \cdot 10^{32}$	$4.9 \cdot 10^{36}$	$6.7 \cdot 10^{36}$	17
0.0881	0.1	0.091	0.59	$4.3 \cdot 10^{28}$	$4.1 \cdot 10^{20}$	$8.3 \cdot 10^{24}$	$1.7 \cdot 10^6$
	0.5	1.2	108	$2.7 \cdot 10^{31}$	$3.1 \cdot 10^{30}$	$8.6 \cdot 10^{33}$	$1.6 \cdot 10^3$
	0.7	2.2	341	$1.0 \cdot 10^{32}$	$2.8 \cdot 10^{34}$	$8.7 \cdot 10^{35}$	50
	0.8	2.8	456	$1.9 \cdot 10^{32}$	$1.2 \cdot 10^{35}$	$5.9 \cdot 10^{36}$	13
0.0308	0.1	0.21	16.0	$1.2 \cdot 10^{29}$	$6.0 \cdot 10^{20}$	$1.9 \cdot 10^{27}$	$1.1 \cdot 10^6$
	0.3	1.2	23.2	$9.5 \cdot 10^{30}$	$6.7 \cdot 10^{22}$	$3.4 \cdot 10^{33}$	$1.5 \cdot 10^3$
	0.5	4.2	616	$7.3 \cdot 10^{31}$	$8.4 \cdot 10^{30}$	$5.5 \cdot 10^{37}$	0.54
	0.8	6.6	7500	$3.9 \cdot 10^{32}$	$1.3 \cdot 10^{35}$	$2.1 \cdot 10^{39}$	0.057

*Примечание.*  $T_R$  — поверхностная температура,  $T_0$  — температура центрального ядерного шара,  $y_0$  — начальное тепловое расширение центрального ядерного шара,  $L_\gamma$  — фотонная светимость,  $N_\gamma$  — число рентгеновских квантов с длинами волн  $\lambda \lesssim 10 \text{ \AA}$ ,  $L_\nu$  — нейтринная светимость,  $\tau$  — время жизни в горячем состоянии.

Время остывания нейтронных звезд с  $T_0 > 10^3$  ( $T_R > 10^6$ ) очень мало, что связано с большими нейтринными потерями. Для  $10^5 \leq T_R \leq 10^6$  время остывания  $\tau$  оказывается порядка  $10^3$ — $10^6$  лет. Основная часть теплового излучения «долгоживущих» нейтронных звезд сосредоточена в рентгеновском диапазоне с длинами волн  $\lambda \lesssim 10 \text{ \AA}$  и имеет фотонные светимости в интервале  $10^{29}$ — $10^{33}$  эрг/с.

Интересно отметить, что данные для компактных рентгеновских источников в остатках сверхновых SN 1006 и Тихо, полученные обсерваторией «Эйнштейн», в пределах точности наблюдений укладываются в рамки рассматриваемой модели.

Здесь уместно подчеркнуть также, что тепловые параметры нейтронных звезд обнаруживают заметную зависимость от ее массы (радиуса), в то время как в некоторых работах при сравнении результатов расчетов с данными наблюдений (см., например, [1]) эта зависимость считается несущественной.

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

Ереванский государственный  
университет

## THERMAL RADIATION NEUTRON STARS

G. HAROUTYUNIAN, V. RAPOYAN, G. SAHAKIAN

Parameters of thermal evolution of neutron stars are found whose hadronic matter contains  $\pi^-$ -meson component. The surface temperature  $T_R$  for typical neutron stars is shown to lie in the range of  $10^5 \leq T_R \leq 10^6$ . The cooling of neutron stars at  $T_R > 10^6$  is due to the neutrino loss. For neutron stars of  $10^3$ — $10^6$  years lifetime photon luminosity lies within  $10^{29}$ — $10^{33}$  erg/s.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Шапиро, С. Тюкольски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Мир, М., 1985.
2. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 305, 1983.
3. А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 17, 398, 1981.
4. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
5. А. Ш. Григорян, Г. Г. Арутюнян, *Астрофизика*, 18, 380, 1982.
6. E. Schatzman, *Handbuch der Physik*, Bd. 51, Springer-Verlag, Berlin, 1958, p. 729.
7. B. J. Brinkworth, *Nature*, 201, 1308, 1964.

УДК: 524.37—355

## ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНИИ Si III В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

А. Г. ЕГИКЯН

Поступила 18 марта 1986

Принята к печати 10 декабря 1986

Рассчитаны оптические толщины  $\tau_{ul}$  для группы ультрафиолетовых псевдорезонансных линий Si III, линий, нижние уровни которых метастабильны и которые формируются в самой туманности. С этой целью были найдены значения коэффициентов спонтанных переходов  $A_{ji}$  для более чем ста переходов между всеми уровнями 12 нижних термов Si III. Вычисления по нахождению населенностей этих уровней выполнены для модели туманности: температура ядра  $T_* = 10^5$  К, радиус ядра  $R_* = 10^{10}$  см, радиус туманности  $R = 1.2 \cdot 10^{17}$  см, концентрация атомов водорода  $n_H = 10^4$  см $^{-3}$ , толщина туманности  $H = 10^{17}$  см. Найденные расчетные значения  $\tau_{ul}$  оказались порядка единицы для следующих псевдорезонансных линий Si III:  $\lambda\lambda$  997, 1108, 1113, 1296 и 1303. Отмечается возможность наблюдения этих линий в спектрах ядер туманностей в виде линий поглощения, формирующихся, однако, в самой туманности.

**1. Введение.** В условиях газовых туманностей, как известно, возможно накопление атомов и ионов на низкорасположенных метастабильных состояниях [1], причем степень накопления зависит, при прочих равных условиях, от значения соответствующих атомных параметров.

Можно показать [2], что в условиях туманностей возможно образование линий поглощения при переходах атомов с метастабильных уровней вверх. Эти линии дают возможность получить качественно новый вид информации, и, следует полагать, анализ условий их возникновения и наблюдения поможет нам дополнить и уточнить наши представления о состоянии и структуре излучающего газа туманности. Будем называть эти линии псевдорезонансными, следуя работе [2], где приведен их список — все они находятся в области далекого ультрафиолета. Были проведены специальные исследования с целью нахождения числовых значений сил осцилляторов и вероятностей переходов большинства псевдорезонансных линий из этого списка — они приведены в работах [3, 4]. Там же можно найти ссылки на некоторые наблюдательные данные по псевдорезонансным линиям,

зафиксированным во внеатмосферных условиях в коротковолновых спектрах звезд с газовыми оболочками, и некоторых квазаров.

Настоящая статья посвящена анализу условий наблюдения в спектрах ядер туманностей одной серии псевдорезонансных линий, а именно линий поглощения Si III туманностью.

2. *Атомные параметры Si III.* Учитываются следующие термы (уровни) иона Si III: 1 —  $3s^2\ ^1S_0$ , 2 —  $3s3p\ ^3P_0^o$ , 3 —  $3s3p\ ^3P_1^o$ , 4 —  $3s3p\ ^3P_2^o$ , 5 —  $3s3p\ ^1P^o$ , 6 —  $3p^2\ ^1D$ , 7 —  $3p^2\ ^3P$ , 8 —  $3s3d\ ^3D$ , 9 —  $3s4s\ ^1S$ , 10 —  $3p^2\ ^1S$ , 11 —  $3s4s\ ^1S$ , 12 —  $3s3d\ ^1D$ , 13 —  $3s4p\ ^3P^o$ , 14 —  $3s4p\ ^1P^o$ . Порядок уровней (нумерация ведется от состояния с наименьшей энергией) и значения их энергий взяты из [6].

Для сил столкновений и их зависимостей от электронной температуры использованы данные [7], силы столкновений между уровнями тонкой структуры термина  $3p\ ^3P^o$  рассчитаны в борновском приближении по данным [8] и имеют вид:

$$\begin{aligned} \Omega(2,3) &= 8.06 \cdot 10^{-4} T_e / (8.62 \cdot 10^{-5} T_e + 0.123), \\ \Omega(2,4) &= 2.64 \cdot 10^{-4} T_e / (8.62 \cdot 10^{-5} T_e + 0.472), \\ \Omega(3,4) &= 4.92 \cdot 10^{-4} T_e / (8.62 \cdot 10^{-5} T_e + 0.252). \end{aligned} \quad (1)$$

Силы осцилляторов и вероятности переходов между рассматриваемыми состояниями Si III рассчитаны в одноконфигурационном приближении в промежуточной связи, с использованием хартри-фоковских численных радиальных волновых функций (ВФ). Для их получения применялся оптимальный хартри-фоковский функционал [13, 9], обеспечивающий ортогональность ВФ возбужденных состояний к ВФ энергетически нижележащих состояний той же симметрии. Так, например, состояние  $3s4s\ ^1S_0$  имеет нижележащее состояние той же самой симметрии  $3s^2\ ^1S_0$ . Стандартная процедура с использованием недиагональных множителей Лагранжа не может обеспечить ортогональность ВФ таких состояний, хотя известно, что пренебрежение этим обстоятельством может привести к значительным погрешностям в значениях сил осцилляторов [14]. Объясняется это тем, что неотъемлемая черта приближения Хартри—Фока — теорема Бриллюэна (в данном случае  $(K\gamma LS | H | K'\gamma' LS) = 0$ , где  $K = 3s^2$  и  $K' = 3s4s$ ) не имеет места. Ортогональный базис ВФ в случае конфигураций типа  $n_1 l^{N_1} n_2 l^{N_2}$ , предложенный в [13], обеспечивает справедливость теоремы Бриллюэна, и хартри-фоковский функционал энергии, построенный на ее основе, дает, как указывалось, более точные радиальные ВФ, к тому же он позволяет частично учесть корреляционные эффекты. Как следует из анализа данных по расчетам энергетических спектров, в этом случае теоретические уровни энергии атома также лучше совпадают с экспериментальными [15].

Вышеизложенным методом рассчитаны  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $M_1$  и в некоторых случаях,  $M_2$  переходы между всеми уровнями учитываемых термов. Полученные результаты приведены в табл. 1, точность их, согласно имеющимся оценкам погрешности применяемого приближения, порядка 20—30% [15].

Таблица 1

## ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ УРОВНЯМИ Si III

Переход	$A_{ki} (c^{-1})$						
2—1	0.	13—2	4.487+2	9—5	2.840+3	14—8	4.642+4
3—1	2.105+3	14—2	0.	10—5	4.332+9	10—9	0.
4—1	4.860—3	4—3	8.088—5	11—5	2.659+9	11—9	0.
5—1	1.213+9	5—3	1.305—2	12—5	6.300+8	12—9	1.309—10
6—1	0.	9—3	1.100+9	13—5	1.306—1	13—9	1.474+8
7—1	0.	10—3	1.097+6	14—5	3.139—3	14—9	2.726+4
8—1	5.175—3	11—3	1.562+5	7—6	6.970—3	11—10	0.
9—1	0.	12—3	3.407+4	8—6	0.	12—10	0.
10—1	0.	13—3	4.865+3	12—6	0.	13—10	0.
11—1	0.	14—3	1.873+0	13—6	0.	14—10	0.
12—1	1.869+4	5—4	1.285—2	14—6	0.	12—11	7.525—3
13—1	3.350+3	6—4	5.847+5	8—7	0.	13—11	6.590+2
14—1	9.650+7	7—4	1.719+9	9—7	0.	6—3	2.769+4
3—2	7.317—4	8—4	1.426+9	10—7	4.763—2	7—3	1.328+9
4—2	2.106—10	9—4	3.037+9	11—7	0.	8—3	7.865+8
5—2	5.847—3	10—4	0.	12—7	0.	9—6	0.
6—2	0.	11—4	0.	13—7	0.	10—6	1.474+0
7—2	9.897+7	12—4	1.088+2	14—7	0.	11—6	0.
8—2	1.253+8	13—4	2.318+4	9—8	2.947+0	14—11	3.507+7
9—2	1.226+8	14—4	3.272+0	10—8	0.	13—12	2.585+3
10—2	0.	6—5	3.505+8	11—8	8.575—6	14—12	1.295+8
11—2	0.	7—5	1.822+4	12—8	6.791—6	14—13	2.391—4
12—2	0.	8—5	1.408+3	13—8	3.217+6		

Расчеты проводились по программам [10—12] на ЭВМ БЭСМ-6 Вычислительного центра Института физики АН Литовской ССР.

Отметим псевдорезонансные переходы 7—2  $\lambda$  1296, 7—3  $\lambda$  1298, 7—4  $\lambda$  1303, 8—3  $\lambda$  1110 и 8—4  $\lambda$  1113 ( $\langle$  Si III  $\rangle$ ), резонансный 5—1  $\lambda$  1206, полузапрещенный (интеркомбинационный) 3—1  $\lambda$  1892 и, наконец, магнитно-квадрупольный 4—1  $\lambda$  1883.

3. Ионизационная структура туманности. Для анализа условий наблюдения псевдорезонансных линий найдем функцию источников в линии, даваемую соотношением [16]:

$$S_{ik} = (2h\nu^3/c^2) [(n_i g_k / n_k g_i) - 1]^{-1}, \quad k > i, \quad (2)$$

где  $n_i$  — населенность уровня  $i$ . В условиях туманностей  $n_i/n_k \gg 1$  и

$$S_{ik} = (2h\nu^3/c^2) n_k g_i / n_i g_k.$$

Корректное определение  $S$  возможно только на основе более или менее самосогласованной модели туманности, т. е. набора функций  $T_e(r)$ ,  $n_e(r)$ ,  $Z^{+k}(r)$ , определяющих зависимость электронной температуры и концентрации электронов и ионов наиболее распространенных элементов от радиуса туманности. Методика их нахождения хорошо известна [17, 18].

Населенности уровней  $n_i$  данного иона  $Z^{+k}$  ( $k=0, 1, 2, \dots$ ) находятся путем решения соответствующих уравнений стационарности, определяющих заселение уровней, в пренебрежение процессами фотовозбуждения.

Исходными параметрами модели считаются: 1) температура возбуждающей звезды, спектр которой в первом приближении описывается планковской кривой, соответствующей температуре  $T_*$ ; 2) радиус звезды  $R_*$ ; 3) полная концентрация атомов водорода  $n_H$ ; 4) толщина туманности  $H$ . Химический состав предполагается стандартным, соответствующим обычному космическому обилию [19]. В данной работе ограничимся упрощенной моделью, учитывающей атомы и ионы только водорода, азота, кислорода и кремния. Среда считается однородной, т. е.  $n_H$  считается не зависящей от радиуса, всеми реакциями перезарядок пренебрегаем. Тогда уравнения ионизационного равновесия между двумя последовательными стадиями ионизации, считая, что переходы в континуум совершаются путем фотоионизаций с основного уровня, имеют вид:

$$N_{i, j+1} = R_{ij} N_{ij}, \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad j = 1, 2, \dots, M_i, \quad (3)$$

где

$$R_{ij} = \Phi_{ij} / n_e \alpha'_{ij}, \quad (4)$$

и

$$\Phi_{ij} = \int_{\nu_{ij}}^{\infty} (4\pi J_\nu / h\nu) \alpha_{ij}(\nu) d\nu \quad (5)$$

— скорость фотоионизации,  $\alpha_{ij}$  — сечение фотоионизации и  $\nu_{ij}$  — пороговая частота фотоионизации. В (4)  $\alpha'_{ij}$  — полный коэффициент фото-рекомбинации,

$$\alpha'_{ij} = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{ij}(n). \quad (6)$$

Индекс  $i$  нумерует химические элементы,  $j$  — стадии ионизации. Концентрация элемента  $i$  в стадии ионизации  $j$  есть

$$N_{ij} = n_H A_i \lambda_{ij} \left( \sum_{n=1}^{M_i} \lambda_{in} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $M_i$  — число рассматриваемых стадий ионизаций,  $A_i$  — обилие элемента  $i$  по отношению к водороду и

$$\lambda_{ij} = \prod_{n=1}^{j-1} R_{in}. \quad (8)$$

В (5)  $J_v$  — средняя интенсивность ионизирующего излучения

$$J_v = J_v^s + J_v^d, \quad (9)$$

где  $J_v^s$  обусловлена прямым излучением звезды. Очевидно, что

$$J_v^s = [4W(1-W)(\pi 2h\nu^3/c^2)/(\exp(h\nu/kT_*) - 1)] \exp(-\tau_{L_c}), \quad (10)$$

где

$$W = [1 - [1 - (R_*/r)^2]^{1/2}]/2 \quad (11)$$

— коэффициент дилуции и

$$\tau_{L_c} = \int N_{H1} \alpha_{H1}(\nu) dr \quad (12)$$

— оптическая толщина туманности в частотах  $L_c$ -излучения.

В (9)  $J_v^d$  — диффузная составляющая, обусловленная  $L_c$ -излучением туманности. Учтем ее в приближении локальности, согласно [20]: полагаем  $\tau_{L_c}$  настолько большой, что выхода ионизирующих квантов не происходит, т. е. имеет место равенство

$$\int (k_{H1}(\nu) J_v^d / h\nu) d^3r = \int j_v d^3r. \quad (13)$$

Далее считаем, что (13) выполняется во всех точках туманности, т. е.

$$k_{H1}(\nu) J_v^d / h\nu = j_v, \quad (14)$$

где

$$j_v = \alpha_{H1} n_e N_{H2} \quad (15)$$

— коэффициент излучения, и

$$k_{H1}(\nu) = \alpha_{H1}(\nu) N_{H1} \quad (16)$$

— коэффициент поглощения для  $L_c$ -излучения. Здесь  $N_{H1} + N_{H2} = n_H$ .

В уравнениях 3—5, определяющих ионизационное состояние, имеем

$$\int_{\nu_{H1}}^{\infty} (4\pi J^2/h\nu) \alpha_{H1}(\nu) d\nu = n_e N_{H2} \alpha_{H1}, \quad (17)$$

где уже

$$\alpha_{H1} = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_{H1}(n) \quad (18)$$

(континуумы атомов примесей считаются оптически тонкими).

При записи уравнения энергетического баланса будем считать, что среда получает энергию в результате фотоионизаций атомов жестким излучением звезды, а теряет ее из-за фоторекомбинаций, тормозного излучения электронов, возбуждения 2-го уровня атома водорода и низколежащих метастабильных уровней ионов O II, O III и N II, причем ограничимся учетом первых трех уровней.

Имеем

$$\sum_I \sum_J^{M_I-1} N_{IJ} \psi_{IJ} = \sum_I \sum_{J=2}^{M_I} n_e N_{IJ} (\beta_J^{ff} + \beta_{IJ}^{fb}) + \sum_I \sum_{J=1}^{M_I} N_{IJ} \sum_{u=2}^{L_{IJ}} C_{IJ}(u) h\nu(1, u), \quad (19)$$

где

$$\psi_{IJ} = \int_{\nu_{IJ}}^{\infty} (4\pi J^2/h\nu) \alpha_{IJ}(\nu) (h\nu - h\nu_{IJ}) d\nu \quad (20)$$

и  $\beta_J^{ff}$ ,  $\beta_{IJ}^{fb}$  — потери на свободно-свободные переходы и фоторекомбинации (только для водорода). Они равны соответственно [18, 20]:

$$\beta_2^{ff} = 1.44 \cdot 10^{-27} T_e^{1/2} \quad (21)$$

и

$$\beta_{H2}^{fb} = (1.09 + 0.158 \cdot 10^{-4} T_e) \alpha_{H1}. \quad (22)$$

Последний член справа в (19) учитывает потери на возбуждение низколежащих уровней (без учета деактивации),  $L_{IJ}$  — число рассматриваемых уровней. Здесь

$$C_{ij}(u) = [(8.63 \cdot 10^{-6})/T_e^{1/2} g_1] \Omega(1, u) \exp[-h\nu(1, u)/kT_e]. \quad (23)$$

Значения сил столкновений  $\Omega$ , сечений фотоионизаций и фоторекомбинаций взяты из работ, цитированных в [18], кроме  $a_{Si3}(\nu)$ ; для которого использовано выражение из [21].

Туманность представляется состоящей из совокупности сферических слоев, для каждого из которых решаются уравнения ионизационного равновесия и теплового баланса (3) и (19) для неизвестных функций  $T_e(r)$  и  $N_{ij}(r)$ .

Населенности уровней получим решением уравнений стационарности, причем ограничимся чисто ударным механизмом заселения уровней. Для уровня  $l$  можно написать

$$n_e \sum_{\alpha=1}^{l-1} q_{\alpha l} n_{\alpha} + \sum_{\alpha=l+1}^L n_{\alpha} (A_{\alpha l} + n_e q_{\alpha l}) = n_l \left[ \sum_{\alpha=1}^{l-1} (A_{l\alpha} + n_e q_{l\alpha}) + n_e \sum_{\alpha=l+1}^L q_{l\alpha} \right] \quad (24)$$

и

$$\sum_{l=1}^L n_l = N_{ij},$$

где  $L$  — число учитываемых уровней,  $n_{\alpha} q_{\alpha l}$  — скорости возбуждения и деактивации уровней электронными ударами.

4. *Оптическая толщина среды в псевдорезонансных линиях.* По сути дела нахождение оптической толщины туманности в той или иной псевдорезонансной линии является нашей основной целью, ибо только после этого мы сможем оценить возможности наблюдения псевдорезонансных линий в спектрах туманностей.

Оптическая толщина в линии, как известно, равна

$$\tau_{ul} = \int n_u(r) k_{ul} dr, \quad (25)$$

где  $k_{ul}$  — коэффициент поглощения в центре линии:

$$k_{ul} = 1.49 \cdot 10^{-2} f / v_{\text{тепл.}} \quad (26)$$

и

$$v_{\text{тепл.}} = (2kT_e/m_l)^{1/2}. \quad (27)$$

При наличии в среде градиента скорости  $\tau_{ul}$  существенно зависит от кинематической структуры туманности: как известно, при больших значениях градиента поле излучения в линии полностью определяется выходом квантов вследствие эффекта Доплера. Но в планетарных туманностях следует

учитывать также и выход их в крыльях линии [22], и все рассмотрение усложняется. Ниже увидим, что оптические толщины в частотах псевдорезонансных линий действительно получаются порядка 1, так что строгий анализ должен бы основываться на теории многократного рассеяния излучения для многоуровневой модели атома в среде с небольшими градиентами скорости. Такой анализ выходит, однако, за рамки настоящей работы и будет дан в последующем.

Расчеты модели проводились на ЭВМ ЕС-1045 Вычислительного центра АН Армянской ССР. Электронная температура и ионизационная структура в функции от радиуса для одного из наборов входных параметров модели ( $T_* = 10^5$  К,  $R_* = 10^{10}$  см,  $N = 1.2 \cdot 10^{17}$  см,  $n_H = 10^4$  см $^{-3}$ ) изображены на рис. 1, 2, оптические толщины псевдорезонансных линий приведены в табл. 2.

Таблица 2  
ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ  
ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ Si III

Переход	$\lambda$	$\tau$
2-7	1296	0.406
2-8	1108	0.535
4-7	1303	2.42
4-8	1113	2.09
4-9	957	0.64
1-5	1206*	366.

\*  $\lambda$  1206 — резонансная линия.

Подчеркнем, что полученная модель является грубой и не может претендовать, например, на количественное описание эмиссионного спектра какой-либо туманности. Это можно будет сделать только после ее уточнения, путем включения в рассмотрение всех наиболее распространенных элементов, и в первую очередь гелия, учета реакций перезарядок, важных для уточнения ионизационной структуры, более точного рассмотрения проблемы переноса диффузного ионизирующего излучения, учета возможных неоднородностей в распределении вещества и т. д. Все это предполагается сделать в последующем, по мере подготовки соответствующих атомных данных.

Полученные же здесь результаты расчета упрощенной модели попытаемся использовать для анализа возможности наблюдения, по крайней мере в принципе, псевдорезонансных линий в поглощении, в первую очередь, в спектрах ядер планетарных туманностей без широких эмиссионных линий. Следует, очевидно, сравнить интенсивности абсорбционного и эмис-

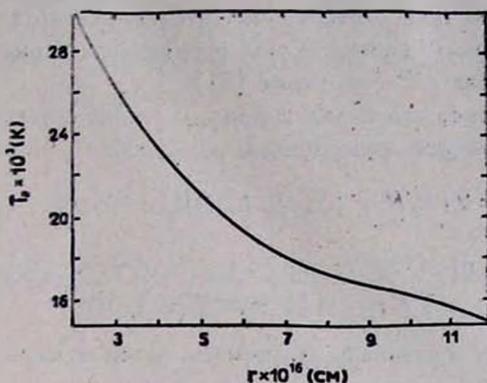


Рис. 1. Зависимость электронной температуры туманности  $T_e$  от расстояния. Расчеты выполнены для модели: температура ядра  $T_* = 10^5$  K, радиус ядра  $R_* = 10^{10}$  см, концентрация водородных атомов  $n_H = 10^4$  см $^{-3}$  ( $n_H = iN_{H1} + N_{H2}$ ), радиус туманности  $R = 1.2 \cdot 10^{17}$  см, толщина туманности  $H = 10^{17}$  см.

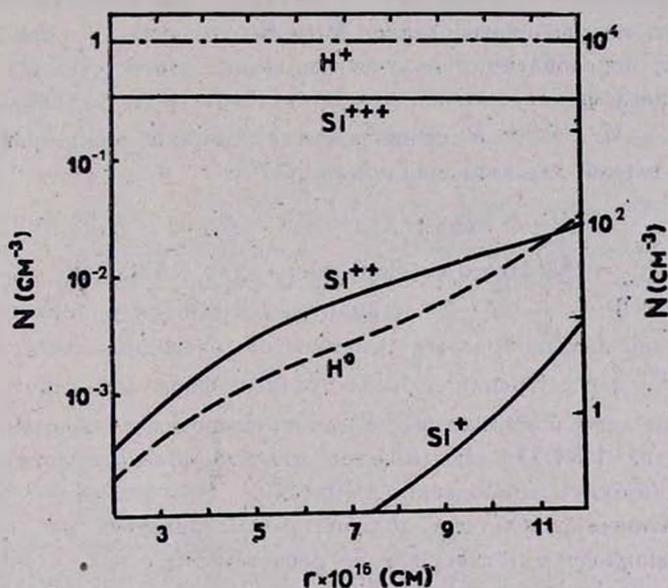


Рис. 2. Ионизационная структура туманности. Расчеты проведены для той же модели, что и на рис. 1. Представлены распределения концентраций ионов кремния и водорода по толщине туманности. Шкала слева — кремний ( $Si^+$ ,  $Si^{++}$ ,  $Si^{+++}$ ), справа — водород ( $H^0$ ,  $H^+$ ).

сионного компонентом линии, обусловленных частью туманности, проектирующейся на ядро. Для этого воспользуемся результатами работы [23], посвященной расчетам спектров многоуровневных атомов в протяженных оболочках звезд типа WR (см. также [5]).

В [23] показано, что вклад в профиль линии, излучаемой оболочкой, дают три составляющих: эмиссионный компонент

$$R_e = 2(R/R_*)^2 [S_{ul}/B_e(T_*)][1 - \exp(-\tau_{ul})], \quad (28)$$

абсорбционный

$$R_a = -[1 - \exp(-\tau_{ul})] \quad (29)$$

и компонент, обусловленный излучением части туманности, экранированной ядром,

$$R_o = -[S_{ul}/B_c(T_*)][1 - \exp(-\tau_{ul})]. \quad (30)$$

При этом зависимость функции источников и оптической толщины линии от расстояния и от частоты пренебрегается. Но, в отличие от звезд типа WR, у половины известных планетарных туманностей наблюдаются их диски, т. е. сравнивать следует  $R_a$  и  $R_o$  ( $R_o$  равна с обратным знаком компоненте, обусловленной излучением части туманности, где формируется линия поглощения). Используя полученную модель туманности, сразу же получаем, что  $R_a \gg R_o$ . Эквивалентная ширина линии равна (считаем ее положительной для эмиссионной линии)

$$W_\lambda = \lambda(v/c)(R_o - R_a), \quad R_o = -R_a, \quad (31)$$

где  $v \sim v_{\text{тепа}} = 5-10$  км/с. Например, для  $\lambda 1303$   $W_\lambda = -0.04$  А, а для  $\lambda 1296$   $W_\lambda = -0.01$  А — линии наблюдаются в поглощении.

В случае звездообразных туманностей, очевидно, следует сравнивать значения  $R_e$  и  $R_a$ . Оценки по более точным формулам работы [23] показывают, что даже в этом случае  $R_a$  лишь немногим меньше  $R_e$  (на множитель порядка 1—1.5) — сказывается малость функции источников в линии, и линии будут наблюдаться в эмиссии.

Полученные результаты должны рассматриваться как предварительные, нуждающиеся в подтверждении расчетами на основе уточненных моделей, принимая во внимание и другие механизмы заселения уровней, кроме ударного, в первую очередь, фоторекомбинационного (известно, что в некоторых случаях фоторекомбинации могут обусловить до 20% населения метастабильных уровней [24]).

Автор благодарен Г. А. Гурзядяну за конструктивное обсуждение, стимулирующие замечания и критику, А. А. Никитину и Э. Б. Рудзикасу, под чьим руководством рассчитывались вероятности переходов, за постоян-

ное внимание и поддержку, А. Х. Холтыгину за ценные замечания и П. О. Богдановичу, И. И. Боруте, Г. В. Меркелису и С. Д. Шаджювенс за помощь в расчетах вероятностей переходов. Автор также благодарен рецензенту за полезные замечания.

Ереванский политехнический  
институт

## THE PSEUDO-RESONANCE LINES OF Si III IN SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE

A. G. EGIKIAN

The calculated magnitudes of optical depths,  $\tau_{ul}$ , for a large group of so-called pseudo-resonance ultraviolet lines (for which the lower levels are metastable) formed in the nebula, were obtained. For this purpose, the magnitudes of spontaneous probability coefficients,  $A_{ij}$ , have been calculated for more than one hundred transitions between levels of Si III. The populations of these levels were obtained by the following model of nebula: nucleus temperature  $T_* = 10^5$  K, its radius  $R_* = 10^{10}$  cm, radius of nebula  $R = 1.2 \cdot 10^{17}$  cm, the value of H atoms concentration  $n_H = 10^4$  cm $^{-3}$ , linear depth of nebula  $H = 10^{17}$  cm. The calculated values of  $\tau_{ul}$  are of the order of unit for the following pseudo-resonance lines of Si III:  $\lambda$  997, 1108, 1113, 1296, 1303. The possibility of the observations of these lines in the form of absorption lines on the nucleus continuous spectrum background has been outlined, which were formed, in the nebula itself.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Циркуляр Пулк. обсерв., № 6, 19, 1933.
2. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 189, 1981.
3. А. Г. Егикян, *Астрофизика*, 20, 341, 1984.
4. А. Г. Егикян, *Космич. исслед.*, 23, 794, 1985.
5. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Наука, М., 1982.
6. С. Е. Moore, *Selected Tables of Atomic Spectra — Si II, Si III, Si IV, NSRDS — NBS 3, Section 1, W.*, 1965.
7. K. L. Baluja, P. G. Burke, *J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys.*, 14, 1333, 1981.
8. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, М., 1979.
9. А. А. Никитин, Э. Б. Рудякас, *Основы теории спектров атомов и ионов*, Наука, М., 1983.
10. П. О. Богданович, *Программа численного решения уравнений Хартри—Фока*, Вильнюс, 1978.

11. С. Д. Шаджюенс, П. О. Бозданович, Программа расчета сложных энергетических спектров многоэлектронных атомов и ионов, Вильнюс, 1980.
12. Г. В. Меркелис, Программа расчета сил осцилляторов и вероятностей электрического в магнитного мультипольного излучения, Вильнюс, 1981.
13. П. О. Бозданович, Р. И. Каразия, И. И. Боруга, Лит. физ. сб., 20, 15, 1980.
14. С. А. Nicolaites, D. R. Beck, Can. J. Phys., 53, 1224, 1975.
15. И. И. Боруга, Диссертация, ВГУ, Вильнюс, 1982.
16. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
17. J. P. Harrington, Astrophys. J., 152, 943, 1968.
18. J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 517, 1982.
19. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
20. D. G. Hammer, M. J. Seaton, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 437, 1963.
21. J. Silk, R. L. Brown, Astrophys. J., 163, 495, 1971.
22. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
23. J. I. Castor, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 149, 111, 1970.
24. А. Ф. Холтыгин, Диссертация, ЛГУ, Ленинград, 1981.

УДК: 524.4

ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ КАК ДИССИПАТИВНЫЕ  
ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

В. Г. ГУРЗАДЯН, А. А. КОЧАРЯН

Поступила 11 февраля 1986

Принята к печати 5 декабря 1986

Исследуется эволюция звездной системы, содержащей центральное массивное тело, с использованием методов теории динамических систем и теории катастроф. Задача сведена к изучению двумерной диссипативной системы — простого аттрактора. Показано наличие устойчивых и неустойчивых особых точек (узлов, фокусов) и циклов. В системе могут осуществляться субкритические и суперкритические бифуркации Хопфа с сепаратрисой, соответствующей симметрической катастрофе типа  $A_{\pm 5}$ -«бабочка».

1. *Постановка задачи.* Исследование динамики звездных систем, содержащих массивное центральное тело, стало особо актуальным за последнее десятилетие. Это обусловлено, с одной стороны, получением некоторых необычных наблюдательных фактов (рентгеновские источники в шаровых скоплениях, аномальный пик яркости в центре ряда скоплений и галактик и т. п.), с другой — развитием теоретических представлений об образовании и эволюции массивных черных дыр во Вселенной. Начиная с пионерских работ Линден-Белла, Пибласа, Хиллса и других, в этом направлении достигнут большой прогресс. В частности, Шапиро [1] заметил, что массивный центральный объект может существенно влиять на эволюцию системы, в определенных случаях предотвращая ее сжатие.

В данной работе сделана попытка изучения эволюции такой системы с позиций теории динамических систем. В отличие от работ [2—5], в которых аналогичными методами проводилось изучение звездных систем как гамильтоновых динамических систем, мы будем рассматривать здесь открытые, неконсервативные системы, для которых не выполняется теорема Лиувилля о сохранении фазового объема.

В работе [6] рассматривалась устойчивость этой системы, теперь же наша задача состоит в получении и исследовании эволюционных уравнений, т. е. уравнений, определяющих изменение во времени основных физических параметров устойчивой системы. Естественно, эти уравнения будут полезны при определенных упрощениях и обобщающих предположениях.

Мы ожидаем, что при этом могут быть выявлены некоторые наиболее общие закономерности реальных систем.

Рассматривается сферически-симметричная система с несохранением полного числа частиц (звезд). При этом мы учитываем следующие основные процессы, приводящие к уменьшению этого числа: испарение высокоэнергетических звезд из системы [7] и захват звезд массивным объектом, точнее их приливное разрушение в полости Роша [8]. Наряду с этим, для общности были включены в рассмотрение также возможные процессы пополнения системы звездами. Предполагается подавленность стохастических эффектов в динамике массивного тела [9].

Для анализа задачи мы существенно используем методы, развитые в теории динамических систем, в частности, диссипативных систем, а также в теории катастроф. Задача сведена к изучению двумерной диссипативной системы, которая оказалась весьма богатой по разнообразию проявлений в качестве простого аттрактора. Так, показано наличие устойчивых и неустойчивых особых точек (узлов, фокусов), а также устойчивых и неустойчивых циклов. При этом могут реализоваться субкритические и суперкритические бифуркации Хопфа с сепаратрисой, соответствующей симметрической катастрофе типа  $A_{\pm 5}$ -«бабочка» по классификации Тома.

Результаты указывают на большое разнообразие в эволюции рассмотренных систем в зависимости от заданных физических параметров.

2. *Вывод основных уравнений.* Пусть имеем сферически-симметричную систему  $N$  гравитирующих тел одинаковой массы  $m$  с массивным точечным центром с массой  $M \gg m$ . Так как характерные эволюционные времена, обусловленные испарением и захватом звезд, намного превосходят время релаксации интересующих нас систем, к последним можно применять теорему вириала. Тогда полную энергию системы можно определить из соотношения [7]

$$E = -\frac{1}{4} \frac{GN^2 m^2}{R}, \quad (1)$$

где  $R$  — характерный радиус системы.

Скорость изменения полного числа звезд системы может быть представлена следующим образом:

$$\dot{N} = \dot{N}_{\text{исп.}} - F + d, \quad (2)$$

где

$$\dot{N}_{\text{исп.}} = -aN \quad (3)$$

есть скорость испарения звезд из системы [7] ( $a$  — доля звезд, покидающих систему за одно время релаксации). Поток звезд в полость Роша мас-

сивного объекта (при пренебрежении вкладом звезд с финитных орбит) составляет [8]

$$F = bR^{-1}, \quad (4)$$

Известно также, что не все звезды из потока (4) будут разрушены, т. е. исчезнут из системы; определенная доля возмущенных звезд может вернуться в систему (см. например, [10, 11]). Этот эффект приближения звезд в систему определяется главным образом кинетикой самого приливного разрушения, т. е. внутренним строением звезд, а не параметрами системы. Вклад возможных процессов звездообразования также может быть приписан к последнему слагаемому в (2).

Дифференцируя (1) по времени, приходим к следующему уравнению:

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{\dot{N}}{N} \left( 2 - \frac{\dot{E}}{E} \frac{N}{\dot{N}} \right), \quad (5)$$

в котором поток энергии, обусловленный потерей звезд,  $\dot{E}$ , можно представить в виде (подробнее см. [1, 12])

$$\frac{\dot{E}}{E} = -\frac{kb}{N^2} + c, \quad (6)$$

где постоянная  $c$  соответствует члену  $d$  в (2).

Итак, задача сведена к исследованию системы из двух нелинейных уравнений, определяющих изменение основных параметров системы — радиуса и полного числа звезд:

$$\begin{aligned} \dot{N} &= -aN - \frac{b}{R} + d, \\ \frac{\dot{R}}{R} &= -2a - \frac{2b}{RN} + \frac{2d}{N} + \frac{kb}{N^2} - c. \end{aligned} \quad (7)$$

3. *Двумерные диссипативные системы.* Здесь мы введем некоторые понятия из теории динамических систем и теории катастроф, используемые в дальнейшем анализе. Подробнее с этими понятиями и методами можно ознакомиться по книгам [13—16].

Рассмотрим двумерную систему, описываемую следующими дифференциальными уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= P(x, y), \\ \frac{dy}{dt} &= Q(x, y), \end{aligned}$$

где  $P(x, y)$  и  $Q(x, y)$  — гладкие функции.

По теореме Лиувилля для гамильтоновой системы фазовый объем сохраняется. Можно показать, что в общем случае скорость изменения малого объема  $\Delta\tau(x, y)$  в точке  $(x, y)$  равна

$$\Lambda(x, y) = \frac{1}{\Delta\tau(x, y)} \frac{d}{dt} [\Delta\tau(x, y)] = \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y}.$$

Система называется диссипативной, если  $\Lambda(x, y)$  тождественно не равна нулю.

Допустим, в системе существует область  $\Omega$ , откуда не выходят траектории системы и где  $\Lambda(x, y) < 0$ . Тогда устойчивое стационарное движение на  $\Omega$  должно происходить в области меньшей размерности. Такие множества называются аттракторами.

Для ограниченного двумерного потока, согласно теореме Пуанкаре—Бендиксона, возможны только два типа аттракторов: 1) устойчивые неподвижные точки (устойчивые фокусы); 2) предельные циклы.

Достаточно общая деформация этой системы имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \lambda r + Ar^3 + Br^5 + \dots, \\ \frac{d\theta}{dt} &= \omega. \end{aligned} \quad (8)$$

Когда динамическая система зависит от двух независимых параметров, то (8) в общем случае имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \lambda r + 2\mu r^3 \pm r^5, \\ \frac{d\theta}{dt} &= \omega. \end{aligned} \quad (9)$$

Найдем сепаратрисы в  $(\lambda, \mu)$  плоскости. Легко показать, что сепаратрисы имеют вид, показанный на рис. 1а при  $V(r; \lambda, \mu) = -\frac{\lambda r^3}{2} - \frac{\mu r^4}{2} + \frac{r^6}{6}$ . Эта катастрофа симметрическая, типа  $A_{+5}$  — „бабочка“ по классификации Тома. В этом случае бифуркация зависит от пути в пространстве параметров.

Рассмотрим три характерных пути 1, 2, 3 (рис. 1б). Очевидно, что путь 1 соответствует суперкритической бифуркации Хопфа. На пути 2  $\lambda$  остается постоянной, при том устойчивый фокус остается устойчивым, и образуются один устойчивый и один неустойчивый циклы. На пути 3, так

же, как на пути 2, образуются два цикла, но внутренний цикл при прохождении через сепаратрису исчезает.

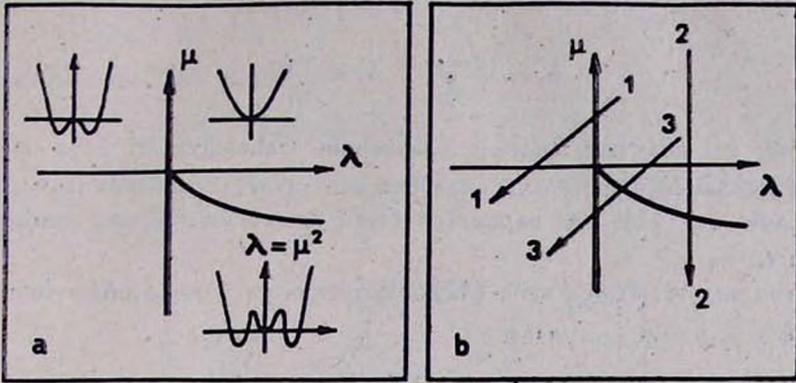


Рис. 1. Сепаратриса системы (9) на плоскости параметров  $\lambda$  и  $\mu$  при  $V = -\frac{\lambda r^2}{2} - \frac{\mu r^4}{2} + \frac{r^6}{6}$ .

В случае, когда

$$V(r; \lambda, \mu) = -\frac{\lambda r^2}{2} - \frac{\mu r^4}{2} - \frac{r^6}{6},$$

получается качественно аналогичная картина, только устойчивые точки (циклы) переходят в неустойчивые и наоборот.

4. Качественный анализ диссипативной звездной системы. Перепишем полученную в разделе 2 систему уравнений (7) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{N} &= -a_1 N - \frac{a_2}{R} + a_3 \\ \dot{R} &= -(2a_1 + a_5)R - \frac{2a_2}{N} + \frac{2a_3}{N}R + \frac{a_4}{N^2}R, \end{aligned} \tag{10}$$

где

$$a_i > 0, \quad i = 1, \dots, 5 \text{ и } R > 0, \quad N > 0.$$

Произведем в (10) замену переменных:

$$N = \frac{a_3}{a_1} e^x, \quad R = \frac{a_2}{a_3} e^{y+2x}, \quad t = a_1 t_*. \tag{11}$$

Тогда будем иметь:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -1 - e^{-3x-y} + e^{-x}, \\ \dot{y} &= b_1 e^{-2x} - b_2, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$b_1 = \frac{a_1 a_4}{a_3^2}, \quad b_2 = \frac{a_5}{a_1}.$$

Итак, мы получили систему уравнений, зависящую от двух параметров,  $b_1, b_2$ . Заметим, что начальная система зависела от пяти параметров; как следует из (11), три параметра были использованы при нормировке  $N, R$  и  $i$ .

Легко видеть, что система (12) имеет единственную особую точку. Из условий  $\dot{x} = \dot{y} = 0$  получаем

$$\begin{aligned} x_0 &= \frac{1}{2} \ln \frac{b_1}{b_2}, \\ y_0 &= -\ln \left[ \frac{b_1}{b_2} \left( 1 - \sqrt{\frac{b_1}{b_2}} \right) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

при условии, что  $1 - \sqrt{\frac{b_1}{b_2}} > 0$ . Мы будем рассматривать только такие параметры.

Рассмотрим теперь поведение системы вблизи особой точки (13). Линеаризуя уравнения (13) в окрестности  $x_0, y_0$  и вводя обозначения

$$q = \sqrt{\frac{b_2}{b_1}} - \frac{3}{2} > -\frac{1}{2}, \quad p = 2b_2 \left( q + \frac{1}{2} \right),$$

получаем

$$\begin{aligned} \delta \dot{x} &= 2q \delta x + \left( q + \frac{1}{2} \right) \delta y, \\ \delta \dot{y} &= -\frac{p}{q + \frac{1}{2}} \delta x \end{aligned} \quad (14)$$

или

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \end{pmatrix},$$

где

$$A = \det \begin{vmatrix} 2q & q + \frac{1}{2} \\ \frac{p}{q + \frac{1}{2}} & 0 \end{vmatrix}$$

Собственные значения  $A$  равны

$$\zeta_{1,2} = q \pm \sqrt{q^2 - p} = q \pm \sqrt{D}. \quad (15)$$

В зависимости от параметров  $p$  и  $q$  фазовые портреты будут иметь вид, показанный на рис. 2.

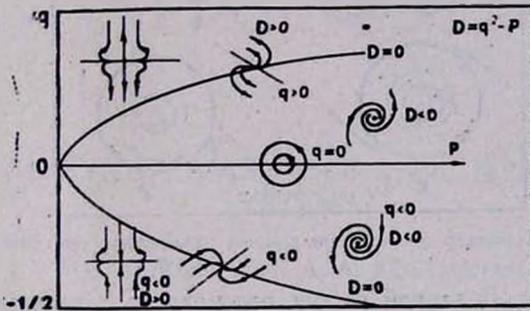


Рис. 2. Фазовый портрет системы (10) и характер особых точек.

Из рис. 2 видно, что при  $q > 0$  особая точка неустойчива, при  $D > 0$  является отталкивающим узлом, при  $D = 0$  — вырожденным отталкивающим узлом, при  $D < 0$  — отталкивающим фокусом. При  $q < 0$  имеют место те же самые фазовые портреты, только в этом случае особая точка притягивающая.

Теперь зададимся следующим важным вопросом: имеет ли данная система предельные циклы? Из (10) видно, что

$$\Lambda(N, R) = \frac{\partial N}{\partial N} + \frac{\partial \dot{R}}{\partial R} = -3a_1 - a_5 + \frac{2a_3}{N} + \frac{a_4}{N^2}$$

Если  $N_1$  — положительное решение уравнения  $\Lambda(N, R) = 0$  (легко проверить, что всегда существует единственное положительное решение), то при  $N < N_1$  —  $\Lambda > 0$ , а при  $N > N_1$  —  $\Lambda < 0$ . Тогда из приведенного в разделе 3 критерия Дюлака — Бендиксона следует, что в областях  $N < N_1$  ( $F = 1$ ),  $N > N_1$  ( $F = -1$ ) предельных циклов не существует. Следовательно, если предельные циклы и существуют, то они должны пересекать линию  $N = N_1$ .

Теперь рассмотрим, что произойдет с системой вблизи особой точки, если параметр  $q$  проходит через нуль. Так как система (12) зависит от двух параметров, то, согласно разделу 3, вблизи особой точки систему можно преобразовать в систему (9). Из анализа системы (9), т. е. симметричной катастрофы типа  $A_{\pm 5}$ -«бабочка», следует, что существуют параметры, при которых система не имеет предельных циклов, имеет один предельный цикл (устойчивый, если особая точка неустойчивая (рис. 3а) и наоборот), (рис. 3б), имеет два предельных цикла (рис. 3с, d).

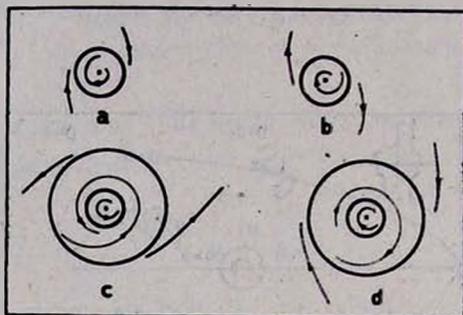


Рис. 3. Характер циклов при разных параметрах системы (10).

5. **Заключение.** В данной работе рассмотрена эволюция сферически-симметричной звездной системы, содержащей центральное массивное тело. Задача сведена к анализу двумерной неконсервативной динамической системы. Из теории диссипативных динамических систем, в частности, из теоремы Пуанкаре—Бендиксона следует невозможность хаотического движения для двумерных систем. Следовательно, задача, свелась к изучению простого аттрактора, т. е. к задаче о наличии и устойчивости особых точек, предельных циклов, а также возможности бифуркаций. Оказалось, что в зависимости от свободных параметров система может иметь структурно устойчивую единственную особую точку (13), которая может быть как динамически устойчивой, так и неустойчивой, включая отталкивающие (притягивающие) узел и фокус. Показано, что в зависимости от параметров система может иметь два предельных цикла, один предельный цикл, либо не иметь ни одного. В частности, в зависимости от пути (см. рис. 2) в пространстве могут осуществляться суперкритическая и субкритическая бифуркации Хопфа. Возникающая при этом сепаратриса соответствует симметричной катастрофе типа  $A_{\pm 5}$ -«бабочка».

Сведение задачи к двумерной динамической системе было оправдано тем, что, как уже упомянуто в разделе 2, характерные эволюционные времена намного превосходят время релаксации реальных систем. Поэтому последнее можно считать не меняющимся во времени. Аналогично, измене-

ние других параметров системы, таких, как, например, массы центрального тела, средней концентрации звезд, входящих в выражение для скорости приливного разрушения звезд ( $\dot{N} \propto M^{4/3} n^{1/2} R^{-1}$ ), согласно результатам целого ряда исследований (см. например, [11] и другие работы этих авторов) в широком интервале параметров крайне слабо по сравнению с изменением радиуса  $R$  или числа звезд  $N$ .

Наш анализ показал эффективность динамических методов для изучения эволюционных путей звездных систем. Несомненно, основные исследования впереди.

Авторы благодарны В. А. Амбарцумяну, С. Г. Матиняну, Г. К. Саввиди и А. К. Седракяну за полезные обсуждения.

Ереванский физический  
институт

## STELLAR SYSTEMS AS DISSIPATIVE DYNAMICAL SYSTEMS

V. G. GURZADYAN, A. A. KOCHARIAN

The evolution of a stellar system containing massive central body is investigated using the methods of the theory of dynamical systems. The problem is reduced to the study of a two-dimensional dissipative system-simple attractor. The existence of stable and unstable singular points and cycles is shown. Hopf bifurcations can occur in the system, with a separatrix corresponding to a symmetrical catastrophe of  $A_{\pm 5}$  "butterfly" type.

### ЛИТЕРАТУРА

1. S. L. Shapiro, *Astrophys. J.*, 217, 281, 1977.
2. V. G. Gurzadyan, G. K. Savvidy, *EPI-678(68)*, 1983; *Astron. and Astrophys.*, 160, 203, 1986.
3. В. Г. Гурзаян, Г. К. Саввиди, Докл. АН СССР, 277, 64, 1984.
4. В. Г. Гурзаян, А. А. Кочарян, Докл. АН СССР, 287, 813, 1986.
5. В. Г. Гурзаян, в сб. «Частицы и космология», М., 1986.
6. В. Г. Гурзаян, А. А. Кочарян, С. Г. Матинян, Докл. АН СССР (в печати).
7. В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, 22, 19, 1938.
8. J. G. Hills, *Nature*, 254, 295, 1975.
9. V. G. Gurzadyan, *Astron. and Astrophys.*, 114, 71, 1982.
10. G. A. Gurzadyan, V. G. Gurzadyan, *Astrophys. Space Sci.*, 94, 31, 1983.

11. *J. P. Luminet, B. Carter, Preprint Meudon, 1985.*
12. *M. J. Duncan, S. L. Shapiro, Astrophys. J., 253, 921, 1982.*
13. *А. Лихтенберг, М. Либерман, Регулярная и стохастическая динамика, Наука, М., 1979.*
14. *В. И. Арнольд, Теория катастроф, Изд. МГУ, М., 1983.*
15. *В. И. Арнольд, Математические методы классической механики, Наука, М., 1979.*
16. *Р. Гилмор, Прикладная теория катастроф, Мир, М., 1984.*

УДК: 524.1:524.5

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЖЗВЕЗДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДАННЫМ О КОЭФФИЦИЕНТЕ ДИФФУЗИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В. Н. ФЕДОРЕНКО, В. М. ОСТРЯКОВ

Поступила 15 апреля 1986

Принята к печати 25 октября 1986

Рассмотрено питч-угловое рассеяние релятивистских частиц на турбулентности из альвеновских волн. Учтено как резонансное рассеяние на гармониках  $\lambda \leq R_H(E)$  ( $\lambda$  — длина волны,  $R_H(E)$  — релятивистский гирорадиус), так и отражение частиц от гармоник с  $\lambda \gg R_H(E)$ . Показано, что при любой анизотропии распределения волн кинетический коэффициент питч-углового рассеяния является четной функцией косинуса питч-угла. В случае турбулентности со степенным спектром рассмотрено 2 типа ее анизотропии: А-одномерная и В-изотропная. Сравнение теории с наблюдательными данными о коэффициенте диффузии галактических космических лучей позволяет оценить параметры турбулентности альвеновских волн, которые оказываются существенно различными в случаях А и В.

1. *Введение.* Взаимодействие частиц высокой энергии с магнитогидродинамической (МГД) турбулентностью играет важную роль в космической плазме. Сюда относятся в первую очередь вопросы ускорения и распространения космических лучей (КЛ). Так, изотропизация питч-углового распределения частиц МГД неоднородностями приводит к их эффективно-му ускорению в области фронтов ударных волн, а также к диффузионному режиму их распространения в межзвездной среде (МЭС) [1, 2]. Одной из задач теории является расчет характеристик турбулентности, возбуждаемой различными механизмами, что позволяет вычислить коэффициент турбулентной диффузии и турбулентного ускорения КЛ. Наблюдательные данные о МЭ-турбулентности относятся к масштабам  $\lambda \sim 10\text{--}100$  пк [1]. Имеются также косвенные радиоастрономические наблюдения, дающие  $\lambda \sim 10^{11}\text{--}10^{12}$  см. [3]. Поскольку МЭС весьма неоднородна [4], то в настоящее время точно не известно, к каким именно ее областям относятся эти результаты [3]. Имея в виду резонансность взаимодействия КЛ с магнитными неоднородностями  $2\pi R_H(E) \sim \lambda$  ( $R_H$  — релятивистский гирорадиус), нетрудно оценить, что для турбулентной диффузии КЛ с

энергиями  $1 \text{ ГэВ} < E < 10^6 \text{ ГэВ}$  необходимо иметь турбулентность в масштабах  $10^{-6} \text{ пк} < \lambda < 1 \text{ кк}$  (при регулярном магнитном поле  $B_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$ ). Спектр пульсаций предполагается степенным:

$$W_T(k) \propto k^{-\nu}. \quad (1)$$

Наблюдательные данные по химсоставу КЛ позволяют сделать вывод о том, что коэффициент турбулентной диффузии сравнительно слабо зависит от энергии КЛ в диапазоне  $1 \text{ ГэВ} < E < 10^6 \text{ ГэВ}$ :

$$D(E) \propto E^a, \quad (2)$$

где различные авторы считают  $0.3 < a < 0.6$ . Мы при оценках будем полагать  $a = 0.3$ . Оценки [5] показывают, что для обеспечения  $D(E = 10 \text{ ГэВ}) = 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$  необходим относительный уровень энергии турбулентности  $\Delta W_T(k_r)/W_M \sim 10^{-6}$  (здесь  $W_M = B_0^2/8\pi$ ,  $k_r = R_H^{-1}(E)$  — резонансное волновое число). При спектре (1) с  $1 < \nu < 2$  отношение  $\Delta W_T/W_M$  растет с энергией КЛ и достигает  $\sim 1$  при  $E \sim 10^6 \text{ ГэВ}$ , или в масштабе  $\sim 1 \text{ пк}$  [5]. Таким образом, при  $\lambda \ll 1 \text{ пк}$  МГД-турбулентность является слабой и может быть в принципе описана случайным набором волн: альвеновских и магнитозвуковых [6], а при  $\lambda \gtrsim 1 \text{ пк}$  она сильнонелинейна [5]. Существенно, что в масштабах, меньших некоторого  $\lambda_c$ , выполняется условие бесстолкновительности. Так, в „корональной“ фазе МЗС  $\lambda_c \sim 1 \text{ пк}$  [7, 8], и турбулентность бесстолкновительна во всем интересующем нас интервале  $\lambda$ . Тогда есть основания считать ее состоящей главным образом из альвеновских (а) волн, поскольку магнитозвуковые волны сильно затухают [7—10].

Мы будем предполагать, что диффузия ГКЛ определяется именно «корональной» фазой МЗС, поскольку она занимает максимальную часть объема Галактики [1, 4]. Параметры этой фазы будут взяты из [4].

Рассматривая теперь различные модели турбулентности и вычисляя на их основе  $D(E)$ , мы можем сравнением с (2) установить некоторые ограничения на ее свойства. При этом будем учитывать влияние на  $D(E)$  следующих факторов: 1) анизотропии турбулентности; 2) области рассеяния частиц вблизи питч-углов  $\vartheta = 90^\circ$ ; 3) ограниченности частотного интервала спектра.

Следует отметить, что фактически мы будем вычислять коэффициент диффузии  $D_1(E)$  вдоль «локального» магнитного поля  $B_0$  [1], тогда как «наблюдательные» данные относятся к среднегалактическому  $D(E)$ . Однако в рамках простых моделей галактического магнитного поля эти величины близки друг к другу [1].

2. Вывод формул для коэффициентов питч-углового рассеяния. Как известно [1, 2], изотропная часть функции распределения релятивистских частиц удовлетворяет уравнению диффузии с коэффициентом пространственной диффузии вдоль  $\vec{B}_0$  вида

$$D_1(E) = \frac{c^2}{8} \int_{-1}^1 \frac{(1 - \mu^2) d\mu}{b_s(p, z, \mu, t)} \quad (3)$$

где  $c$  — скорость света, а  $b_s$  — кинетический коэффициент питч-углового рассеяния, зависящий от импульса частицы  $p$ ,  $z$ -координаты вдоль  $\vec{B}_0$ , от  $\mu = \cos \vartheta$  и времени  $t$ . Для его нахождения воспользуемся методикой, развитой в рамках квазилинейной теории в работах [11, 12]. В результате получим кинетическое уравнение, в котором коэффициент  $b_s$  будет выражаться через спектрально-угловую плотность энергии турбулентности линейно-поляризованных а-волн  $W_a(\omega, \vec{\Omega})$ , определенную согласно условию  $W_a = \int W_a(\omega, \vec{\Omega}) d\omega d\vec{\Omega}$  ( $W_a$  — плотность энергии турбулентности, эрг/см<sup>3</sup>,  $\omega$  — частота,  $\vec{\Omega}$  — телесный угол). Считается, что  $\omega = |k_x| v_a$ ,  $v_a$  — альвеновская скорость и  $k_x = \vec{k} \vec{B}_0 / |B_0|$ . Вычисления приводят к следующему результату [13]:

$$b_s(p, \mu) = \frac{16\pi^3 e_a^2 v_a}{p^2 c |\mu|} \int_{-1}^1 dx \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{O}_n^{\mu, e_a}(x) F_n(\mu, x) W_a(\omega_n, x). \quad (4)$$

Здесь

$$\omega_n = \left| \frac{n \Omega_a(p) v_a}{c \mu} \right| \quad (5)$$

— резонансная гармоника частоты,  $\Omega_a(p)$  — релятивистская гирочастота частицы сорта  $a$ ,  $x = \cos \vartheta$  — косинус угла распространения а-волны относительно  $\vec{B}_0$ ;  $F_n(\mu, x) = \frac{n^2}{a_n^2} J_n^2(a_n)$ ,  $J_n$  — функция Бесселя от аргумента  $a_n = |n \sqrt{(1-x^2)(1-\mu^2)/x\mu}|$ ,  $e_a$  — заряд частицы. Оператор  $\tilde{O}_n^{\mu, e_a}(x)$  отбирает область интегрирования по  $x$  согласно условию  $\text{sign } x = -\text{sign } n \times \text{sign } \mu \times \text{sign } e_a$ , следующему из условия циклотронного резонанса  $\omega - k_x v_s - n \Omega_a = 0$  при  $v_s = c\mu$  ( $v$  — скорость частицы),  $\mu \gg v_a/c$ . Случай  $\mu \lesssim v_a/c$  рассмотрим в следующем разделе.

ле. Из (4) и (5), в частности, вытекает, что, во-первых, вклад от черенковского резонанса равен нулю и, во-вторых, кинетический коэффициент является четной функцией  $\mu$ .

Предположим, что  $W_a(\omega, x)$  можно представить в виде

$$W_a(\omega, x) = W_0(\omega/\omega_0)^{-\nu} X(x), \quad (6)$$

где  $X(x)$  — произвольная функция от  $x$ , удовлетворяющая условию нормировки  $\int X(x) d\Omega = 1$ . Тогда нетрудно видеть, что  $b_s$  можно записать следующим образом:

$$b_s(\rho, \mu) = b_s(\rho) \Psi(\mu, \nu), \quad (7)$$

где

$$b_s(\rho) = \frac{4\pi^3 e_a^2 v_a}{\rho^2 c} \left( \frac{|\Omega_s(\rho)| v_a}{c\omega_0} \right)^{-\nu} W_0 \quad (8)$$

и  $\Psi(\mu, \nu)$  — некоторая (четная) функция  $\mu$  (см. рис. 1). Из последнего соотношения следует  $b_s(\rho) \propto \rho^{\nu-2}$  [1].

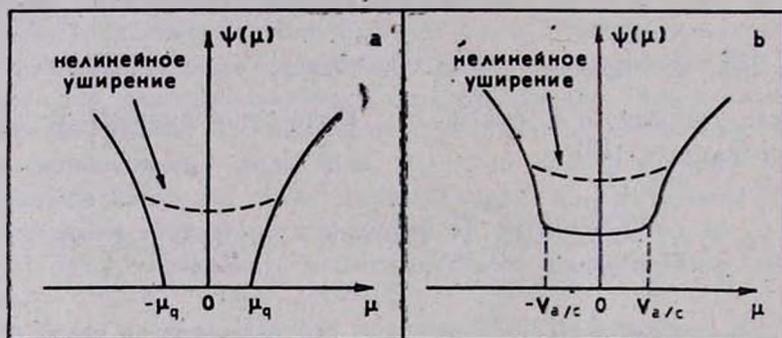


Рис. 1. Поведение функции  $\Psi(\mu)$  при  $|\mu| \ll 1$  ( $\nu > 1$ ) для различных энергий частиц: а)  $E < E_q$  и б)  $E > E_q$ .

Рассмотрим два предельных случая анизотропии а-волн.

А) Одномерная турбулентность со степенным спектром:

$$W_a(\omega, x) = 2W_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\nu} [\xi_+ \delta(x-1) + \xi_- \delta(x+1)], \quad (9)$$

где  $0 < \xi_{\pm} < 1$  — параметры, определяющие относительный вклад разных полусфер, т. е. областей  $x \approx -1$  и  $x \approx 1$ . Поскольку мы рассматриваем линейно-поляризованные а-волны, то должны считать  $\theta \gg$

$\gg \sqrt{\omega\beta/\omega_{Hl}}$  [13]. Оставляя в (4) только  $l = \pm 1$ , получим:

$$b_s(p, \mu) = b_s(p) |\mu|^{\nu-1} (\xi_+ + \xi_-). \quad (10)$$

Характерно, что даже при однонаправленной турбулентности ( $\xi_+ = 0$  или  $\xi_- = 0$ ) кинетический коэффициент остается четной функцией от  $\mu$ .

В) *Изотропная турбулентность со степенным спектром:*

$$W_a(\omega, x) = \frac{W_0}{2\pi} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\nu} [\xi_+ (H(x) - H(x-1)) + \xi_- (H(x+1) - H(x))], \quad (11)$$

где  $H(x)$  — функция Хевисайда. Подставляя (11) в (4), получим:

$$b_s(p, \mu) = \frac{b_s(p)}{4\pi} (\xi_+ + \xi_-) \varphi_\nu(\mu) |\mu|^{\nu-1}, \quad (12)$$

$$\varphi_\nu(\mu) = \frac{4\mu^2}{1-\mu^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-\nu} \int_0^1 J_n^2(a_n) \frac{x^2 dx}{1-x^2}. \quad (13)$$

Из формулы (13) можно показать, что  $\varphi_\nu(\mu \rightarrow 1) = 1$ . Исследование поведения этой функции в области  $\mu \ll 1$  приводит к следующему:

$$\varphi_\nu(\mu \rightarrow 0) \approx 4\mu^2 \sum_{n=1}^{\infty} n^{-\nu} \int_0^{\infty} J_n^2(z) \frac{dz}{z} = 2\mu^2 \sum_{n=1}^{\infty} n^{-\nu-1} \equiv C_\nu \mu^2, \quad (14)$$

откуда  $b_s(p, \mu \rightarrow 0) \propto |\mu|^{\nu+1}$ , т. е. при  $\mu \rightarrow 0$  зависимость  $b_s(\mu)$  (для краткости опускаем аргумент  $p$ ) сильнее в изотропном случае, нежели в одномерном. По-видимому, случаи промежуточной анизотропии турбулентности дают зависимость  $b_s(\mu \rightarrow 0) \propto |\mu|^q$  с  $\nu - 1 < q < \nu + 1$ .

В заключение этого раздела отметим, что формулы типа (4) были получены в [14—16], но они оставлены в неудобной форме и фактически не исследованы. Результат, схожий с (10), получается для случая строго-одномерной турбулентности, когда МГД-волны поляризованы циркулярно (см., например, [1, 2]). Отметим, однако, что для четности  $b_s(\mu)$  в этом случае необходимо иметь либо одинаковое количество волн противоположной поляризации, либо (при поляризации одного знака) одинаковое количество волн противоположных направлений [7, 8]. В случае же линейно-поляризованных волн  $b_s(\mu) = b_s(-\mu)$  даже при однонаправленной турбулентности.

3. *Питч-угловое рассеяние в области  $|\mu| \ll 1$ .* Согласно формулам (10), (12)  $b_s(\mu)$  стремится к нулю при  $\mu \rightarrow 0$ , если  $\nu > 1$ . Физически

уменьшение  $b_s(\mu)$  связано с тем, что при данной энергии частицы  $E = \epsilon r$  с уменьшением  $|\mu|$  возрастает резонансная частота  $\omega_n(\mu)$ , и вклад в  $b_s(\mu)$  дают все более высокочастотные гармоники со все меньшей плотностью энергии. До сих пор мы не учитывали ограниченность частотных интервалов этих спектров. В случае же а-волн существует максимально возможная их частота  $\omega_{\max}^c \sim \omega_{Hl} \sqrt{\beta}$  [10, 17], связанная с циклотронным затуханием ( $\omega_{Hl}$  — гирочастота ионов плазмы,  $\beta$  — отношение газокINETического давления к магнитному), и некоторая  $\omega_{\min}$ , соответствующая основному масштабу  $\lambda_{\max} \sim 2\pi v_a / \omega_{\min}$ . В рамках нашей модели мы должны считать, что  $W_a(\omega) = 0$  при  $\omega > \omega_{\max}$  и  $\omega < \omega_{\min}$ , где  $\omega_{\max} \lesssim \omega_{\max}^c$ . Пусть для данной энергии частицы выполнено условие  $\omega_{\min} \ll \omega_n(|\mu| \lesssim 1) \ll \omega_{\max}$  (при  $l \sim 1$ ). Уменьшая  $|\mu|$ , мы можем согласно (5) получить при некотором  $|\mu| = \mu_q$ , что  $\omega_n(\mu_q) = \omega_{\max}$ . Очевидно,

$$\mu_q \approx \frac{v_a}{c} \frac{|\omega_{Hl}|}{\omega_{\max}} \frac{m_0 c^2}{E}, \quad (15)$$

где  $m_0$  — масса покоя частицы. Тогда в области  $|\mu| \geq \mu_q$   $b_s(\mu)$  описывается формулами типа (10), (12), а при  $|\mu| < \mu_q$   $b_s(\mu) = 0$ . Отметим, что последнее соотношение справедливо, только если  $\mu_q \gg v_a/c$ , т. е.  $E \ll E_q$ , где

$$E_q \approx m_0 c^2 \frac{|\omega_{Hl}|}{\omega_{\max}}. \quad (16)$$

При  $E > E_q$  надо учесть в резонансном условии член  $\omega = |k_x| v_a$ . Аналогично [7, 8] можно показать, что в этой области энергий частота  $\omega_n(\mu)$  фактически ограничена значением  $\omega_n^{\max} = |l| c / R_H < \omega_{\max}$ . При этом кинетический коэффициент  $b_s(\mu)$  может быть оценен при помощи (4), куда следует подставить  $|\mu| = v_a/c$  [7, 8]:  $b_s(|\mu| \lesssim v_a/c) \approx \text{const}(\mu)$ .

Приведенные рассуждения показывают, что рассеяние в области  $|\mu| \ll 1$  может существенно влиять на величину коэффициента диффузии частиц и, в частности, может сделать невозможным сам диффузионный режим распространения [10, 17]. Поэтому необходим учет дополнительных физических процессов, каковыми являются уширение резонансов и отражение от «магнитных зеркал» (mirroring) [10, 17]. Рассмотрим их подробнее.

*А. Нелинейное уширение резонансов.* Этот эффект возникает при учете рассеяния частиц турбулентными полями внутри области корреляции. В результате получаются формулы вида [10]:

$$b_s(p, \mu) \propto \int B^2(k_s) I(k_s, p, v_s) dk_s, \quad (17)$$

где

$$I(k_s, p, v_s) = \frac{\Delta k_n}{(k_s - k_r)^2 + (\Delta k_n)^2} \quad (18)$$

— резонансный контур,  $k_r = \Omega_s(E)/v_s$  и  $\Delta k_n = \frac{1}{|\mu|} \left( \frac{1}{3} k_r^2 b_s(p, \mu)/v \right)^{1/3}$

— ширина резонанса. Как видно из этих соотношений, для нахождения  $b_s(\mu)$  надо решить нелинейную задачу. Модельные расчеты показывают [18, 19], что в области  $|\mu| \gg \Delta\mu_n$ , где  $\Delta\mu_n \ll 1$ ,  $b_s(\mu)$  близко к квазилинейному приближению (4), а при  $|\mu| \lesssim \Delta\mu_n$  его поведение подобно изображенному на рис. 1б, т. е. происходит уширение контура  $\Psi(\mu)$ . Используя (17), (18), нетрудно оценить  $\Delta\mu_n$ . Для этого подставим в  $\Delta k_n$  величину  $b_s(\mu)$  и сравним  $\Delta k_n$  с  $k_r$ . Описанный эффект возможен только в том случае, когда с уменьшением  $|\mu|$  величина  $\Delta k_n(\mu)$  возрастает быстрее, чем  $|k_r(\mu)|$ . Допустим, что при некотором  $\mu = \Delta\mu_n \ll 1$  выполняется равенство:

$$|k_r(p, \mu)| = \Delta k_n(\mu). \quad (19)$$

Тогда из (17), (18) видно, что при  $|\mu| < \Delta\mu_n$  основной вклад в интеграл (17) будет вносить не резонансная область  $k_s \sim k_r(\mu)$ , а  $k_s \sim \sim k_r(\Delta\mu_n)$ , если спектр  $B^2(k_s) \propto |k_s|^{-\gamma}$  достаточно быстро падает. Здесь возможны следующие случаи:

а)  $E < E_q$  (при  $\Delta\mu_n > \mu_q$  происходит „заполнение щели“  $|\mu| < \mu_q$ , см. рис. 1а, а при  $\Delta\mu_n < \mu_q$  — нет) и б)  $E > E_q$  (при  $\Delta\mu_n > v_a/c$  — уширение контура  $\Psi(\mu)$  происходит подобно рис. 1б, а при  $\Delta\mu_n < v_a/c$  — форма кривой  $\Psi(\mu)$  не меняется). Воспользовавшись (7), получим из (19) уравнение для определения  $\Delta\mu_n$ :

$$\frac{\mu^2}{\Psi(\mu, v)} = \frac{b_s(p)}{3|\Omega_s(p)|}. \quad (20)$$

В следующем разделе мы рассмотрим конкретные случаи его решения.

**В. Эффект магнитного зеркала (ЭМЗ).** Если гирорадиус частицы удовлетворяет условию  $\lambda_{\min} \ll R_H \ll \lambda_{\max}$ , то гармоники с  $\lambda \lesssim R_H(E)$  приводят к диффузионному питч-угловому рассеянию, а в электромагнитных полях гармоник с  $\lambda \gg R_H(E)$  частица совершает дрейфовое движение [2].

Среди них возможны такие, когда частица из области с величиной магнитного поля  $B_0$  приходит в область  $|\bar{B}_1| = B_0 + \delta B$  ( $\delta B > 0$  — добавка

к  $B_0$ , связанная с полями длинноволновых гармоник), где происходит ее отражение. Это возможно при значенииpitch-угла  $|\mu| = \bar{\mu} = \sqrt{\delta B/B_0} \ll 1$  (если  $\delta B/B_0 \ll 1$ ) [16, 20]. В процессе отражения происходит смена  $\mu$  на  $-\mu$  за время порядка  $\tau_m(\mu) = \frac{L_m(\mu)}{c|\mu| + v_a}$ , где  $L_m$  — расстояние вдоль  $z$ , на котором величина магнитного поля меняется от  $B_0$  до  $B_1$ . Найдем это время.

Ввиду поперечности волн  $\delta B = (B_0/2) B_a^2(\lambda)/B_0^2$ , где  $B_a(\lambda)$  — амплитуда гармоники с  $\lambda \gg R_H(E)$ . Тогда  $\bar{\mu} = B_a(\lambda)/\sqrt{2}B_0$ . Связь  $B_a(\lambda)$  с характеристиками спектра (6) нетрудно установить:  $B_a(\lambda)/B_0 \approx \left(\frac{\Delta W_a(\omega_0)}{W_M}\right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{\frac{\nu-1}{2}}$ , где  $\lambda_0 = \frac{2\pi v_a}{\omega_0}$ ,  $\Delta W_a(\omega_0) = \omega_0 W_0$  — плотность энергии в частотном интервале  $\delta\omega \sim \omega_0$ . Отсюда можно определить длину волны  $\lambda_m(\mu)$  гармоники, на которой произойдет отражение:

$$\lambda_m(\mu) \approx \lambda_0 \left(\frac{W_M}{\Delta W_a(\omega_0)}\right)^{\frac{1}{\nu-1}} |\mu|^{\frac{2}{\nu-1}}. \quad (21)$$

Мы считали, что частица проходит расстояние  $\sim \lambda/2$ , отражаясь вблизи максимума горба (отражение от «полных» волн). Наряду с этим возможны отражения и от «неполных» волн, когда частице достаточно пройти расстояние  $L_m \ll \lambda/2$ . Последнее возможно только в случае спектров с  $\nu > 1$ .

При некотором  $|\mu| = \mu_m$  получим  $\lambda_m(\mu) \sim R_H(E)$  и  $\mu_m \approx \left(\frac{R_H(E)}{\lambda_0}\right)^{\frac{\nu-1}{2}} \times \left(\frac{\Delta W_a(\omega_0)}{W_M}\right)^{1/2}$ . При этом нарушается дрейфовое приближение, и ЭМЗ на «полных» волнах становится невозможным, хотя он не исключен для «неполных» волн с  $\lambda \gg R_H(E)$ . Наиболее эффективным отражение будет на расстояниях  $L_m \gtrsim R_H(E)$  с соответствующим временем  $\tau_m(\mu) \approx \frac{R_H(E)}{c|\mu|} = |\Omega_a(p)\mu|^{-1} (|\mu| < \mu_m)$ . Если же  $|\mu| > \mu_m$ , то  $\tau_m(\mu) = \frac{\lambda_m(\mu)}{c\mu}$ . Заметим еще, что в области  $|\mu| > \mu_m$  надо требовать  $\lambda_m(\mu) < \lambda_{\text{мах}}$ . Если это условие не выполнено, то формально  $\tau_m(\mu) \rightarrow \infty$ , и рассеяние частиц полностью определяется  $b_s(\mu)$ .

Из сказанного ясно, что при  $|\mu| \ll 1$  ЭМЗ конкурирует с диффузионным рассеянием [16, 20], характерное время которого есть:

$$\tau_d \approx \mu^2/b_s(p, \mu). \quad (22)$$

Сравнение (22) с временем  $\tau_m$  определяет две возможности: 1)  $\tau_m \gg \tau_d$ ; 2) при некотором  $\mu = \mu_*$  достигается равенство:

$$\tau_d(p, \mu) = \tau_m(p, \mu). \quad (23)$$

Тогда при  $|\mu| > \mu_*$  доминирует диффузионное рассеяние, а при  $|\mu| < \mu_*$  — ЭМЗ. В последнем случае естественно заменить в формуле (3) нижний предел интеграла по  $\mu$  значением  $\mu_*$  [16]:

$$D_1(p) = \frac{c^2}{4} \int_{\mu_*}^1 \frac{(1 - \mu^2) d\mu}{b_s(p, \mu)}. \quad (24)$$

Если  $\mu_* \gg \mu_q$ , то область  $|\mu| \lesssim \mu_q$  несущественна в (24), а при  $\mu_* \lesssim \mu_q$  она важна. Тогда, используя (22)—(24), можно получить:

$$D_1(p) = D_0(p) + D_1(p), \quad (25)$$

где

$$D_0(p) = \frac{c^2}{4} \int_{\mu_q}^1 \frac{(1 - \mu^2) d\mu}{b_s(p, \mu)}, \quad (26)$$

$$D_1(p) = \frac{c^2}{4} \frac{\tau_m(\mu_q)}{|\mu_q|}. \quad (27)$$

Формулы (24)—(27) показывают, что при заданном спектре турбулентности (например, типа (6)) зависимость  $D_1(p)$  может быть весьма сложной и вовсе не сводится к обычно принимаемой  $D_1(p) \propto p^{2-\nu}$  [1, 5].

В заключение данного раздела отметим, что влияние ЭМЗ на питч-угловое рассеяние детально рассматривалось в [16]. Однако авторы ограничились рассмотрением случая изотропной турбулентности альвеновских и магнитозвуковых волн с равными плотностями энергии. В этом случае ЭМЗ полностью обуславливался последними. Поэтому все формулы настоящего раздела, за исключением (22)—(24), отличаются от [16]. Кроме того, в [16] не изучен случай наличия «щели»,  $|\mu| < \mu_q$ , и не учтено уширение контура,  $b_s(\mu)$  (нелинейное и квазилинейное). Влияние «щели» на питч-угловое рассеяние впервые исследовалось в работе [17].

4. *Определение параметров турбулентности  $\alpha$ -волн в «корональной» фазе МЗС по данным о  $D(E)$ .* Для оценок примем следующие параметры [4]: концентрация плазмы  $n_p = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ ,  $v_\alpha = 6 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ , протонная гирочастота  $\omega_{H1} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}$ . Для конкретности рассмотрим два случая анизотропии:

1) Одномерная турбулентность со спектром (9) и  $\xi_+ = 1, \xi_- = 0$  и  
 2) Изотропная турбулентность со спектром (11) и  $\xi_{\pm} = 1$ . Величины  $\nu, \omega_{\min}, \omega_{\max}, \omega_0, W_0$  подлежат определению из сравнения соответствующих формул с «экспериментальными» данными о  $D(E)$ .

Удобно несколько перенормировать  $\omega_0$  и  $W_0$ , введя резонансную частоту  $\omega_r = v_a/R_H(E_r) = |\Omega_e| v_a/c$ , соответствующую энергии  $E_r$ . Относительная плотность энергии турбулентности в частотном интервале  $\delta\omega \sim \omega$  будет:

$$\frac{\Delta W_a(\omega)}{W_M} = \frac{\Delta W_a(\omega_r)}{W_M} \left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)^{1-\nu}. \quad (28)$$

С учетом этого (7), (8) переписываются так:

$$b_s(E, \mu) = b_s(E) \Psi(E, \mu, \nu), \quad (29)$$

$$b_s(E) = \frac{\pi^2}{2} \omega_{Hl} \frac{\Delta W_a(\omega_r)}{W_M} \left(\frac{m_p c^2}{E_r}\right) \left(\frac{E}{E_r}\right)^{\nu-2}. \quad (30)$$

А) *Случай одномерной турбулентности а-волн.* Рассмотрение начнем с энергий  $E > E_q$ . Если  $\omega_{\max} \sim \omega_{Hl}$ , то  $E_q \sim 1$  ГэВ. При этом  $b_s(\mu)$  не обращается в нуль в области  $|\mu| \approx 0$ . Более того, поскольку  $\Psi(\mu) = |\mu|^{\nu-1}$ , то при  $\nu < 2$  область  $|\mu| \ll 1$  дает меньший вклад в интеграл, чем  $\mu \sim 1$ . Оценки нелинейного уширения и ЭМЗ показывают их несущественность для энергий частиц  $E \gg E_q$  по сравнению с квазилинейным рассеянием. Поэтому в первом приближении их можно не учитывать. Тогда

$$\int_{\mu_0}^1 (1 - \mu^2) d\mu / \Psi(\mu, \nu) = 1/(2 - \nu)(3 - \nu) + o(\mu_0^{2-\nu}),$$

$$D_1(E) \approx \frac{c^2}{\omega_{Hl}} \frac{W_M}{\Delta W_a(\omega_r)} \left(\frac{E_r}{m_p c^2}\right) \left(\frac{E}{E_r}\right)^{2-\nu} \alpha_{\nu}, \quad (31)$$

где  $\alpha_{\nu}^{-1} = 2\pi^2(2 - \nu)(3 - \nu)$ .

Из сравнения (31) с (2) следует  $\nu = 1.7$ . Полагая теперь  $E = E_r = 10$  ГэВ и  $D(E = 10 \text{ ГэВ}) = 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$ , получим:

$$\frac{\Delta W_a(\omega_r)}{W_M} \approx 1.5 \cdot 10^{-6} \quad (32)$$

( $\omega_r$  соответствует энергии  $E_r = 10$  ГэВ).

Рассмотрим теперь энергии  $E < E_q$  (при  $E_q \sim 1$  ГэВ эта область охватывает релятивистские электроны ГКЛ). Из оценок отражения

для  $E \geq E_q$  следует, что при  $E < E_q$  реализуется случай  $\mu_e \leq \mu_q$ , когда справедливы формулы (25)–(27). При этом  $D_0(E)$  описывается по-прежнему соотношением (31). Отметим, что т. к. ширина „щели“ увеличивается с уменьшением  $E$ , см. (15), то для переброса частиц через „щель“ за счет ЭМЗ требуются гармоника все большей амплитуды, приходящиеся на длинноволновую часть спектра согласно (21) с  $\nu > 1$ . В этих условиях время отражения  $\tau_m(\mu)$  может увеличиваться с ростом  $\mu$ , что приведет в соответствии с (27) к росту  $D_1(E)$  при уменьшении  $E$  ( $1 < \nu < 2$ ). Эти рассуждения, естественно, справедливы, если  $\lambda_m(\mu) < \lambda_{\max}$ . Учитывая его, совместно с (15) и (21), получим ограничение на  $E$  снизу:  $E > E_1$ , где

$$\frac{E_1}{E_r} = \left( \frac{W_M}{\Delta W_a(\omega_r)} \right)^{1,2} \left( \frac{\omega_{\min}}{\omega_r} \right)^{\frac{\nu-1}{2}} \frac{v_a}{c} \frac{|\omega_{H\alpha}|}{\omega_{\max}} \frac{m_e c^3}{E_r} \quad (33)$$

Ясно, что при  $E < E_1$  отражение от длинных волн отсутствует и  $D_1(E) \sim D_0(E) \rightarrow \infty$ . Пользуясь соотношениями (25)–(27) и (31), можно показать, что при  $\mu_q > \mu_m$  ( $E_1 < E < \tilde{E}$ )  $D_1(E) \propto E^{\frac{4-2\nu}{\nu-1}}$ , а при  $\mu_q < \mu_m$  ( $\tilde{E} < E < E_q$ )  $D_1(E) \propto E^2$ . Здесь  $\tilde{E}$  определяется из условия  $\mu_q(E) = \mu_m(E)$ .

Сделаем оценки  $D_1(E)$ , полагая  $\omega_{\max} \sim \omega_{H\alpha}$ ,  $E_r \approx 10$  ГэВ,  $\nu = 1.7$  и  $\Delta W_a(\omega_r)/W_M \sim 1.5 \cdot 10^{-6}$ . Тогда  $E_q \sim 1$  ГэВ и  $\tilde{E} \lesssim 1$  ГэВ. Оценивая  $E_1$  с помощью (33), найдем:  $E_1 \approx 0.1 (\omega_{\min}/\omega_r)^{0.35}$  ГэВ  $\lesssim 0.1$  ГэВ. При этом  $\mu_q(0.1 \text{ ГэВ}) \approx 2 \cdot 10^{-3}$  и  $D_1(0.1 \text{ ГэВ}) \approx 3 \cdot 10^{29}$  см<sup>2</sup>/с. Если  $E_1 < E < \tilde{E}$ , то  $D_1(E) \propto E^{-6/7}$ . Сравнивая вычисленный  $D_1(0.1 \text{ ГэВ})$ , с  $D_0(E) = 3 \cdot 10^{28} (E/10 \text{ ГэВ})^{0.3}$  см<sup>2</sup>/с, мы видим, что в области  $E < E_q \sim 1$  ГэВ  $D_1 \geq D_0$ . Приблизительная зависимость  $D_1(E) = D_0(E) + D_1(E)$  при  $0.01 \text{ ГэВ} < E < 100 \text{ ГэВ}$  показана на рис. 2.

Если принять  $\omega_{\max} \ll \omega_{H\alpha}$  то из (16) вытекает  $E_q \gg 1$  ГэВ т. е. график на рис. 2 сместится вправо, что будет противоречить эксперименту. Отсюда можно сделать вывод, что

$$\omega_{\max} \sim \omega_{H\alpha} \quad (34)$$

В) Случай изотропной турбулентности  $\alpha$ -волн. Рассмотрим сначала  $E > E_q$ . Тогда для коэффициента диффузии нетрудно получить формулу, аналогичную (31), с другим множителем  $\alpha$ :

$$a_{\nu} = \frac{1}{\pi} \int_{\mu_0}^1 \frac{(1 - \mu^2) d\mu}{\varphi_{\nu}(\mu) \mu^{\nu-1}}, \quad (35)$$

куда зависимость от  $E$  входит через  $\mu_0(E)$ . Поскольку при  $\mu \ll 1$   $\varphi_{\nu}(\mu) \approx C_{\nu} \mu^2$ , то для  $\nu > 0$  основной вклад в (35) дает область  $\mu \sim \mu_0$ . Тогда  $a_{\nu}(E) \approx \mu_0^{-\nu} / \pi \nu C_{\nu}$ . Здесь мы не учитывали уширение резонансов и считали, что  $\mu_0 \gg v_a/c$ . Оценим теперь  $\Delta \mu_n$ . Подставляя  $\Psi(\mu) \sim |\mu|^{\nu+1}$  в (20), получим:  $|\mu|^{1-\nu} \sim b_{\nu}(E) / |\Omega_{\alpha}(E)| \ll 1$ . При  $\nu > 1$  последнему условию невозможно удовлетворить в области  $\mu \ll 1$ . Поэтому ниже не будем учитывать уширение резонансов.

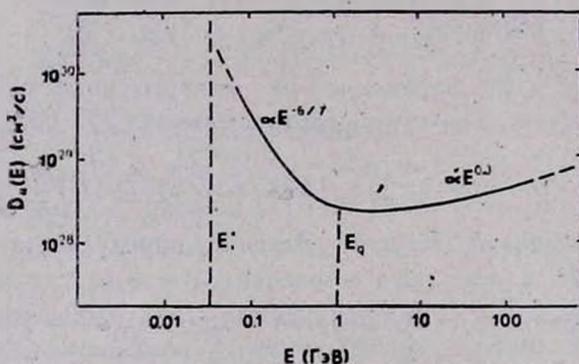


Рис. 2. Зависимость  $D_1(E)$  в одномерной модели турбулентности  $\alpha$ -волн (см. текст).

Определив теперь  $\mu_0$  в условиях  $\mu_0 \gg \mu_m$ , можно найти коэффициент диффузии. После несложных вычислений удается получить:

$$D_1(E) = \frac{\tilde{a}_{\nu} c^2}{\omega_{Hi}} \left( \frac{W_M}{\Delta W_{\alpha}(\omega_r)} \right)^{1-\delta(\nu)} \left( \frac{E_r}{m_p c^2} \right) \left( \frac{E}{E_r} \right)^{\kappa(\nu)}, \quad (36)$$

где

$$\kappa(\nu) = 2 - \nu + \frac{\nu(\nu-2)(\nu-1)}{\nu^2 - 3\nu + 4}, \quad \delta(\nu) = \frac{\nu(\nu-2)}{\nu^2 - 3\nu + 4},$$

$$\tilde{a}_{\nu} = (\pi \nu C_{\nu})^{-1} \left( \frac{2}{\pi^2 C_{\nu}} \right)^{\frac{\nu(\nu-1)}{\nu^2 - 3\nu + 4}}.$$

Таким образом, для согласования  $D_1(E)$  с экспериментом решим уравнение  $\kappa(\nu) = 0.3$ . Из двух существующих корней лишь один имеет

физический смысл, а именно корень  $\nu_1 = 1.5$ , с которым и проделаем дальнейшие оценки. По аналогии с (32) имеем:

$$\frac{\Delta W_\alpha(\omega_r)}{W_M} \approx 1.2 \cdot 10^{-4}. \quad (37)$$

Далее, найдем  $\mu_s \approx 0.04 (E/E_r)^{0.14}$  и сравним с  $\mu_m \approx 10^{-2} (E/E_r)^{0.5}$ . Видно, что при  $E \geq 10$  ГэВ  $\mu_s > \mu_m$  и результат (37) корректен. Проверим также выполнение условия  $\lambda_m(\mu) < \lambda_{\max}$ , которое сводится к следующему:  $\mu_s < \left(\frac{\omega_r}{\omega_{\min}}\right)^{\frac{\nu-1}{2}} \left(\frac{\Delta W_\alpha(\omega_r)}{W_M}\right)^{1/2}$ . Подставляя сюда  $\nu_1 = 1.5$ ,  $\mu_s = 0.04$  и (37), для  $E = E_r = 10$  ГэВ, получим:

$$\omega_{\min}/\omega_r \leq 10^{-3}. \quad (38)$$

При нарушении этого неравенства ЭМЗ не работает, и в качестве  $\mu_s$  в (35) следует подставить  $\nu_\alpha/c$  (см. раздел 3). Тогда  $D_1(E) \propto E^{2-\nu}$  и для  $\nu = 1.7$  получим  $a \sim 10^{-6}$ . При этом получается  $\Delta W_\alpha(\omega_r)/W_M \sim \sim 0.1$ , что кажется маловероятным.

Теперь рассмотрим область энергий  $E < E_q$ , когда образуется „щель“. Сравним величины  $\mu_q$  и  $\mu_s$ . Если окажется, что  $\mu_q(E) < < \mu_m(E)$ , то область  $|\mu| < \mu_q$  не вносит вклада в рассеяние. Для оценок положим  $\omega_{\max} \sim \omega_{Hr}$ ,  $\Delta W_\alpha(\omega_r)/W_M \sim 2 \cdot 10^{-4}$  и  $\mu_s \approx 0.04 \cdot (E/E_r)^{0.14}$ . Равенство  $\mu_q = \mu_s$  выполняется при  $E = E_2^* \approx 3 \cdot 10^{-3}$  ГэВ (а при  $E > > E_2^*$   $\mu_s$  превышает  $\mu_q$ ). Для  $E < E_2^*$  величина  $D_1(E)$ , определяемая формулами (25)–(27), будет расти с уменьшением энергии, как показано на рис. 2. Однако этот рост начнется не от  $E \sim E_q \sim 1$  ГэВ, как в одномерном случае, а от  $E_2^*$  благодаря большой роли ЭМЗ. Напомним, что мы считали  $\omega_{\max} \approx \omega_{Hr}$ . Наоборот, если потребовать, чтобы было  $E_2^* \leq 1$  ГэВ, то опять-таки для  $E = E_r = 10$  ГэВ получим:

$$\omega_{\max}/\omega_r \geq 4 \cdot 10^{-3}. \quad (39)$$

5. Обсуждение полученных результатов. С нашей точки зрения, наиболее интересными являются следующие результаты:

1) Кинетический коэффициент  $b_s(p, \mu)$  является четной функцией  $\mu$  при произвольной степени анизотропии турбулентности  $\alpha$ -волн. Это важно при определении анизотропии ГКЛ [1].

2) В случае «одномерной» турбулентности  $\alpha$ -волн сравнение теории с наблюдениями позволяет сделать следующие выводы:

а) При  $E > E_q$  ЭМЗ и уширение резонансов несут существенны, так что  $D_1(E) \propto E^{2-\nu}$ .

б) Уровень турбулентности, обеспечивающий  $D_1(10 \text{ ГэВ}) \approx 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$  составляет  $\Delta W_a(\omega_r)/W_M \sim 10^{-6}$ .

в) При  $E < E_q$   $D_1(E)$  возрастает с уменьшением  $E$  (см. рис. 2). Из того, что такое нарастание не наблюдается при  $E \geq 1 \text{ ГэВ}$ , можно сделать вывод, что  $\omega_{\max} \sim \omega_{Hi}$  (см. (34)).

г) Частота  $\omega_{\min}$  ограничена лишь условием  $\omega_r(E) > \omega_{\min}$ .

3) Рассмотрение изотропной турбулентности приводит к следующему:

а) ЭМЗ вносит существенный вклад в рассеяние, благодаря чему  $D_1(E) \propto E^{\nu_1}$  (см. (36)), причем зависимости  $D(E) \propto E^{0.3}$  отвечает один из двух возможных корней  $\nu_1 = 1.5$ .

б) В области  $E > E_q$  при  $\nu_1 = 1.5$  получаем  $\Delta W_a(\omega_r)/W_M \sim 10^{-4}$ , что на два порядка больше, чем в одномерном случае.

в) Ограничения на частотный интервал:  $\omega_{\max} > 4 \cdot 10^{-3} \omega_{Hi}$  и  $\omega_{\min} < 10^{-3} \omega_r$  ( $E_r = 10 \text{ ГэВ}$ ) (см. 38), (39)).

г) Нелинейное уширение резонансов мало сказывается на рассеянии в области  $\mu \approx 0$ .

Отметим, что полученные результаты не позволяют отдать предпочтение одномерной или изотропной модели турбулентности а-волн в МЗС. Они лишь указывают необходимый спектральный интервал, интенсивность и форму спектра, которым должна удовлетворять каждая модель. Расчет этих характеристик представляет собой задачу, выходящую за рамки данной работы.

В заключение авторы благодарят И. Н. Топтыгина и А. Д. Каминкера за плодотворное обсуждение рассмотренных вопросов.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

## DETERMINATION OF THE INTERSTELLAR TURBULENCE PROPERTIES USING GALACTIC COSMIC RAY DIFFUSION COEFFICIENT DATA

V. N. FEDORENKO, V. M. OSTRYAKOV

We consider the pitch-angle scattering of the relativistic particles on the turbulence of Alfvén waves. We have taken into account the

resonant scattering on the harmonics  $\lambda \lesssim R_H(E)$  ( $\lambda$  being the wavelength,  $R_H(E)$  — relativistic giroradius), and the particle mirroring from the harmonics with  $\lambda \gg R_H(E)$ . We have found that given any anisotropic distribution of the waves the pitch-angle kinetic coefficient is an even function of the pitch-angle cosine. In the case of the power-spectrum turbulence we consider two types of its anisotropy: A — one dimensional; B — isotropic turbulence. Comparison of the theory with the galactic cosmic ray diffusion coefficient data enables us to estimate the Alfvén wave turbulence parameters which turn to be substantially different in the cases of A and B.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизика космических лучей, ред. В. Л. Гинзбург, Наука, М., 1984.
2. И. Н. Топтыгин, Космические лучи в межпланетных магнитных полях, Наука, М., 1983.
3. В. И. Алтуниин, Астрон. ж., 58, 534, 1981.
4. С. F. McKee, J. P. Ostriker, Astrophys. J., 218, 147, 1977.
5. V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, Rev. Mod. Phys., 48, 161, 1976.
6. V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, V. N. Tsytovitch, Astrophys. and Space Sci., 21, 13, 1973.
7. В. Н. Федоренко, Препр. ФТИ, № 765, Ленинград, 1981.
8. В. Н. Федоренко, Астрон. ж., 60, 1102, 1983.
9. E. A. Foote, R. M. Kulsrud, Astrophys. J., 233, 302, 1979.
10. A. Achterberg, Astron. and Astrophys., 98, 161, 1981.
11. Б. А. Гальперин, И. Н. Топтыгин, А. А. Фрадкин, Ж. эксперим. и теор. физ., 60, 972, 1971.
12. I. N. Topogin, Astrophys. and Space Sci., 20, 329, 1973.
13. В. Н. Федоренко, Препр. ФТИ, № 995, Ленинград, 1986.
14. R. M. Kulsrud, W. F. Pearce, Astrophys. J., 156, 445, 1969.
15. D. B. Melrose, D. G. Wentzel, Astrophys. J., 161, 457, 1970.
16. С. J. Cesarsky, R. M. Kulsrud, Astrophys. J., 185, 153, 1973.
17. G. D. Holman, J. A. Ionson, J. S. Scott, Astrophys. J., 228, 576, 1979.
18. H. J. Volk, Astrophys. and Space Sci., 25, 471, 1973.
19. F. C. Jones, T. B. Kaiser, T. J. Birmingham, Phys. Rev. Lett., 21, 347, 1973.
20. Б. А. Тверской, Ж. эксперим. и теор. физ., 52, 483, 1976.
21. В. Н. Цытович, Нелинейные эффекты в плазме, Наука, М., 1966.
22. К. Н. Степанов, Ж. эксперим. и теор. физ., 34, 1293, 1958.
23. М. А. Лившиц, В. М. Остряков, В. Н. Федоренко, Препр. ФТИ, № 891, Ленинград, 1984.
24. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, Наука, М., 1970.

УДК: 524.7—7

ТРЕХМЕРНАЯ ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ  
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ПЕРВОГО ТИПА

Р. А. КАНДАЛЯН

Поступила 18 июля 1986

Принята к печати 25 декабря 1986

Построены двумерная (радио, рентген) и трехмерная (радио, рентген, оптика) локальные функции светимости сейфертовских галактик первого типа. На основе частных коэффициентов ранговой корреляции показано существование истинной корреляции между радио- и рентгеновским излучением галактик Sy 1.

1. *Введение.* Выполненные до сих пор наблюдения галактик с активными ядрами в рентгеновском диапазоне дали ряд интересных результатов (см., например, обзор Вильсона [1]). В частности выяснилось, что большинство сейфертовских галактик первого типа являются мощными источниками рентгеновского излучения ( $10^{41}$ — $10^{45}$  эрг/с), а среди Sy 2 изредка встречаются рентгеновские источники со светимостью более  $10^{41}$  эрг/с. Существуют другие активные галактики, обладающие узкими эмиссионными линиями, которые по спектроскопическим характеристикам близки к Sy 2, но часто являются рентгеновскими источниками ( $10^{40}$ — $10^{43}$  эрг/с).

Рассматривалась также связь рентгеновского излучения со свойствами в других диапазонах электромагнитного спектра [1—4] и на этой основе выдвигались разные физические модели активности указанных галактик.

Часто при рассмотрении корреляции между светимостями в разных диапазонах, из-за эффекта селекции расстояний, обусловленного ограниченной чувствительностью наблюдений любого обзора, степень корреляции между этими величинами бывает переоценена. Рассмотрение же плотностей потоков в разных диапазонах для выявления корреляции между этими величинами может иногда привести к недооценке или потере истинной корреляции [5]. Рассмотрение корреляций на основе информации о светимостях предпочтительнее, однако при этом нужно учесть возможный эффект селекции расстояний.

В настоящей работе рассматриваются некоторые особенности сейфертовских галактик первого типа на основе их двумерной (радио, рентген)

и трехмерной (радио, рентген, оптика) локальных ( $z < 0.1$ ) функций светимости, построенных для полной выборки  $Sy1$  галактик ярче  $14^m.2$  [6].

2. *Выборка сейфертовских галактик первого типа.* Выборка сейфертовских галактик ярче  $14^m.2$  и метод построения двумерной (радио, оптика) функции светимости подробно описаны в [6], поэтому здесь мы приведем лишь список 35  $Sy1$  галактик (табл. 1). В табл. 1 последовательно даны: наименование галактики; красное смещение; фотографическая видимая величина; абсолютная фотографическая величина; логарифм радиосветимости на частоте 1.4 ГГц в единицах Вт/Гц; логарифм рентгеновской светимости в диапазоне 0.5—4.5 КэВ в единицах эрг/с (соответствующие  $H_0 = 75$  км/с Мпк). Для галактик Маркарян 590, 1048, 618, 509, 926, 530, NGC 4235, II Zw 136, Аракелян 564 по сравнению с [6] использованы результаты новых наблюдений этих объектов на 1.4 ГГц [7]. Скобками отмечены значения логарифмов радиосветимостей тех галактик, потоки которых пересчитаны на 1.4 ГГц с других частот со средним спектральным индексом  $\alpha = 0.75$  ( $S, \sim \nu^{-\alpha}$ ). Данные рентгеновских наблюдений в диапазоне 0.5—4.5 КэВ приведены в работах [2, 8—10]. Для галактики Маркарян 1040 плотность потока для диапазона 0.5—4.5 КэВ пересчитана с диапазона 2—10 КэВ со средним спектральным индексом  $\alpha = 0.5$ .

Выборка галактик  $Sy1$  полностью наблюдалась в радиодиапазоне, а в рентгеновском — только 23 объекта. При построении функции светимости, как и в [6], мы воспользовались методом, предложенным в [11], который наряду с измеренными значениями плотностей потоков использует также значения верхних пределов.

3. *Двумерная и трехмерная функции светимости.* В табл. 2, 3 приведены интегральные формы двумерной и трехмерной функций светимости соответственно. В скобках указано число объектов с измеренным радиоизлучением для данного интервала светимостей. На рис. 1, 2 представлены зависимости интегральной функции радиосветимости  $F(> L_{1.4})$  от  $\lg L_{1.4}$  соответственно в двумерном и трехмерном случаях. Чтобы не усложнять рисунки на них не приведены ошибки  $F(> L_{1.4})$ .

Из рис. 1 видно, что чем ярче сейфертовская галактика в рентгеновском диапазоне, тем с большей вероятностью она может быть радиоисточником с  $\lg L_{1.4} > 22.5$ . Отметим, что выборки  $\lg L_x < 43.5$  и  $\lg L_x \geq 43.5$  имеют примерно одинаковые средние значения красного смещения и абсолютной звездной величины. Разность вероятностей  $\Delta F(> L_{1.4})$  относительно сильных ( $\lg L_x \geq 43.5$ ) и слабых ( $\lg L_x < 43.5$ ) объектов в рентгеновском диапазоне еще сильнее проявляется, когда рассматриваются только те объекты, которые ярче также в оптическом диапа-

Таблица 1

ВЫБОРКА СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Галактика	$z$	$m_p$	$M_p$	$\lg L_{1.4}$ (Вт/Гц)	$\lg L_r$ (эрг/с)
Марк 335	0.025	13. <sup>m</sup> 6	-21. <sup>m</sup> 4	< 22.0	43.7
I Zw 1	0.061	14.0	-23.2	22.9	43.9
Марк 590	0.027	13.7	-21.4	22.2	43.5
1040	0.017	13.4	-20.8	<(22.6)	43.1
1044	0.016	14.2	-19.9	<(23.0)	
1048	0.043	13.7	-22.5	22.8	
Марк 609	0.034	14.2	-21.3	<(23.2)	<43.9
З С 120	0.033	13.7	-21.9	25.1	44.2
Марк 618	0.035	14.1	-21.6	22.6	43.3
Арак 120	0.033	13.9	-21.6	(23.7)	43.7
VII Zw 118	0.079	14.0	-23.5	<(24.3)	
Марк 79	0.022	12.8	-22.0	22.2	43.3
10	0.029	13.5	-21.8	< 21.8	<43.4
391	0.013	13.5	-20.1	< 21.2	
705	0.028	13.5	-21.7	< 21.5	<43.3
Марк 1243	0.036	14.2	-21.7	<(23.3)	
NGC 3516	0.0093	11.9	-20.9	22.8	
Марк 744	0.010	13.3	-19.7	<(22.2).	
NGC 4051	0.0024	11.2	-18.7	20.8	41.1
4151	0.0033	11.0	-19.6	22.0	42.3
NGC 4235	0.0077	12.9	-19.5	21.0	
Марк 766	0.013	13.5	-20.1	22.1	41.9
231	0.041	13.8	-22.3	23.8	<43.4
Марк 279	0.032	14.2	-21.4	22.6	43.8
NGC 5548	0.017	12.9	-21.3	22.7	43.2
Марк 471	0.034	14.2	-21.4	22.1	
817	0.032	14.0	-21.6	22.3	
841	0.036	13.7	-22.1	< 22.2	
Марк 509	0.035	12.5	-23.2	22.5	43.9
II Zw 136	0.062	13.8	-23.1	22.9	<44.6
Марк 304	0.065	14.2	-22.9	< 22.5	43.0
Арак 564	0.025	13.8	-21.1	22.5	
NGC 7469	0.017	12.7	-21.5	23.5	43.5
Марк 926	0.048	14.2	-22.2	23.2	44.6
Марк 530	0.029	14.1	-21.2	22.6	<43.7

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ДВУМЕРНАЯ  
ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ

$\lg L_x < 43.5$	$\lg L_x > 43.5$	$\lg L_{1,4}$
	$0.08 \pm 0.08$ (1)	25.2
		24.8
		24.4
$0.09 \pm 0.09$ (1)	$0.16 \pm 0.11$ (1)	24.0
	$0.33 \pm 0.16$ (2)	23.6
	$0.52 \pm 0.21$ (2)	23.2
$0.32 \pm 0.18$ (2)	$0.80 \pm 0.26$ 3	22.8
$0.66 \pm 0.27$ (3)	$0.89 \pm 0.28$ (1)	22.4
$< 0.93$ (0)	$< 1$ (0)	22.0
$< 1$ (0)		21.6
$1.0 \pm 0.43$ (1)		21.2
		20.8

Таблица 3

## ИНТЕГРАЛЬНАЯ ТРЕХМЕРНАЯ ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ

$\lg L_x < 43.5$		$\lg L_x > 43.5$		$\lg L_{1.4}$
$M_p > -21.5$	$M_p < -21.5$	$M_p > -21.5$	$M_p < -21.5$	
			$0.17 \pm 0.17$ (1)	25.2
				24.8
				24.4
	$0.17 \pm 0.17$ (1)		$0.34 \pm 0.24$ (1)	24.0
		$0.17 \pm 0.17$ (1)	$0.51 \pm 0.29$ (1)	23.6
		$< 0.34$ (0)	$0.84 \pm 0.37$ (2)	23.2
$0.25 \pm 0.25$ (1)	$0.38 \pm 0.27$ (1)	$0.59 \pm 0.34$ (2)	$1.0 \pm 0.41$ (1)	22.8
$0.75 \pm 0.43$ (2)	$0.59 \pm 0.34$ (1)	$0.80 \pm 0.40$ (1)		22.4
	$< 0.92$ (0)	$< 1$ (0)		22.0
	$< 1$ (0)			21.6
$1.0 \pm 0.5$ (1)				21.2
				20.8

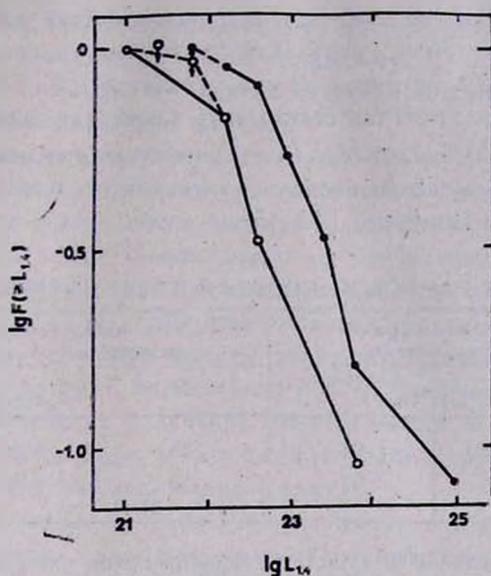


Рис. 1. Интегральная двумерная функция светимости сейфертовских галактик первого типа; ● —  $-\lg L_x \geq 43.5$ ; ○ —  $-\lg L_x < 43.5$ .

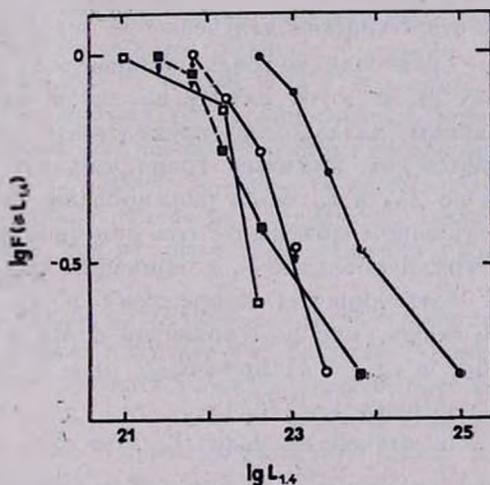


Рис. 2. Интегральная трехмерная функция светимости сейфертовских галактик первого типа; ● —  $M_p < -21.5$ ,  $-\lg L_x \geq 43.5$ ; ○ —  $M_p > -21.5$ ,  $-\lg L_x \geq 43.5$ ; ■ —  $M_p < -21.5$ ,  $-\lg L_x < 43.5$ ; □ —  $M_p > -21.5$ ,  $-\lg L_x < 43.5$ .

зоне ( $M_p < -21.5$ ) (рис. 2). Разница вероятностей для других пар незначима, как в случае  $M_p < -21.5$ . Таким образом, среди объектов с  $M_p < -21.5$  и  $-\lg L_x \geq 43.5$  радиисточники с  $\lg L_{1.4} > 22.5$  встречаются чаще, чем у других групп объектов.

Как было отмечено во введении, при рассмотрении взаимосвязи некоторых параметров в разных диапазонах спектра могут возникать эффекты селекции, искажающие истинные связи параметров. В настоящей работе для учета возможных эффектов селекции, а также для выяснения вопроса, какая из корреляций между  $M_p$ ,  $L_{1.4}$ ,  $L_x$  является основной для нашей выборки объектов, мы воспользовались методом частных коэффициентов ранговой корреляции Спирмана [12, 13].

Таблица 4

## КОЭФФИЦИЕНТЫ РАНГОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ И ИХ ДОСТОВЕРНОСТИ

Объекты с обнаруженным радио- и рентгеновским излучением			Объекты, наблюдавшиеся в радио- и рентгеновском диапазоне		
$n$	$R_{L_x L_{1.4}(M_p)}$	Достоверность (%)	$N$	$R_{L_x L_{1.4}(M_p)}$	Достоверность (%)
14	0.61	96	23	0.32	84
7 ( $M_p < -21.5$ )	0.85	97	12 ( $M_p < -21.5$ )	0.40	73

В табл. 4 приведены значения коэффициентов ранговой корреляции Спирмана и их достоверности для объектов с обнаруженным радио- и рентгеновским излучением, а также наблюдавшихся в обоих диапазонах. Число наблюдавшихся галактик обозначено через  $N$ , а число галактик с обнаруженным радио- и рентгеновским излучением — через  $n$ .  $R_{L_x L_{1.4}(M_p)}$  — частный коэффициент ранговой корреляции между  $L_x$  и  $L_{1.4}$  при фиксированных значениях  $M_p$  и  $z$ . В случае объектов, наблюдавшихся в радио- и рентгеновском диапазоне, приведенные коэффициенты и достоверности являются их нижними границами, так как объекты с верхними границами по  $L_{1.4}$  и  $L_x$  были ранжированы так, чтобы минимизировать соответствующие коэффициенты ранговой корреляции.

Для остальных групп объектов и комбинаций между  $M_p$ ,  $L_x$ ,  $L_{1.4}$ ,  $z$  соответствующие коэффициенты корреляции и их достоверности незначимы. Отметим лишь, что для объектов с  $M_p \geq -21.5$  доминируют связи  $M_p - L_{1.4}$  и  $M_p - L_x$  при  $R_{M_p L_{1.4}(L_x)} = R_{M_p L_x(L_{1.4})} = 0.7$ , хотя достоверность невысока ( $\sim 77\%$ ).

Таким образом, для данной выборки галактик Sy1 связь  $L_x - L_{1.4}$  является основной.

Неполнота наблюдений в рентгеновском диапазоне для данной выборки, вероятно, качественно мало изменит основные результаты, вытекающие из функции светимости, так как примерно для одинаковых чисел галактик из групп с  $M_p < -21.5$  и  $M_p \geq -21.5$  нет данных наблюдений в рентгеновском диапазоне. Кроме того, средние радио- и оптические характеристики галактик, не наблюдавшихся в рентгеновском диапазоне, мало отличаются от таковых для галактик, наблюдавшихся в этом диапазоне.

4. *Обсуждение.* Попытаемся на основе приведенных выше результатов, а также из ряда известных свойств сейфертовских галактик, представить модель ядер этих галактик, которая качественно в какой-то степени объяснит некоторые наблюдательные факты.

Предположим, что излучение ядерной области (несколько кпк) сейфертовской галактики, обусловленное активностью ядра, наряду с нетепловой составляющей имеет также тепловую составляющую излучения во всем диапазоне спектра. Правда, известно, что основная часть излучения сейфертовских галактик имеет нетепловую природу, хотя в случае галактик  $Sy 2$  или им подобных объектов тепловая составляющая излучения в некоторых диапазонах может внести определенный вклад в интегральное излучение или даже быть определяющей (см., например, [14—16]).

В пользу разделения излучения сейфертовских галактик на тепловую и нетепловую составляющие, в частности, в радиодиапазоне, свидетельствует также следующий наблюдательный факт.

Наблюдения ряда сейфертовских галактик в дециметровом и сантиметровом диапазонах с высоким угловым разрешением показали, что они (как, например, Маркарян 3, 6, 348, NGC 1068, 1275 и др.) наряду с ядерными компонентами имеют и протяженные компоненты [16—23]. Протяженные детали, особенно в галактиках  $Sy 2$ , хорошо совпадают с областями образований запрещенных линий, которые могут служить источниками теплового радиоизлучения этих галактик. Согласно теоретическим расчетам, приведенным в [16], на частоте 5 ГГц тепловой компонент радиоизлучения областей образования узких эмиссионных линий может достигать до 16% интегрального излучения. На более высоких частотах эта доля может быть еще выше. С другой стороны, эти же области на низких частотах могут поглощать синхротронное излучение ядер галактик, что проявляется в виде завалов в спектрах некоторых объектов  $Sy 2$  (Маркарян 6, 463, NGC 1068 [20, 22, 23]).

Естественно, что более реальную картину процессов, протекающих в этих галактиках, можно получить только после многочастотных наблюдений этих галактик с высоким угловым разрешением ( $\ll 1''$ ), когда будет возможным определить спектральные индексы отдельных радиоизлучающих деталей и их связь с окружающими объектами.

В рамках принятой нами модели излучения сейфертовских галактик можно предположить, что относительный вклад того или иного компонента (теплового или нетеплового) в интегральное излучение может проявляться в виде корреляции между наблюдаемыми величинами в разных диапазонах спектра. С этой точки зрения, положительная корреляция между рентгеновским и радиоизлучением для сейфертовских галактик первого типа, вероятно, свидетельствует о связи нетепловых компонентов излучения.

В заключение отметим, что недостаточное число галактик в отдельных группах по  $M_p$ ,  $L_x$ , а также малочисленность спектроскопических, морфологических и других данных не позволяют проводить уверенные сравнения некоторых параметров для этих групп в различных диапазонах спектра.

5. Основные результаты и выводы. а) Построены двумерная (радио, рентген) и трехмерная (радио, рентген, оптика) локальные функции светимости сейфертовских галактик первого типа. Показано, что среди галактик Sy 1 с  $M_p < -21.5$  и  $\lg L_x \geq 43.5$  радиоисточники с  $\lg L_{1.4} > 22.5$  встречаются относительно чаще, чем у более слабых объектов по  $M_p$ ,  $L_x$ .

б) На основе частных коэффициентов ранговой корреляции Спирмана показано существование истинной корреляции между радио- и рентгеновским излучением галактик Sy 1.

в) Если предположить, что излучение ядерной области сейфертовской галактики, обусловленное активностью ядра, наряду с нетепловой составляющей имеет также тепловую составляющую во всем диапазоне спектра, то относительный вклад того или иного компонента в интегральное излучение может проявляться в виде корреляции между наблюдаемыми величинами в разных диапазонах спектра. С этой точки зрения, положительная корреляция между рентгеновским и радиоизлучением для сейфертовских галактик первого типа, вероятно, свидетельствует о связи нетепловых компонентов излучения в этих диапазонах.

Автор выражает благодарность А. Р. Петросяну за обсуждение результатов настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE TRIVARIATE LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT TYPE 1 GALAXIES

R. A. KANDALIAN

The bivariate (radio, X-ray) and trivariate (radio, X-ray, optical) local luminosity functions for Seyfert type 1 galaxies has been derived. The existence of true correlation between radio and X-ray emission for Seyfert 1 galaxies has been shown on the basis of the partial rank correlation coefficients.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. S. Wilson, Proc. Roy. Soc. London A, 366, 461, 1979.
2. G. A. Kriss, C. R. Cantzares, G. R. Rickker, Astrophys. J., 242, 492, 1980.
3. E. I. Meurs, A. S. Wilson, Astron. and Astrophys., 136, 206, 1984.
4. M. Whittle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 213, 1, 33, 1985.
5. E. D. Feigelson, C. J. Berg, Astrophys. J., 269, 400, 1983.
6. Р. А. Кандалян, Астрофизика, 18, 580, 1982.
7. A. S. Wilson, E. J. A. Meurs, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 50, 217, 1982.
8. A. Lawrence, M. Elvis, Astrophys. J., 256, 410, 1982.
9. J. E. Steiner, Astrophys. J., 250, 459, 1981.
10. M. Elvis, T. Maccacaro, A. S. Wilson, M. J. Ward, M. V. Pentson, R. A. E. Fosbury, G. C. Perola, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 129, 1978.
11. Y. Avni, A. Soltan, H. Tananbaum, G. Zamorant, Astrophys. J., 238, 800, 1980.
12. М. Дж. Кендалл, А. Стюарт, Статистические выводы и связи. Наука, М., 1973.
13. J. T. Macklin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 1119, 1982.
14. R. Terlevich, J. Melnick, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 213, 841, 1985.
15. G. H. Rieke, Astrophys. J., 226, 550, 1978.
16. J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, R. A. Sramek, Astrophys. J., 247, 419, 1981.
17. J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, Astrophys. J., 278, 544, 1984.
18. J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, Astrophys. J., 285, 439, 1984.
19. R. V. Boole, A. Padlar, R. D. Davies, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 229, 1982.
20. A. Padlar, R. V. Boole, R. E. Spencer, O. J. Stewart, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 202, 647, 1983.
21. S. G. Neff, A. S. de Bruyn, Astron. and Astrophys., 128, 318, 1983.
22. В. С. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Санамян, Астрофизика, 18, 215, 1982.
23. В. С. Артюх, Р. А. Кандалян, М. А. Оганнисян, В. А. Санамян, Астрофизика, 23, 29, 1985.

УДК: 524.726—7

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК  
В ГРУППАХ ГАЛАКТИК

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 9 июля 1986

Принята к печати 20 декабря 1986

Показано, что спиральные галактики — члены групп галактик по радиосветимости уступают спиральным членам изолированных двойных систем, но превосходят изолированные спиральные одиночные галактики. Это справедливо как для первых по видимой яркости членов групп, так и для более слабых. У первых по яркости спиральных членов групп частота встречаемости радиоизлучения не ниже, чем у спиральных двойных систем и заметно выше, чем у спиральных одиночных галактик. Подтвержден также сделанный ранее вывод об активной роли первых по яркости галактик в группах галактик.

1. *Введение.* В конце семидесятых годов было показано, что среди галактик — членов изолированных пар галактик (в особенности в тесных парах) радиосточники встречаются значительно чаще, чем у изолированных одиночных галактик [1]. Этот вывод в дальнейшем был подтвержден в ряде работ [2—6].

Согласно [7, 8], спиральные галактики — члены пар по мощности радиоизлучения в 2—2.5 раза превосходят одиночные галактики тех же абсолютных величин.

В [9] на основании статистического исследования галактик, входящих в группы Тернера и Готта [10], показано, что радиоизлучение чаще наблюдается у первых по видимой яркости галактик в группах, чем у более слабых членов групп. Там же указывается, что частота встречаемости радиоизлучения у одиночных галактик поля заметно меньше, чем у первых по яркости членов групп тех же абсолютных величин.

Согласно [11], среди эллиптических галактик, входящих в скопления, имеющие радиоизлучение объекты встречаются чаще, чем среди эллиптических галактик поля. Процент встречаемости радиоизлучения еще выше, если E-галактики — члены скоплений в свою очередь являются членами групп, входящих в эти скопления. Согласно [12], частоты встречаемости радиоизлучения среди изолированных спиральных галактик и спиральных

галактик, являющихся членами скоплений, заметно не отличаются. В [13] показано, что спиральные галактики — члены скоплений в радиодиапазоне несколько менее мощны, чем галактики, находящиеся вне скоплений.

В работе [14] подробно исследуются радиоизлучательные способности галактик разных морфологических типов в группах в зависимости от плотности и морфологического состава групп. Там показано, что среди спиральных галактик в группах объекты, имеющие радиоизлучение выше предельного потока того или иного радиообзора галактик, встречаются чаще, чем среди галактик поля. Аналогичные выводы сделаны и в работах [15, 16]. Согласно же некоторым другим работам (например, [17]), частота встречаемости радиоизлучения среди спиральных галактик — членов групп ниже, чем у галактик поля. Согласно той же работе, спиральные галактики в группах и по мощности радиоизлучения несколько уступают галактикам поля. С другой стороны, в [14] сделан противоположный вывод: спиральные галактики в группах по сравнению с галактиками поля являются более мощными радиоизлучателями. В [18] на основании наблюдений с высокой разрешающей способностью и чувствительностью 37 бедных скоплений, которые фактически являются группами галактик, приведены данные, свидетельствующие в пользу того, что частота встречаемости радиоизлучения у галактик — членов групп несколько выше, чем у галактик поля. В [19] же показано, что нет разницы в радиоизлучательных способностях изолированных галактик и галактик — членов групп.

Противоречивость выводов, сделанных в вышеуказанных работах, на наш взгляд, в основном, можно объяснить двумя причинами. Во-первых, в части этих работ (как, например, в [19]) для сравнения частоты встречаемости или мощности радиоизлучения галактик — членов групп и галактик поля использованы выборки малых объемов и выводы, сделанные в них, ненадежны и, как отмечают и сами авторы этих работ, нуждаются в подтверждении. Во-вторых, в упомянутых работах для сравнения берутся галактики поля. Это понятие весьма относительное. Только когда используются обширные выборки таких галактик, можно считать, что они являются совокупностью случайно отобранных (в смысле принадлежности к системам галактик разной кратности) объектов. Но в подавляющем большинстве работ, посвященных исследованию радиоизлучательных способностей членов групп, объемы выборок галактик поля недостаточно обширны. Поэтому в одном случае среди них могут преобладать двойные и (или) кратные галактики или члены скоплений, в другом случае — одиночные галактики и т. д. Но, как мы уже говорили, частота встречаемости радиоизлучения и радиосветимости у одиночных галактик и галактик-членов двойных и кратных систем довольно сильно отличаются. И поэтому, при сравнении радиосвойств галактик — членов групп и галактик поля, в зависимости от того, какие системы доминируют в поле, можно прийти к разным (подчас проти-

воречивым) результатам. Необходимо также добавить, что иногда радиосвойства галактик — членов разных систем кратности сравниваются некорректно — без учета разницы в абсолютных звездных величинах сравниваемых галактик. Иногда же галактики разных морфологических типов рассматриваются вместе.

В этом сообщении радиоизлучательные свойства спиральных галактик в группах сравниваются с таковыми для изолированных спиральных одиночных галактик из списка [20] и спиральных компонентов изолированных двойных галактик из списка [21].

Для этой цели мы использовали каталог групп галактик [22], который, по всей вероятности, наиболее полный, «чистый» и однородный среди других каталогов групп галактик. Плотности потоков радиоизлучения брались из радиообзора галактик [23], в котором приведены данные наблюдений всех галактик UGC каталога [24] на частоте 2380 МГц, расположенных в поясе склонений  $0^\circ < \delta < +37^\circ$  и не слабее  $14^m.5$ . Из рассмотрения исключались группы галактик, которые, согласно [22], могут содержать оптические члены, и группы, являющиеся частью скоплений галактик. Таким образом, из 176 групп галактик каталога [22] рассматривались около 100, расположенных в вышеупомянутом поясе склонений. Они содержат от 3 до 30 членов.

2. *Результаты сравнения.* Сравнение радиосветимостей спиральных изолированных одиночных и двойных галактик из [20] и [21] на основании данных из того же радиообзора галактик [23] проведено ранее в работе [8]. В этой работе, как и в настоящем сообщении, для вычисления радиосветимостей и абсолютных звездных величин галактик использовались лучевые скорости, взятые из обзора [25]. Таким образом, сравнение радиосветимостей изолированных галактик, галактик — членов пар и членов групп производилось на основании однородного материала. Постоянная Хаббла принималась равной  $75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Видимые звездные величины исправлялись за поглощение в Галактике.

Зависимости  $\lg N \sim m$ , где  $N$  — количество объектов ярче видимой звездной величины  $m$ , исправленной за поглощение в Галактике, для выборок всех перечисленных трех видов объектов представлены на рис. 1. Эти зависимости для изолированных галактик и членов пар отличаются мало [8], и поэтому на рис. 1 приведены усредненные по ним значения  $\lg N$ . Из рисунка видно, что наклоны линий, представляющих зависимости  $\lg N \sim m$ , почти одинаковы. (Все выборки неполны одинаковым образом). Это дает нам основание для сравнения выборки галактик — членов групп с выборками изолированных одиночных галактик и компонентов двойных

систем. Малые расхождения между выборками в распределении  $\lg N \sim m$  не могут существенно влиять на полученные результаты.

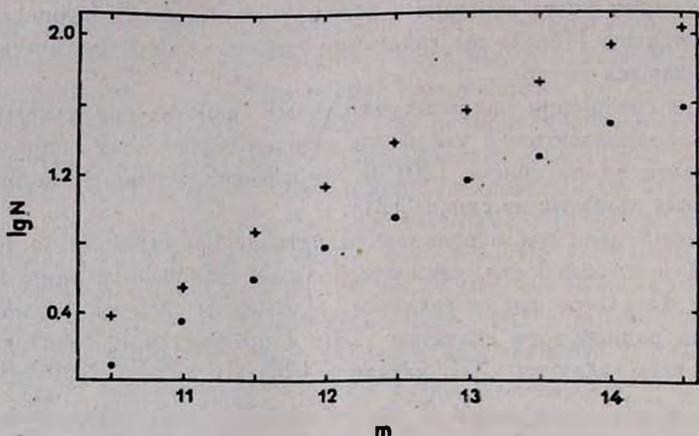


Рис. 1. Зависимости  $\lg N \sim m$ . Крестиками указаны спиральные члены групп. Точки соответствуют усредненным по выборкам изолированным одиночным галактикам и компонентам пар значений.

Списки выборок одиночных спиральных галактик и членов пар из [20, 21], использованных нами, даны в [8]. В табл. 1 приводятся средние данные этих выборок и выборки спиральных галактик—членов групп.

В таблице указаны средне-квадратические ошибки средних расстояний и абсолютных величин. В последней строке табл. 1 приведены проценты галактик, плотность потока излучения которых на частоте 2380 МГц равна или выше 9 мЯн. Количества обнаруженных в радиодиапазоне галактик указаны в скобках.

Как следует из табл. 1, радионисточники среди спиральных членов изолированных пар галактик встречаются заметно чаще, чем среди спиральных членов групп. Вероятность того, что это отклонение случайное, около  $3 \cdot 10^{-3}$ . С другой стороны, изолированные одиночные спиральные галактики по частоте встречаемости радионисточников среди них практически не уступают спиральным членам групп.

Сравнение радиосветимостей спиральных изолированных галактик, членов пар со спиральными членами групп представлено на рис. 2, где по оси абсцисс отложены средние абсолютные величины для интервалов  $\Delta M = 1$ , а по оси ординат—соответствующие им средние логарифмы радиосветимостей на 2380 МГц. Прямые линии на рисунке представляют линии линейной регрессии зависимостей средних логарифмов радиосветимостей от абсолютной звездной величины изолированных галактик (нижня

прямая) и членов пар (верхняя прямая), взятые из [8]. Кружки соответствуют членам групп. Отрезками прямых линий указаны величины средне-квадратических ошибок средних абсолютных величин и логарифмов радиосветимостей. Цифры в скобках указывают количества объектов с плотностью потока, равной или выше  $9 \text{ мЯн}$ , использованных для вычисления средних логарифмов радиосветимостей для каждого интервала абсолютных величин.

Таблица 1  
СРЕДНИЕ ДАННЫЕ ВЫБОРОК СПИРАЛЬНЫХ ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИК, ЧЛЕНОВ ПАР И ЧЛЕНОВ ГРУПП

	Изолированные одиночные галактики	Члены изолированных пар галактик	Члены групп галактик
Количество объектов	90	93	282
Средние расстояния (Мпк)	$45 \pm 3$	$45 \pm 3$	$44 \pm 2$
Средняя абсолютная величина	$-19.7 \pm 0.2$	$-19.7 \pm 0.1$	$-19.6 \pm 0.1$
Процент обнаруженных радиосисточников	$34 \pm 6$ (31)	$55 \pm 8$ (51)	$38 \pm 4$ (108)

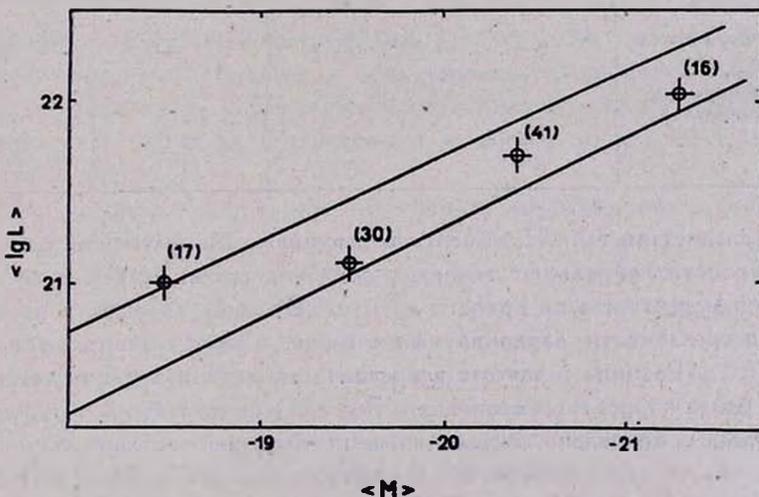


Рис. 2. Сравнение радиосветимостей спиральных галактик — членов групп с радиосветимостями спиральных компонентов пар галактик и одиночных спиральных галактик. Крестиками указаны члены групп. Объяснения в тексте.

Как следует из рис. 2, спиральные галактики — члены групп по радиосветимости уступают спиральным галактикам — членам пар, но превосходят изолированные спиральные галактики тех же абсолютных величин.

Согласно [13, 26], галактики подтипов  $So/a$ ,  $Sa$  и  $Sab$  по сравнению с галактиками более поздних подтипов обладают несколько менее мощным радиоизлучением. По процентному содержанию галактик разных морфологических подтипов, а также  $SB$ -галактик все три выборки отличаются мало. Этими различиями нельзя объяснить полученный нами результат о радиосветимости спиральных галактик, принадлежащих к группам галактик.

В табл. 2 представлены аналогичные табл. 1 данные о первых, вторых и т. д. по яркости спиральных галактиках — членов групп из [22]. При определении места, занимаемого по яркости в группе данной спиральной или иррегулярной галактикой, принимались во внимание также эллиптические и линзовидные члены группы и члены с неизвестными морфологическими типами.

Таблица 2

## СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППАХ

	Первые по яркости члены групп	Вторые по яркости члены групп	Третье по яркости члены групп	Четвертые по яркости члены групп (и более слабые)
Количество объектов	58	59	48	117
Среднее расстояние (Мпк)	$49 \pm 4$	$42 \pm 3$	$46 \pm 4$	$42 \pm 3$
Средняя абсолютная величина	$-20.5 \pm 0.1$	$-19.8 \pm 0.1$	$-19.7 \pm 0.2$	$-19.2 \pm 0.1$
Процент обнаруженных радиисточников	$62 \pm 10$ (36)	$44 \pm 9$ (26)	$33 \pm 8$ (16)	$26 \pm 5$ (30)

Как следует из табл. 2, объекты, имеющие радиоизлучение, среди первых по яркости спиральных галактик — членов групп встречаются заметно чаще, чем у вторых по яркости членов. В свою очередь, у последних частота встречаемости радиоизлучения выше, чем у третьих по яркости членов и т. д. Разница в частоте встречаемости радиоизлучения сохраняется и при более корректном сравнении. Это следует из табл. 3, где в первых пяти столбцах приведены аналогичные предыдущей таблице данные, но только для объектов в интервале абсолютных величин  $-21 \leq M \leq -18$ . (Поскольку объекты с  $M < -21$  встречаются главным образом у первых по яркости членов групп, а с  $M > -18$  — у четвертых по яркости и более слабых членов групп). Постоянное уменьшение относительного количества радиисточников среди спиральных членов групп при переходе от более ярких к более слабым членам нельзя также объяснить изменением морфологического состава галактик.

Таким образом, на основании большого статистического материала подтверждается вывод, сделанный ранее в [9]. Там этот вывод был сделан без деления галактик по морфологическим типам на основании исследования групп галактик из [10].

Таблица 3

## СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППАХ, ЧЛЕНЫ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ И ОДИНОЧНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ИНТЕРВАЛЕ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН

$$-21 < M < -18$$

	Первые по яркости члены групп	Вторые по яркости члены групп	Третьи по яркости члены групп	Четвертые и более слабые по яркости чл. групп	Члены пар	Одиночные
Количество объектов	39	55	39	94	72	68
Среднее расстояние (Мпк)	42 $\pm$ 4	42 $\pm$ 3	45 $\pm$ 4	45 $\pm$ 3	40 $\pm$ 3	47 $\pm$ 3
Средняя абсолютная величина	-20.0 $\pm$ $\pm$ 0.1	-19.8 $\pm$ $\pm$ 0.1	-19.8 $\pm$ $\pm$ 0.1	-19.5 $\pm$ $\pm$ 0.1	-19.7 $\pm$ $\pm$ 0.1	-19.9 $\pm$ $\pm$ 0.1
Процент обнаруженных радиисточников	64 $\pm$ 13 (25)	46 $\pm$ 9 (25)	33 $\pm$ 9 (13)	31 $\pm$ 6 (29)	54 $\pm$ 9 (39)	35 $\pm$ 7 (24)

Примечателен и следующий факт: несмотря на уменьшение относительного количества объектов, с обнаруженным радиоизлучением, при переходе от более ярких спиральных членов групп к более слабым, их средние радиосветимости для галактик одних и тех же абсолютных величин почти не меняются.

Если по проценту обнаружения спиральные галактики — члены групп, когда они рассматриваются независимо от того, какое место по яркости они занимают в группе, заметно уступают членам пар, то рассмотрение табл. 3 показывает, что первые по яркости члены групп по этому признаку не уступают членам пар. (Члены пар, с которыми сравниваются члены групп, в большинстве случаев являются первыми по яркости компонентами пар [8]). Из табл. 3 следует также, что среди спиральных членов групп, занимающих в группах первое место по яркости, радиисточники встречаются почти в два раза чаще, чем среди изолированных одиночных галактик тех же абсолютных величин. По сравнению с последними радиисточники, по-видимому, чаще встречаются и у вторых по яркости членов групп.

3. **Заключение.** На основании изучения радиоизлучательных способностей спиральных галактик в группах галактик из списка [22] в данной работе удалось установить, что они по радиосветимости уступают членам двойных систем, но превосходят одиночные галактики одних и тех же аб-

солютных звездных величин. Причем это справедливо как для первых по видимой яркости галактик — членов групп, так и для более слабых членов групп.

При рассмотрении частоты встречаемости объектов, имеющих радиоизлучение выше определенного уровня, оказалось, что если спиральные члены групп рассматриваются вместе, независимо от того, какое место в группе занимают они по видимой яркости, то среди них радиосточники наблюдаются заметно реже, чем среди спиральных членов изолированных двойных систем. Если же при таком рассмотрении учитывается и место, которое члены групп занимают в группах по яркости, то оказывается, что среди первых по яркости членов групп радиосточники встречаются не реже (а может быть даже несколько чаще), чем среди членов пар. Среди первых по яркости членов групп радиосточники встречаются почти в два раза чаще, чем среди изолированных одиночных галактик. Такой же вывод, но без разделения галактик по морфологическим типам, сделан ранее в работе [9], при сравнении частоты встречаемости радиоизлучения среди первых по яркости членов групп и одиночных галактик поля из списков [10]. По сравнению с одиночными галактиками, по-видимому, и среди вторых по яркости членов групп радиосточники встречаются чаще. Между тем, при общем рассмотрении (независимо от занимаемого по яркости места в группе) одиночные галактики по частоте встречаемости радиоизлучения практически не уступают членам групп.

Подтвержден также вывод об активной роли первых по яркости галактик в группах, сделанный ранее в [9].

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE RADIO EMISSION OF SPIRAL GALAXIES IN THE GROUPS OF GALAXIES

V. H. MALUMIAN

It has been shown that the spiral members of groups of galaxies are less luminous radiosources than the spiral members of the isolated double systems but they are more powerful radiosources than the isolated single spiral galaxies. This property of the members of groups does not depend on ranking of galaxies in groups. The radioemission among the first ranked spiral members of groups is observed not rarer than among the spiral members of pairs of galaxies and more often than among single spiral galaxies. The conclusion about the active role of the first ranked galaxies in groups made earlier is confirmed as well.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J. T. Stocke*, *Astron. J.*, 83, 348, 1978.
2. *M. T. Adams, E. B. Jensen, J. T. Stocke*, *Astron. J.*, 85, 1010, 1980.
3. *Г. М. Томасян*, *Астрофизика*, 18, 227, 1982.
4. *E. Hummel*, *Astron. and Astrophys.*, 96, 111, 1981.
5. *J. J. Condon, L. L. Dressel*, *Astrophys. J.*, 221, 456, 1978.
6. *А. Р. Петросян*, *Астрон. ж.*, 81, 441, 1984.
7. *D. R. Altschuler, C. A. Pantoja*, *Astron. J.*, 89, 1531, 1984.
8. *В. Г. Малумян*, *Астрофизика*, 25, 19, 1986.
9. *Г. М. Томасян, Э. Ц. Шахбазян*, *Астрофизика*, 17, 265, 1981.
10. *E. L. Turner, J. R. Gott, III*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 32, 409, 1976.
11. *L. L. Dressel*, *Astrophys. J.*, 245, 25, 1981.
12. *D. R. Altschuler, R. Giovanelli, M. P. Haynes*, *Astron. J.*, 89, 1695, 1984.
13. *G. Cavazi, G. Trinchieri*, *Astron. and Astrophys.*, 97, 128, 1981.
14. *А. П. Маггесян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 57, 21, 1985.
15. *Г. М. Томасян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 40, 57, 1969.
16. *J. W. Sulentic*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 32, 171, 1976.
17. *J. M. Giola, L. Gregorini, G. Vetolani*, *Astron. and Astrophys.*, 96, 58, 1981.
18. *R. J. Hanisch*, *Astron. and Astrophys.*, 133, 192, 1984.
19. *N. Brosch, N. Krumm*, *Astron. and Astrophys.*, 132, 80, 1984.
20. *В. Е. Караченцева*, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 8, 3, 1973.
21. *И. Д. Караченцев*, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 7, 3, 1972.
22. *M. J. Geller, J. P. Huchra*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 61, 1983.
23. *L. L. Dressel, J. J. Condon*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 53, 1978.
24. *P. Nilson*, *Uppsala General Catalogue of Galaxies, Acta Uppsaliensis, Ser. 5A*, 1, 1973.
25. *J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 89, 1983.
26. *E. Hummel*, *Astron. and Astrophys.*, 93, 93, 1981.

УДК: 524.7

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ В ОРИЕНТАЦИЯХ  
ГАЛАКТИК УППСАЛЬСКОГО И ЕЮО/УППСАЛЬСКОГО  
КАТАЛОГОВА. В. МАНДЖОС, А. Я. ГРЕГУЛЬ, И. Ю. ИЗОТОВА,  
В. В. ТЕЛЬНЮК-АДАМЧУК

Поступила 25 августа 1986

Принята к печати 5 декабря 1986

Исследовалась анизотропия в ориентациях галактик Уппсальского и ЕЮО/Уппсальского каталогов. Показано, что галактики обоих каталогов проявляют идентичную, статистически значимую четко выраженную анизотропию ориентаций видимых больших диаметров. Эффект дифференцирован по звездным величинам, угловым диаметрам и морфологическим типам. Приведены доводы в пользу его реальности. В пространственном отношении предпочтительной является модель, в которой нормали галактик компланарны одной и той же плоскости в пространстве. Эффект относится либо к внешним областям Местного сверхскопления, либо имеет даже больший масштаб.

1. *Введение.* Статистические исследования ориентаций галактик представляют интерес по крайней мере в двух аспектах. Во-первых, надежные наблюдательные данные о характере взаимной ориентации галактик в пределах одного скопления или сверхскопления могут служить тестом для выбора правильной теории образования и эволюции этих объектов. Во-вторых, оперируя выборками галактик, занимающих достаточно большие пространственные объемы, можно осуществлять в пределах этих масштабов проверку широко принятого тезиса об изотропии Метагалактики, что представляет значительный интерес с космологической точки зрения.

К одним из первых систематических исследований ориентаций галактик следует отнести работы Брауна [1—4]. Существенным результатом этих работ был тезис о том, что видимые большие диаметры галактик имеют предпочтительную ориентацию в направлении видимых больших диаметров тех скоплений, к которым они принадлежат. До последнего времени это положение не нашло убедительного подтверждения и даже некоторое время оспаривалось (см., например, работу Хоулея и Пиблза [5]). Правда, надо отметить, что в недавней работе Дьорговского [6] был обнаружен подобный эффект в скоплениях Coma. Им установлена четко выра-

женная анизотропия в ориентации видимых больших осей галактик с преимущественным направлением вдоль вытянутости скопления, причем эффект анизотропии ярче проявляется для периферийных частей скопления и для слабых галактик. Этот результат, однако, нуждается в дальнейшем подтверждении. Важно отметить ряд современных работ [7—9], направленных на исследование ориентаций галактик Местного сверхскопления (фактически, его центральных областей), которые показали, что если взаимная ориентированность и существует, то она незначительна и находится на грани статистической значимости. Следует также отметить взаимное противоречие в определении направлений предпочтительной ориентации, полученных в работе [7] и работах [8, 9], что, возможно, связано с маргинальным характером обнаруженных там эффектов. Одной из первых работ, в которых исследовались ориентации галактик всего северного неба, является работа Рейнхардта [10], в которой обнаружена статистически значимая предпочтительная ориентация видимых больших диаметров галактик в направлении приблизительно «север-юг». Этот результат был затем подтвержден Нильсоном [11] на основе данных созданного им Уппсальского каталога галактик северного неба (UGC) [12] и несколько позже в работах [13, 14], где, в частности, было показано, что большую анизотропию ориентаций проявляют более слабые галактики каталога UGC.

Данная статья представляет продолжение работ [13, 14]. Краткое изложение значительной части результатов настоящей работы представлено в сообщении [15].

2. *Выборки каталога UGC.* При отборе галактик из Уппсальского каталога П. Нильсона (UGC) [12], ( $\delta > -2^{\circ} 30'$ ) для статистического исследования их ориентаций были приняты два следующих критерия: 1) отбирались только спиральные галактики с уверенным констатированием спиральности и линзовидные галактики S0; 2) отбирались только галактики с уверенным позиционным углом, при отборе все карликовые системы отбрасывались. На основании этих критериев были образованы две выборки: UGC1 с  $m \geq 15.4$  и общим числом галактик  $N = 2309$  и выборка UGC2 с  $m < 15.4$ ,  $N = 3168$ . Все северное небо было разбито на 11 зон. Зоны занимают следующие площади неба: от 1 до 6 — по склонению от  $-2.5^{\circ}$  до  $30^{\circ}$ , по прямому восхождению размером по  $4^h$  каждая; от 7 до 10 — по склонению от  $30^{\circ}$  до  $60^{\circ}$ , по прямому восхождению размером по  $6^h$  каждая и зона 11, занимающая околополюсную область от  $60^{\circ}$  до  $90^{\circ}$ . Для обеих выборок в пределах каждой зоны были получены распределения галактик по позиционным углам (для UGC1 см. табл. 1). В большинстве зон галактики выборки UGC1 проявляют четко выраженную анизотропию ориентаций с предпочтительным направлением «север-юг».

На рис. 1а приведена гистограмма позиционных углов для всей выборки UGC1 в целом. Обращает на себя внимание достаточно плавный ход гистограммы и четкий максимум в районе позиционных углов 150—160°. Гипотеза изотропного распределения отбрасывается по критерию  $\chi^2$  на уровне  $\omega_1 = 6 \cdot 10^{-5}$ . Была выполнена аппроксимация хода этой гистограммы синусоидальной кривой аналогично Хоулей и Пиблзу [5]. Величина относительного отклонения  $\Delta$  этой кривой от среднего зна-

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ВЫБОРКИ UGC1 ( $m > 15.4$ )  
ПО ПОЗИЦИОННЫМ УГЛАМ

Позицион- ный угол (град.)	Зона											Всего
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
0—10	16	13	12	13	1	9	10	16	23	14	14	141
10—20	24	8	12	10	5	10	9	17	26	9	14	144
20—30	23	2	7	10	3	12	8	12	13	10	20	120
30—40	20	9	7	7	6	10	10	21	15	9	7	121
40—50	12	6	7	12	6	17	8	14	22	11	20	135
50—60	8	6	6	17	9	12	5	12	22	5	19	123
60—70	17	2	6	13	6	14	3	13	23	5	14	116
70—80	18	5	12	13	3	8	3	15	20	6	21	124
80—90	8	1	3	8	4	7	8	15	15	5	20	94
90—100	13	5	10	9	5	6	7	9	16	4	14	98
100—110	12	8	10	12	7	15	12	11	14	5	12	118
110—120	13	7	10	10	8	11	5	9	14	5	10	102
120—130	20	5	11	12	6	11	10	16	14	5	20	130
130—140	19	4	11	15	9	15	9	15	24	5	21	147
140—150	21	10	12	14	3	18	13	12	25	8	18	154
150—160	23	8	14	14	8	18	7	20	16	8	25	160
160—170	13	10	12	18	7	14	11	13	18	11	22	149
170—180	21	4	16	13	4	17	8	7	19	13	11	133
0—180	300	115	178	220	100	224	146	247	339	138	302	2309

чения равна 0.16, максимум при позиционном угле  $P_{\max} = 169.^\circ 2$ , а уровень значимости амплитуды  $\Delta$  оценивается величиной  $\omega_2 = 3 \cdot 10^{-7}$ . На основании этих данных можно констатировать, что ход гистограммы реален, а величина отклонения весьма значительна. Выборка более ярких галактик UGC2 также проявляет статистически значимую анизотропию такого же характера, однако выражена эта анизотропия слабее, чем в случае UGC1. Соответствующие параметры гистограммы, представляющие UGC2 (рис. 1б), равны:  $\omega_1 = 0.025$ ;  $\Delta = 0.09$ ;  $\omega_2 = 1.1 \cdot 10^{-3}$ ;  $P_{\max} = 169.^\circ 9$ .

3. Выборки каталога ESO. В основу образования выборок ЕЮО/Уппальского каталога [16] ( $\delta < -17.5$ ) (ESO) было положено те же два главных правила отбора, что и в случае выборок UGC: по морфологическому типу и надежности определения позиционного угла. В результате

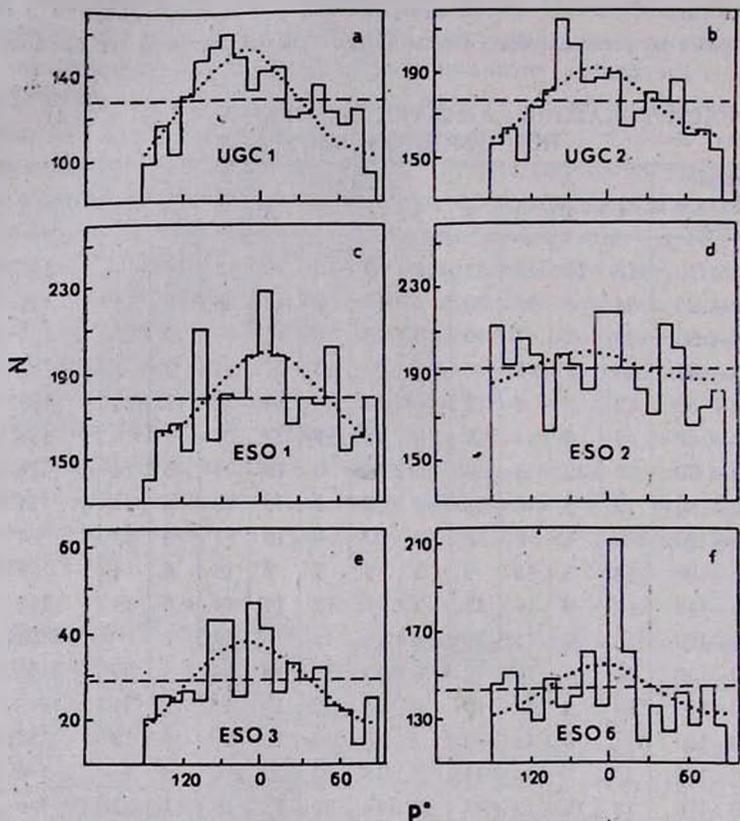


Рис. 1. Гистограммы позиционных углов видимой большой оси для выборок спиральных и линзовидных галактик: а — UGC1 ( $m > 15.4$ ); б — UGC2 ( $m < 15.4$ ); в — ESO1 ( $1.2 < \alpha < 1.5$ ); д — ESO2 ( $\alpha < 1.1$ ); е — ESO3 ( $\alpha < 1.1$ , только линзовидные); ф — ESO6 ( $\alpha > 1.6$ ). Пунктирные кривые — аппроксимация синусоидальной кривой.

были построены две выборки: ESO1 с  $1.2 \leq \alpha \leq 1.5$  ( $\alpha$  — видимый максимальный угловой диаметр) и общим числом галактик  $N = 3082$ ; выборка ESO2 с  $\alpha \leq 1.1$  и  $N = 3415$  и выборка ESO6 с  $\alpha \geq 1.6$  и  $N = 2583$ . Соответствующие гистограммы позиционных углов представлены на рис. 1с, 1д, 1ф. Галактики ESO1 проявляют такую же тенденцию предпочтительной ориентации „север-юг“, как и галактики выборки UGC1 северного неба. Уровень значимости отклонения от

изотропности по критерию  $\chi^2$  определяется величиной  $w_1 = 2 \cdot 10^{-8}$ . Амплитуда отклонения от среднего при аппроксимации синусоидальной кривой равна 0.14 с максимумом при  $P_{\max} = 6.^\circ 4$ . Уровень значимости этой амплитуды  $w_2 = 5 \cdot 10^{-7}$ . Таким образом, анизотропия в выборке ESO1 по своим качественным и количественным характеристикам идентична анизотропии в выборке UGC1. Галактики выборки ESO6, имеющие большие угловые диаметры по сравнению с галактиками ESO1, проявляют менее четкую (хотя качественно и такую же) тенденцию взаимной ориентации. Здесь в определенном смысле повторяется ситуация с выборками UGC1 и UGC2. Параметры анизотропии для выборки ESO6 равны:  $w_1 = 10^{-5}$ ;  $\Delta = 0.08$ ;  $P_{\max} = 172.^\circ 9$ ;  $w_2 = 1.9 \cdot 10^{-2}$ . Наконец, галактики выборки ESO2 демонстрируют значительно более близкую к изотропии картину. Соответствующие параметры равны:  $w_1 = 6 \cdot 10^{-3}$ ;  $\Delta = 0.03$ ;  $P_{\max} = 166.^\circ 5$ ;  $w_2 = 0.37$ . Галактики выборки ESO2 меньше по угловым размерам, чем галактики выборки ESO1, а значит статистически более далекие. Отсюда напрашивается вывод, что вышеприведенные данные по ориентациям галактик этих двух выборок однозначно говорят в пользу локальности эффекта с пространственным масштабом, следующим из различия их средних угловых диаметров. Однако возможно и другое объяснение такого различия в наблюдаемых анизотропиях ориентаций. Известно, что измерения позиционных углов у слабых спиральных галактик, в особенности с активными ядрами, зачастую приводят к фиктивным значениям даже при строгом соблюдении процедуры измерения, что обусловлено резкой неоднородностью распределения яркости внутри них. Это по терминологии П. Нильсона [11], так называемые «ошибки физической природы при измерении позиционного угла». При этом измеренный позиционный угол часто зависит от используемой предельной изофоты. Подобные эффекты могут быть причиной «анизотропизации» гистограмм выборок слабых галактик с малыми угловыми размерами. Этим может быть объяснена и изотропия ориентаций галактик ESO2, в которую вошли наименьшие по угловым размерам и, как правило, возмущенные галактики. С целью проверки этой гипотезы из ESO2 была образована подвыборка ESO3, составленная только из линзовидных галактик, поскольку следует ожидать, что у галактик этого морфологического типа данный эффект «искажения» позиционного угла минимален. В ESO3 число галактик оказалось равным 565. Галактики этой выборки проявили такую же анизотропию ориентаций, как и выборки UGC1 и ESO1. Для гистограммы этой выборки имеем:  $w_1 = 10^{-2}$ ;  $\Delta = 0.24$ ;  $P_{\max} = 171.^\circ 2$ ;  $w_2 = 2.9 \cdot 10^{-4}$  (рис. 1е). Этот результат говорит в пользу того, что гистограмма выборки ESO2 «анизотропизована» вышеупомяну-

тыми эффектами. Нужно отметить, что если подобная «изотропизация» гистограмм выборок предельно слабых галактик действительно имеет место, то учет этого обстоятельства исключительно важен. В частности, требуется пересмотр результатов работы [17], в которой на основе машинной обработки ряда выборок предельно удаленных галактик была установлена крупномасштабная изотропия их ориентаций.

4. *О реальности эффекта анизотропии.* Подытоживая вышеприведенные результаты можно констатировать, что галактики северного и южного неба проявляют идентичную, статистически значимую и весьма значительную по величине анизотропию ориентаций больших диаметров. Возникает вопрос о реальности этого эффекта. Нельзя априори исключать, что он является следствием систематических ошибок каталогов, в частности, селекции по позиционному углу при их составлении. На эти мысли наталкивает тот факт, что предпочтительным направлением ориентации является приблизительно такое выделенное направление, как «север-юг». Этот вопрос детально исследовался П. Нильсоном в монографии [11]. Ввиду исключительной важности этой проблемы для всей задачи в целом кратко отметим его результаты. Для 25 карт Паломарского атласа, повернутых на  $90^\circ$  относительно прежнего положения на рабочем столе, Нильсон повторил процедуру составления каталога, т. е. выделения галактик и измерения их параметров. Эта повторная процедура проводилась со сдвигом во времени на 3 месяца. Общее количество галактик, занесенных в каталог при прямом положении карт, оказалось равным 298, а при повернутом — 301, причем 297 из них, т. е.  $\approx 98\%$ , были общими в обеих выборках. Таким образом, верхняя граница селекции по позиционному углу составляет  $\sim 2\%$ . С другой стороны, чтобы объяснить анизотропию, скажем, гистограммы выборки UGC1 (рис. 1а), необходимо предположить селекцию по позиционному углу  $\sim 20\%$ . Следовательно, результат Нильсона практически исключает объяснение эффекта анизотропии такой селекцией. Нужно также отметить, что обе выборки галактик, как при прямом, так и при повернутом положении карт, проявили идентичные тенденции предпочтительной ориентации в направлении «север-юг», хотя уровень статистической значимости этой анизотропии в обоих случаях недостаточно высок в силу малочисленности выборок (гипотеза равновероятной ориентации отбрасывается на  $10\%$  уровне по тесту  $\chi^2$ ). Нильсон также установил, что ошибки при измерении позиционных углов, из класса уверенно определяемых, не превышают  $\pm 3^\circ$ , что едва ли может служить источником эффекта анизотропии такого масштаба, каким характеризуется выборка UGC1. Кроме того, следует принять во внимание то обстоятельство, что оба каталога, UGC и ESO, составленные на основе материалов, снятых на различных телескопах и обработанных разными авторами, проявляют идентичные эффекты анизотро-

лии ориентаций. На основании этих фактов можно принять с достаточно высокой степенью надежности эффект анизотропии как реальный. На этом будет основано дальнейшее обсуждение. Тем не менее, авторы считают, что этот вопрос нельзя полагать полностью исчерпанным. В частности, весьма желательна была бы проверка части ЕЮО/Уппсальского каталога при повернутых на  $90^\circ$  пластинках, аналогичная той, которую провел Нильсон для Уппсальского каталога.

5. *Модели пространственной ориентации.* Важным является вопрос, какой пространственной модели ориентации оптимально отвечают данные анизотропии. При решении этого вопроса использовались две наиболее простые и в определенном смысле взаимно противоположные модели: 1) *плоская*, в которой галактики ориентированы параллельно одной и той же плоскости в пространстве, и 2) *цилиндрическая*, в которой плоскости галактик параллельны касательным плоскостям одной избранной цилиндрической поверхности, т. е., другими словами, их нормали компланарны одной и той же плоскости, а по остающейся степени свободы ориентированы равновероятно. Идея плоской модели в пределах одного уплощенного скопления исторически возникла в рамках теории образования галактик в первично завихренной Вселенной [18—20]. Цилиндрическая модель ориентаций галактик в пределах плоского скопления была впервые предложена А. Дорошкевичем [21, 22], который исходил из теории образования скоплений из первичных слабых адиабатических возмущений плотности. В этом случае ось цилиндра перпендикулярна плоскости скопления. Несколько позже цилиндрическая модель пространственной ориентации галактик в вытянутом скоплении была предложена В. Икке [23], причем ось цилиндра в ней совпадает с большой осью скопления. Следует подчеркнуть, что выбор этих двух моделей обусловлен прежде всего их простотой, что особенно важно на первой стадии исследования. Авторы пока не связывают их жестко с какой-либо теорией образования галактик и скоплений, а также с какими-либо конкретными моделями крупномасштабной анизотропии во Вселенной (см., например, [24, 25]).

Под полюсами анизотропии будем подразумевать точки на небесной сфере, задающие направление нормали к основной плоскости в случае плоской модели и направление оси цилиндра в случае цилиндрической модели. Положение полюсов определялось путем минимизации функции  $Q = \sum \sin^2(P_i - P_{ii})/N$ , где  $P_i$  — позиционный угол  $i$ -ой галактики,  $P_{ii}$  — теоретическое значение этого угла в рамках используемой модели пространственной ориентации; в случае цилиндрической модели  $P_{ii}$  обозначает ожидаемое среднее значение позиционного угла; суммирование ведется по всем галактикам выборки. Результаты вычис-

ления экваториальных координат полюсов  $\alpha_*$  и  $\delta_*$  для выборок UGC1, ESO1 и ESO3 приведены в табл. 2. Здесь же приведены разности  $\bar{\Delta} = \bar{\Omega}_{из} - \Omega$ , где  $\bar{\Omega}_{из}$  — среднее значение суммы  $\Omega$  при случайной, равновероятной ориентации галактик ( $\bar{\Omega}_{из} = 0.5$ ). Эти разности представлены в величинах стандартного отклонения  $\sigma$ . Обращает на себя внимание тот факт, что в случае цилиндрической модели полюсы расположены компактной группой в пределах круга  $\sim 10^\circ$ , в то время как в случае плоской модели разброс полюсов достигает  $\sim 80^\circ$ . Величины  $\bar{\Delta}$ , являющиеся мерой согласованности модели с наблюдательными данными, в случае цилиндрической модели приблизительно в два раза превосходят соответствующие значения для плоской модели. Эти результаты говорят в пользу цилиндрической модели пространственной ориентации.

Таблица 2

ПОЛЮСЫ АНИЗОТРОПИИ ПО ДВУМ МОДЕЛЯМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ  
ОРИЕНТАЦИИ ГАЛАКТИК

Выборка	Число галактик	Плоская модель			Цилиндрическая модель		
		координаты полюса		$\bar{\Delta}$	координаты полюса		$\bar{\Delta}$
		$\alpha_*$	$\delta_*$		$\alpha_*$	$\delta_*$	
UGC1	2309	$1^h 20^m$	$+11^\circ$	$3.0\sigma$	$6^h 12^m$	$+84^\circ$	$5.3\sigma$
ESO1	3082	4 28	$-24$	2.8	0 24	$+82$	6.0
ESO3	565	23 08	$-25$	2.2	21 16	$+86$	3.5
ESO5	443	5 52	$+5$	5.6	14 56	$+35$	5.0

Данные о наклонах (видимых сжатостях) галактик подвержены значительным систематическим ошибкам [11]. В связи с этим эти данные мы использовали независимо от данных по позиционным углам. Были образованы две выборки спиральных и линзовидных галактик с уверенно определяемыми угловыми диаметрами: UGC3 с  $m \geq 15.4$ ,  $N = 2827$ ; ESO4 с  $1.2 \leq a \leq 1.5$  и  $N = 1807$ , а также выборка ESO5 только линзовидных галактик с  $a \leq 1.1$ ,  $N = 443$ . Для этих выборок была проведена процедура определения полюсов анизотропии. С этой целью использовались статистические плоская и цилиндрическая модели пространственной ориентации [7]. Координаты полюсов анизотропии вычислялись путем минимизации суммы  $\Omega = \sum_{i=1}^N (R_i - r)^2 / N$ , где  $R_i$  — отношение малого углового диаметра  $i$ -ой галактики к большому;  $r$  — корень квадратный из среднестатистического теоретического значения квадрата этой величины, вычисленного в рамках используемой модели. Варьированию подвергались как координаты полюса  $\alpha_*$  и  $\delta_*$ , так и полуширина диаграммы ориентаций  $\theta$ . Вычисления проводились в предположениях как нулевой, так и конечной толщины га-

ластик. В обоих случаях результаты практически совпадают. Расчеты показали, что выборки UGC3 и ESO4 не удовлетворяют ни одной из моделей в силу того, что для этих выборок минимальное значение суммы всегда превышает соответствующее значение для изотропного случая. Одним из возможных объяснений этого может быть то обстоятельство, что спиральные галактики вносят большие систематические ошибки в данные о наклонах [11]. В отличие от выборок UGC3 и ESO4 выборка линзовидных галактик ESO5 удовлетворяет обе модели: при  $\theta = 30^\circ$  цилиндрическую и при  $\theta = 40^\circ$  — плоскую. Координаты соответствующих полюсов представлены в табл. 2. Полюс в случае цилиндрической модели находится в пределах круга диаметром  $\sim 10^\circ$  по отношению к полюсам выборок UGC1, ESO1 и ESO3, в то время как в случае плоской модели разброс достигает более  $100^\circ$ . Таким образом, результаты вычисления полюсов по данным наклонов для выборки ESO5 также говорят в пользу цилиндрической модели.

Для проверки возможного влияния зоны избегания Млечного пути на результаты вычислений полюсов анизотропии все небо разбивалось на малые площадки, и каждой площадке приписывался определенный весовой множитель таким образом, чтобы вклад каждой площадки в квадратичные суммы  $\Omega$  и  $\bar{\Omega}$  был пропорционален ее площади. Затем повторялась процедура вычисления полюсов. Каких-либо существенных изменений в результатах такое «выравнивание» плотности галактик не дало.

6. *Обсуждение полученных результатов.* Переходя к обсуждению, нужно прежде всего отметить, что эффект анизотропии не связан с какой-либо одной областью на небесной сфере, а «представлен равномерно» по всему небу. Это хорошо демонстрируется данными табл. 1, где приводятся распределения галактик выборки UGC1 по позиционным углам для различных зон северного неба. Такова же ситуация и для южного неба. Это же подтверждает статистика распределения галактик UGC1 в пределах областей скопления галактик класса «Near» из каталога Цвикки CGCG [26]. На рис. 2 представлены данные количества этих скоплений  $nn$ , в пределы контуров которых попадает  $NN$  галактик выборки UGC1. Среднее число галактик  $\bar{NN}$ , попадающих в пределы контура одного скопления, равно 1.8 при стандартном отклонении  $\sigma = 4.3$ . Таким образом, галактики выборки UGC1, как правило, не концентрируются в окрестностях скопления Цвикки, а достаточно равномерно распределены на небесной сфере.

Вопрос о пространственном масштабе эффекта анизотропии должен решаться на основе данных красных смещений галактик. Однако ситуация пока такова, что те галактики, которые входят в построенные нами выборки, крайне слабо охвачены процессом измерения лучевых скоростей. Если расширить выборку UGC1 отказом от требования надежного определения

позиционного угла, оставив прежние критерии по морфологическому типу (спиральные и линзовидные) и звездной величине ( $m \geq 15.4$ ), то по данным трех больших каталогов лучевых скоростей — Вокулера и др. [27], Гухтмайера и др. [28], Руда и Пиблаза [29] можно отобрать 211 галактик с измеренными лучевыми скоростями. У этих галактик распределение по

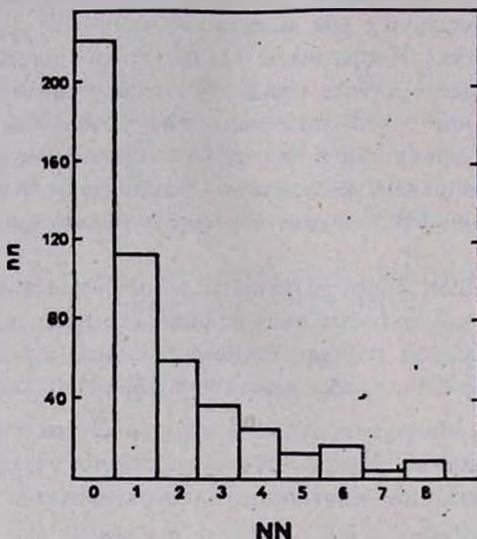


Рис. 2. Распределение галактик выборки UGC1 в пределах областей скопления класса «Near» из каталога Цвикки.

скоростям следующее:  $N_1 = 39$  ( $V \leq 2500$  км/с);  $N_2 = 29$  ( $2500 < V \leq 4000$  км/с);  $N_3 = 63$  ( $4000 < V \leq 6000$  км/с);  $N_4 = 51$  ( $6000 < V \leq 8000$  км/с);  $N_5 = 14$  ( $8000 < V \leq 10\,000$  км/с);  $N_6 = 15$  ( $V > 10\,000$  км/с).

Среднее значение скорости у этих галактик  $\bar{V} = 5300$  км/с при стандартном отклонении  $\sigma = 365$  км/с. Нужно учесть также следующие факты: 1) выборка UGC1 более слабых галактик проявляет больший эффект анизотропии, чем выборка UGC2 с более яркими галактиками; 2) галактики ESO1 меньших угловых размеров, чем галактики выборки ESO6 проявляют более острую тенденцию взаимной ориентации по сравнению с галактиками последней; 3) несмотря на то, что ядро Местного сверхскопления — скопление Девы — находится в северном полушарии, эффект анизотропии как качественно, так и количественно идентичен в северном и южном небе и вообще «равномерно представлен» по всей небесной сфере; 4) выборка линзовидных галактик ESO3 предельно малых угловых размеров ( $a \leq 1.1'$ ) проявляет столь же сильный эффект анизотропии, как и выборки UGC1 и ESO1. В свое время одним из основных доводов в пользу существова-

ния Местного сверхскопления была тенденция концентрации ярких галактик вокруг некоторого большого круга на небесной сфере [30], который впоследствии был определен как сверхгалактический экватор. Галактики выборки UGC1, ESO1 и ESO3, в которых максимально выражен эффект анизотропии, не проявляют этой тенденции сгущивания в полосе вокруг сверхгалактического экватора (рис. 3). Помимо избегания зоны Млечного

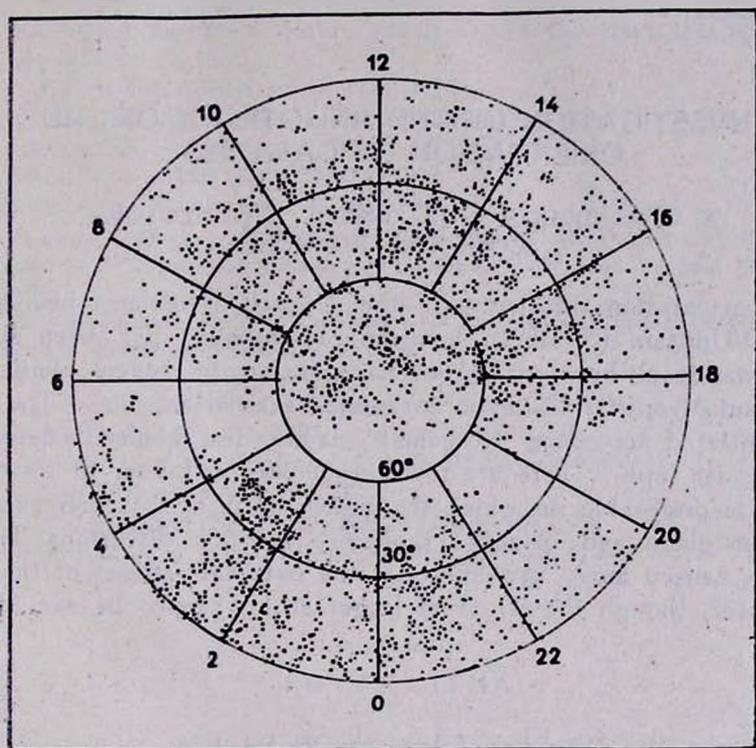


Рис. 3. Распределение галактик выборки UGC1 на небесной сфере.

пути на рисунке не видно какой-либо четкой крупномасштабной тенденции отклонения от равномерного распределения. Это может быть объяснено тем обстоятельством, что галактики этих выборок входят, как правило, не в основное тело Местного сверхскопления, а принадлежат его гало (см., например, [31, 32]).

Все эти факты вместе взятые позволяют сделать предварительный вывод, что эффект анизотропии ориентаций видимых больших осей галактик Уппсальского и ЕЮО/Уппсальского каталогов связан, в основном, с внешними, периферийными областями Местного сверхскопления (его гало) либо имеет пространственный масштаб, значительно превосходящий размеры

последнего. Окончательное заключение по этому вопросу возможно лишь после того, как будут измерены лучевые скорости большинства галактик используемых выше выборок. Нельзя исключить также и тот вариант, при котором действительно слабые по светимости и меньшие по линейным размерам галактики проявляют взаимную ориентированность более остро, чем галактики-гиганты.

Киевский государственный  
университет

## INVESTIGATION OF THE ANISOTROPY OF THE ORIENTATION OF GALAXIES

A. V. MANDZHOS, A. JA. GREGUL, I. YU. IZOTOVA,  
V. V. TEL'NYUK-ADAMCHUK

The orientation anisotropy of the Uppsala (Northern hemisphere) and ESO/Uppsala (Southern hemisphere) galaxies has been studied. The galaxies from both catalogues have shown to reveal similar pronounced anisotropy in the apparent major axes orientations. The effect is differentiated according to galaxy magnitudes, angle diameters and morphological types. There are some arguments in favour of its reality. A model is preferable, in which the galaxy normals are complanar with some given plane and oriented randomly in other directions. The anisotropy is caused most probably by the external regions of the Local Supercluster, though the effect of larger scales cannot be excluded.

### ЛИТЕРАТУРА

1. F. G. Brown, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 99, 534, 1938.
2. F. G. Brown, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 127, 517, 1964.
3. F. G. Brown, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 138, 527, 1968.
4. F. G. Brown, S. P. Wyatt, Astron. J., 60, 415, 1955.
5. D. L. Hawley, P. J. E. Peebles, Astron. J., 80, 477, 1975.
6. S. Djorgovski, Astrophys. J., Lett. Ed., 274, L7, 1983.
7. Y. Yaaniste, E. Saar, Preprint Inst. Astrophys. and Atmosph. Physics, A-2, Tartu, 1977.
8. H. T. McGillivray, R. J. Dodd, B. V. McNally, H. G. Corwin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 605, 1982.
9. S. Karponidis, W. T. Sullivan, Astron. and Astrophys., 118, 33, 1983.
10. M. Reinhardt, Veroff. Astron. Inst. Bonn, 80, 1, 1970.
11. P. Nilson, Rep. Uppsala Astron. Observ., No. 3, 1974.
12. P. Nilson, Ann. Uppsala Astron. Observ., 6, 1, 1973.
13. А. В. Манджос, В. В. Тельнюк-Адамчук, Астрон. циркуляр, № 908, 5, 1976.

14. А. П. Кобцшкин, А. В. Манджос, В. В. Тельнюк-Адамчук, Астрометрия и астрофиз., вып. 33, 30, 1977.
15. А. В. Манджос, В. В. Тельнюк-Адамчук, А. Я. Грезуль, Письма в Астрон. ж., 11, № 7, 495, 1985.
16. А. Lauberts, The ESO/Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas, Munchen, 1982.
17. F. Valdes, J. A. Tyson, J. F. Jarvis, Astrophys. J., 271, 431, 1983.
18. J. H. Oort, In: „11-th Solvay Conference on the Structure and Evolution of the Universe“, Brussels, 1958, p. 163.
19. Л. М. Озерной, Астрон. ж., 48, 1160, 1972.
20. L. M. Osernot, In: “The Formation and Dynamics of Galaxies“, IAU Symp. No. 58, Dordrecht-Reidel, 1964, p. 85.
21. А. Г. Дорошкевич, Астрон. ж., 49, 1221, 1972.
22. А. G. Doroshkevich, Astrophys. Lett., 14, 11, 1973.
23. V. Icke, Astron. and Astrophys., 27, 1, 1973.
24. F. Birch, Nature, 298, No. 5873, 451, 1982.
25. Р. М. Мурадян, Астрофизика, 24, 396, 1984.
26. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, T. C. Kowal, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Pasadena, Calif. Inst. Technol., 1—6, 1961—1968.
27. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Texas, 1976.
28. W. K. Huchtmeier, O.-C. Richter, H.-D. Bohnenstengel, M. Hauschildt, A General Catalogue of H1 Observations of External Galaxies, Sci. Prepr. Eur. South. Observ., No. 250, 1983.
29. H. J. Rood, P. J. E. Peebles, A Catalog of Galaxy Redshifts, Preprint, 1980.
30. Ж. Вокюлер, Астрон. ж., 36, 977, 1959.
31. B. R. Tully, Astrophys. J., 257, No. 2, part 1, 389, 1982.
32. G. Chincarini, H. J. Rood, Sky and Telesc., 59, No. 5, 364, 1980.

УДК: 524.74

ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ И ОРБИТАЛЬНЫЕ МАССЫ  
ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

В. А. МИНЕВА

Поступила 17 декабря 1985

Принята к печати 20 декабря 1986

Приведена сводка индивидуальных оценок массы 124 компонентов изолированных пар галактик из каталога Тернера, для которых имеются опубликованные данные по дисперсиям скоростей в центральной части галактик, по ширине профиля радиолонии 21 см и по амплитуде кривой вращения галактик. Из сравнения орбитальных оценок массы с суммой индивидуальных масс двойных галактик сделан вывод, что основная часть массы галактик находится в пределах их стандартного оптического диаметра  $A_{25}$ . Рассмотренные наблюдательные данные для пар галактик Тернера не содержат никаких аргументов в пользу гипотезы массивных корон. Хорошее согласие между орбитальными и индивидуальными оценками массы наблюдается при почти круговых движениях галактик в парах со средним эксцентриситетом орбит 0.25.

1. *Введение.* Вопрос о существовании невидимых массивных корон вокруг галактик возник в результате обнаружения рядом авторов «плоских» кривых вращения у многих галактик в пределах их оптических границ [1—5]. Из-за сложности измерения скорости вращения вне этих границ трудно сказать что-либо определенное о полной массе и размерах этих невидимых корон.

Изолированные пары галактик дают хорошую возможность решить проблему скрытых масс, так как для них можно одновременно определить индивидуальные массы каждого из компонентов и общую массу галактик по их орбитальному движению. Предположение о существовании массивных корон допускает проверку путем сравнения орбитальной оценки массы с суммой индивидуальных масс у членов пары, определяемых по внутренним движениям. Такая задача требует наличия достаточно большого статистического материала из-за влияния эффектов проекции.

Некоторыми авторами уже проводились такие исследования, но выборки были статистически непредставительными [6—7]. Последние и наиболее полные данные по оценкам орбитальной массы у 423 галактик [8], данные из сравнения орбитальной оценки массы с суммой индивидуальных масс для 37 (4) и 227 двойных галактик [9] свидетельствуют о том, что

основная часть массы галактик заключена в границах их стандартного оптического диаметра  $A_{25}$ . Таким образом, присутствие скрытой массы в тесных парах себя не обнаруживает.

Чтобы увеличить статистическую достоверность материала, а также проверить влияние на конечный результат различных способов отбора изолированных пар галактик, мы приводим в настоящей работе результаты оценок массы двойных галактик из списка Тернера [10]. Этот список содержит 156 двойных систем, отобранных по критерию изолированности, с видимыми величинами обоих компонентов ярче  $14.^m5$ . Для 135 из них была определена дисперсия скоростей в центральных областях галактик [11], что позволяет вычислить индивидуальную массу галактик. Кроме того, мы использовали данные о полуширине профиля радиолинии водорода 21 см и кривых вращения, которые были собраны в каталоге Хатчмайера [12].

2. *Оценки индивидуальных и орбитальных масс.* Оценка полной массы галактики с распределением плотности по закону Вокулера [13] имеет вид

$$\mathfrak{M} = \gamma^{-1} \alpha^{-1} (A_e/2) 3kS_V^2, \quad (1)$$

где  $S_V^2$  — дисперсия звездных скоростей в центральной области галактики;  $A_e$  — эффективный линейный диаметр, внутри которого заключена половина светимости (массы) галактики, а коэффициент  $\alpha = 0.3358$  характеризует вокулеровский профиль галактики\*. Безразмерный фактор  $k$  введен для учета изменения дисперсии лучевых скоростей звезд вдоль радиуса галактики. Согласно данным [14] мы приняли  $k = 1/2$ . Так как эффективный диаметр  $A_e$  известен для малого числа галактик, удобнее использовать стандартный изофотный диаметр  $A_{25}$ , который измерен для многих галактик. Согласно [9] формула перехода от  $A_e$  к  $A_{25}$  имеет вид

$$\langle \lg A_{25} \rangle = \langle \lg A_e \rangle + 0.452 + C_T, \quad (2)$$

где член  $C_T$  отражает слабую зависимость от морфологического типа галактики. Для разных морфологических типов средние значения этой поправки следующие: 0.00 (E); +0.06 (S0); +0.03 (Sa); —0.02 (Sb); —0.05 (Sc). Таким образом, для вычисления массы галактики мы использовали соотношение

$$\mathfrak{M}_{25} = 0.182 (S_V/100)^2 A_{25} \cdot 10^{C_T}, \quad (3)$$

\* Формула (1) с  $\alpha = 0.3358$  не вполне применима к галактикам типов Sc и Sm. Таких объектов в настоящей работе около 12%. Если заменить закон Вокулера на экспоненциальный (для тонкого диска галактики), то  $\alpha' = 0.422$ . Таким образом, оценка массы может уменьшиться на фактор  $0.3358/0.422 = 0.80$ . Ошибкой 20% можно пренебречь.

где масса выражена в  $10^{10} M_{\odot}$ ,  $S_V$  — в км/с, а  $A_{25}$  — в кпк. Для определения морфологических типов галактик  $T$ , линейных диаметров  $A_{25}$  и видимых сжатий  $e_{25}$ , приведенных к стандартной изофоте, мы привлекали различные источники данных: каталог Вокулера [15] —  $R$ ; каталог Нильсона [16] —  $N$ ; Караченцева [17] —  $K$ , а также измерения на Паломарском атласе —  $P$ . Предпочтение источников данных было в последовательности, которая указана выше. Редукция звездных величин и угловых диаметров осуществлялась по схеме, принятой в [18].

Основные характеристики галактик мы представляем в трех таблицах. В табл. 1 включены результаты определения индивидуальных масс по дисперсии скоростей для обоих компонентов 41 пары, в таблицу 2 — 15 оценок массы для одного более яркого компонента, чья светимость составляет не менее 60% от суммарной светимости членов пары. В табл. 3 мы приводим оценки индивидуальных масс для двух компонентов 7 пар и для более ярких компонентов 13 пар, у которых отсутствовали данные по дисперсии скоростей, но имелась возможность определить  $M$  другими способами: по амплитуде кривой вращения галактики ( $V_m$ ) или по ширине профиля радиолинии 21 см ( $W$ ). При этом мы воспользовались калибровочной зависимостью, предложенной в [19]:

$$(W_{20})/2 \sin i = 1.2 V_m, \quad (4)$$

где  $W_{20}$  — наблюдаемая ширина профиля радиолинии 21 см на уровне 20% от максимальной интенсивности,  $i$  — угол наклона оси вращения галактики к лучу зрения, а  $V_m$  — максимальная скорость вращения в галактике. Массу галактики, заключенную внутри стандартной изофотой  $25 m/\text{кв. сек}$ , мы определяли по формуле

$$M_{25} = \gamma^{-1} V_m^2 (A_{25}/2), \quad (5)$$

где  $\gamma$  — постоянная тяготения. Значения  $W_{20}$  или  $V_m$  были взяты из сводки Хатчмайера [12]. Когда в каталоге [12] имелись только оценки ширины линии на уровне 50%, для перехода к  $W_{20}$  использовалось эмпирическое соотношение  $W_{20} = 1.38 \langle W_{50} \rangle$ .

В столбцах табл. 1 приводятся следующие данные: 1 — номер пары из списка Тернера [10]; 2 — морфологические типы галактики; 3 — лучевые скорости двойных галактик, исправленные за движение Солнца по формуле RCG [15], а также ошибки измерения скорости; 4 — линейные диаметры галактик в кпк, определенные по угловым диаметрам до изофоты  $25 m/\text{кв. сек}$  и индивидуальным лучевым скоростям при постоянной Хаббла  $H = 75 \text{ км/с Мпк}$ ; буквами обозначен источник данных о морфологических типах и величинах  $A_{25}$  и  $e_{25}$ ; 5 — средняя квадратичная скорость  $S_V$  звездных движений в центре галактики и ошибка ее измерения; 6 — логарифм

Таблица 1

№	T	$V_0 \pm \sigma_V$ (км/с)	$A_{23}$ (рпк)	$S_V \pm \sigma_S$ (км/с)	$\lg \mathfrak{M}$ ( $\mathfrak{M}_\odot$ )	$\lg f_i$ ( $f_\odot$ )	$\lg \mathfrak{M}_k$ $\lg f (f_\odot)$	$\lg \eta$ $\lg X$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
4a	E	8668 $\pm$ 27	29.25 K	189 $\pm$ 33	11.28	0.74	11.44	-0.24
b	E	8781 $\pm$ 37	36.78 K	209 $\pm$ 45	11.47	0.89	0.57	1.43
5	E	5136 $\pm$ 46	15.74 R	308 $\pm$ 43	11.43	1.29	13.21	1.01
	E	6826 $\pm$ 25	87.63 R	286 $\pm$ 20	12.11	1.16	2.20	0.86
10	Sb	8850 $\pm$ 30	18.88 N	171 $\pm$ 45	10.98	0.15	11.57	-0.004
	Sa	8783 $\pm$ 40	37.47 N	196 $\pm$ 50	11.45	0.60	0.43	2.02
12	E	6053 $\pm$ 33	23.71 K	261 $\pm$ 34	11.47	1.11	10.77	-0.89
	E	6172 $\pm$ 30	25.37 K	192 $\pm$ 35	11.23	0.82	0.079	0.72
13	E	9522 $\pm$ 27	36.93 N	263 $\pm$ 29	11.67	0.91	12.71	0.83
	E	9330 $\pm$ 27	36.19 N	212 $\pm$ 30	11.47	0.84	1.71	2.24
21	Sc	11425 $\pm$ 32	46.97 P	173 $\pm$ 47	11.36	0.40	10.77	-1.40
	Sa	11443 $\pm$ 31	42.16 P	400 $\pm$ 28	12.12	1.13	-0.51	2.36
27	Sa	7800 $\pm$ 25	44.17 K	124 $\pm$ 43	11.12	0.50	13.37	1.74
	E	7184 $\pm$ 25	40.40 K	202 $\pm$ 25	11.48	0.96	2.50	1.89
31	Sa	8038 $\pm$ 24	37.41 N	207 $\pm$ 25	11.49	0.72	12.93	1.19
	Sb	8289 $\pm$ 30	32.15 N	206 $\pm$ 43	11.37	0.93	1.99	2.23
33	Sb	9511 $\pm$ 28	22.87 P	202 $\pm$ 41	11.21	0.26	12.70	1.01
	S0	9789 $\pm$ 32	49.36 N	177 $\pm$ 43	11.51	0.76	1.72	1.92
43	E	5366 $\pm$ 30	31.22 K	245 $\pm$ 25	11.53	1.14	13.65	1.93
	S0	7015 $\pm$ 24	33.74 K	160 $\pm$ 32	11.26	0.79	2.92	1.32
47	E	804 $\pm$ 22	5.30 R	178 $\pm$ 26	10.49	1.51	11.97	0.48
	S0	1127 $\pm$ 20	13.51 R	314 $\pm$ 20	11.44	1.28	1.77	1.05
48	Sa	6679 $\pm$ 22	34.19 K	287 $\pm$ 19	11.74	1.35	12.39	0.49
	Sa	6522 $\pm$ 21	31.11 K	200 $\pm$ 25	11.39	0.99	1.69	2.10
52	E	7277 $\pm$ 32	41.77 R	477 $\pm$ 27	12.24	1.63	13.33	0.99
	E	6315 $\pm$ 33	36.25 R	260 $\pm$ 33	11.65	1.04	2.42	1.46
53	E	5453 $\pm$ 24	21.36 P	167 $\pm$ 26	11.03	0.69	13.71	2.08
	E	6895 $\pm$ 20	26.74 P	256 $\pm$ 20	11.50	0.86	2.88	1.49
58	S0	6458 $\pm$ 26	45.59 R	269 $\pm$ 26	11.84	1.10	12.85	0.87
	Sb	6822 $\pm$ 21	34.40 N	209 $\pm$ 20	11.42	0.86	1.89	1.83
59	Sc	7293 $\pm$ 26	42.71 R	161 $\pm$ 37	11.25	0.72	12.02	0.46
	S0	7489 $\pm$ 26	42.12 R	144 $\pm$ 50	11.26	0.67	1.16	1.54
60	Sa	4332 $\pm$ 27	43.52 K	135 $\pm$ 42	11.19	1.07	13.87	2.44
	Sb	3156 $\pm$ 22	30.72 R	149 $\pm$ 50	11.07	0.59	3.23	1.83
65	S0	869 $\pm$ 10	13.72 R	107 $\pm$ 50	10.52	0.98	12.25	1.03
	S0	1184 $\pm$ 20	14.51 R	211 $\pm$ 16	11.13	0.98	2.01	1.36

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
68	E	608 $\pm$ 24	4.39 R	86 $\pm$ 50	9.77	0.81	13.35	2.14
	S0	1850 $\pm$ 18	26.69 R	169 $\pm$ 16	11.20	0.76	1.38	1.27
82	Sb	6793 $\pm$ 23	45.84 R	243 $\pm$ 21	11.67	1.01	12.46	0.62
	E	6275 $\pm$ 23	32.13 R	199 $\pm$ 24	11.36	0.99	1.62	1.14
84	Sa	6943 $\pm$ 23	45.78 N	169 $\pm$ 25	11.41	0.90	11.39	-0.32
	Sb	6888 $\pm$ 22	26.98 P	230 $\pm$ 19	11.39	1.11	0.68	2.01
85	Sc	579 $\pm$ 23	24.61 R	125 $\pm$ 48	10.79	0.23	10.80	-0.37
	Sa	664 $\pm$ 23	13.83 R	175 $\pm$ 30	10.92	0.95	0.14	1.04
86	S0	6807 $\pm$ 24	22.70 K	166 $\pm$ 29	11.12	0.85	11.49	0.20
	E	6935 $\pm$ 26	22.59 K	126 $\pm$ 41	10.81	0.53	0.91	1.37
92	Sb	6174 $\pm$ 24	18.68 P	173 $\pm$ 30	10.99	0.59	8.04	-3.30
	E	6176 $\pm$ 20	19.16 N	156 $\pm$ 30	10.93	0.25	-2.80	1.55
95	Sc	7983 $\pm$ 25	21.36 K	118 $\pm$ 50	10.68	0.28	9.98	-1.00
	E	7945 $\pm$ 22	19.72 K	112 $\pm$ 37	10.65	0.27	-0.72	0.92
99	E	8033 $\pm$ 26	19.32 P	200 $\pm$ 26	11.15	0.41	13.47	1.92
	E	7533 $\pm$ 28	37.98 N	176 $\pm$ 33	11.33	0.19	2.19	2.18
102	S0	5764 $\pm$ 33	17.88 N	217 $\pm$ 37	11.25	0.91	11.67	0.18
	S0	5654 $\pm$ 28	15.35 N	199 $\pm$ 31	11.10	0.78	1.04	1.69
104	Sa	4451 $\pm$ 25	17.26 N	174 $\pm$ 25	11.01	1.05	11.59	-0.20
	S0	4559 $\pm$ 22	31.83 N	277 $\pm$ 20	11.71	1.44	1.15	1.62
108	Sb	2364 $\pm$ 20	25.21 R	120 $\pm$ 34	10.80	0.71	15.63	4.06
	E	13238 $\pm$ 30	28.75 P	241 $\pm$ 40	11.48	0.62	4.70	1.66
110	S0	7964 $\pm$ 32	37.68 K	176 $\pm$ 43	11.39	0.74	12.33	0.46
	E	8244 $\pm$ 27	51.16 K	231 $\pm$ 26	11.70	0.87	1.28	1.54
115	E	6925 $\pm$ 22	19.61 P	95 $\pm$ 45	10.51	0.09	11.98	0.67
	Sb	7028 $\pm$ 30	29.98 N	182 $\pm$ 35	11.24	0.76	1.23	2.05
121	E	2235 $\pm$ 24	3.50 P	208 $\pm$ 20	10.49	0.67	12.12	0.63
	E	1710 $\pm$ 20	22.48 R	262 $\pm$ 20	11.45	1.07	1.64	0.79
129	Sb	4979 $\pm$ 22	28.97 N	124 $\pm$ 50	10.89	0.56	12.47	1.20
	E	5223 $\pm$ 28	12.56 P	221 $\pm$ 28	11.05	1.01	1.97	1.80
131	S0	5317 $\pm$ 25	37.53 R	147 $\pm$ 38	11.23	0.91	13.25	1.51
	E	4837 $\pm$ 25	40.15 R	229 $\pm$ 23	11.58	1.16	2.57	1.99
134	E	12149 $\pm$ 22	54.66 K	289 $\pm$ 19	11.92	1.06	13.44	1.28
	E	13306 $\pm$ 23	38.70 K	295 $\pm$ 20	11.79	0.86	2.25	1.42
136	S0	11938 $\pm$ 28	67.14 R	313 $\pm$ 21	12.14	1.16	14.66	2.39
	E	13463 $\pm$ 27	48.56 R	327 $\pm$ 33	11.70	0.64	3.34	2.40
141	Sa	7590 $\pm$ 25	22.56 P	172 $\pm$ 31	11.12	0.71	13.60	1.82
	S0	7058 $\pm$ 40	38.32 N	242 $\pm$ 30	11.67	0.99	2.74	2.25

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
144	SO	7980 $\pm$ 25	59.11 R	200 $\pm$ 31	11.69	0.93	11.41	-0.46
	E	8094 $\pm$ 31	25.43 K	226 $\pm$ 37	11.37	0.83	0.44	1.40
145	Sb	6305 $\pm$ 28	46.46 N	278 $\pm$ 28	11.79	1.24	12.38	0.48
	Sa	6421 $\pm$ 27	42.34 N	142 $\pm$ 40	11.22	0.66	1.52	2.36
150	E	5639 $\pm$ 30	45.71 K	230 $\pm$ 25	11.64	1.07	9.93	-1.82
	E	5652 $\pm$ 28	27.84 K	169 $\pm$ 40	11.16	0.90	-0.82	1.80
155	Sb	3542 $\pm$ 25	64.29 R	140 $\pm$ 36	11.34	0.91	12.31	0.77
	SO	3705 $\pm$ 18	22.99 N	165 $\pm$ 30	11.12	0.83	1.65	1.99

рифт индивидуальной массы галактики в единицах массы Солнца. Оценки  $\mathfrak{M}$  сделаны по формуле (3); 7—логарифм отношения массы к светимости  $f = \mathfrak{M}/L$  у компонентов пар; 8— в первой строке указан логарифм суммарной массы компонентов в единицах солнечной массы. Она определялась выражением

$$\mathfrak{M}_k = (32/3\pi) \gamma^{-1} X y^2, \quad (6)$$

где коэффициент в скобках является средним значением фактора проекции для круговых движений компонентов и изотропной ориентации орбит,  $y$  — разность лучевых скоростей членов пары, а  $X$  — проекция линейного расстояния между ними; во второй строке — логарифм отношения орбитальной массы пары к суммарной светимости ее компонентов; 9 — в первой строке приведен логарифм безразмерного фактора  $\eta = \mathfrak{M}_k/(\mathfrak{M}_a + \mathfrak{M}_b)$ , индексы  $a$  и  $b$  относятся к первому и второму компонентам пары. Для пары галактик величина  $\eta$  отражает индивидуальное отклонение фактора проекции от среднего значения. Оно также может указывать на присутствие скрытой массы в объеме между компонентами; во второй строке приведен логарифм линейного расстояния  $X$  между членами пары (в кпк).

Табл. 2 содержит аналогичные данные для пар галактик с оценкой массы главного компонента. Индивидуальную массу слабого компонента мы определяли по его светимости, полагая одинаковым отношение  $f = \mathfrak{M}/L$  у обоих членов пары.

Табл. 3 отличается от предыдущих только данными столбца 5, где вместо средней квадратичной скорости  $S_V$  из [11] указана максимальная скорость вращения, полученная по кривой вращения ( $V$ ) или по ширине водородной радиолинии ( $W$ ) с преобразованием (4). Здесь тоже масса менее яркого компонента определялась так, как и в табл. 2.

Представленные в табл. 1, 2 и 3 данные мы использовали для изучения разных соотношений между структурными и динамическими параметрами двойных галактик.

Таблица 2

№	T	$V_0 \pm \sigma_V$ (км/с)	$A_{25}$ (кпк)	$S_V \pm \sigma_S$ (км/с)	$\lg \Sigma R$ ( $\Sigma R_\odot$ )	$\lg f_l$ ( $f_\odot$ )	$\lg \Sigma R_k$ $\lg f(f_\odot)$	$\lg \eta$ $\lg X$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
3a	E	1981 $\pm$ 22	10.76 N	210 $\pm$ 22	10.94	0.99	11.27	0.20
b	Sb	1916 $\pm$ 32	7.45 N	—			1.20	1.75
24	E	7602 $\pm$ 32	27.71 K	326 $\pm$ 31	11.73	1.00	12.12	0.22
	S0	7166 $\pm$ 36	19.18 K				1.24	0.95
30	Sb	5399 $\pm$ 28	33.52 N				14.81	3.87
	Sb	2130 $\pm$ 24	23.30 R	142 $\pm$ 47	10.91	0.34	4.07	1.88
44	E	3371 $\pm$ 25	31.38 R	257 $\pm$ 20	11.58	1.06	10.68	-1.03
	Sa	3324 $\pm$ 26	18.57 R				0.03	1.44
49	Sc	849 $\pm$ 30	8.24 N				10.94	0.35
	Sb	747 $\pm$ 22	8.43 K	132 $\pm$ 40	10.41	1.10	1.42	1.02
56	E	2340 $\pm$ 31	5.08 R				13.21	1.68
	E	1483 $\pm$ 24	29.51 R	247 $\pm$ 20	11.52	0.93	2.59	1.45
64	Sb	6936 $\pm$ 26	29.60 R				15.22	4.54
	E	1178 $\pm$ 20	10.69 R	142 $\pm$ 22	10.59	0.96	4.64	1.89
66	S0	703 $\pm$ 15	19.30 R	210 $\pm$ 14	11.25	1.06	11.66	0.32
	Sb	859 $\pm$ 8	12.97 R				1.35	1.37
70	Sm	3077 $\pm$ 38	26.27 N				12.75	1.48
	S0	2684 $\pm$ 20	23.11 K	177 $\pm$ 25	11.18	0.87	2.32	1.66
78	Sc	1378 $\pm$ 41	16.15 R				12.11	0.32
	E	1023 $\pm$ 20	28.73 R	323 $\pm$ 30	11.74	1.11	1.39	1.10
90	S0	2331 $\pm$ 31	41.06 R				11.60	0.47
	Sc	2519 $\pm$ 25	54.91 R	118 $\pm$ 40	11.09	0.50	0.98	1.15
105	S0	1641 $\pm$ 30	11.84 R				9.43	-1.65
	E	1625 $\pm$ 19	16.20 R	189 $\pm$ 20	11.02	0.87	-0.80	1.12
120	S0	3409 $\pm$ 22	33.19 R	196 $\pm$ 20	11.43	0.94	11.62	0.13
	S0	3511 $\pm$ 29	34.19 R				1.05	1.71
139	Sa	3949 $\pm$ 22	11.49 P				12.07	0.26
	E	3803 $\pm$ 16	33.78 R	303 $\pm$ 21	11.75	1.07	1.31	1.85
151	E	2674 $\pm$ 22	14.01 R				10.93	-0.42
	Sb	2620 $\pm$ 23	71.94 R	130 $\pm$ 42	11.32	0.33	-0.09	1.57

Таблица 3

№	T	$V_0$ (км/с)	$A_{25}$ (кпп)	$V_{m, w}$ (км/с)	$\lg \Sigma R$ ( $\Sigma R_{\odot}$ )	$\lg f_i$ ( $f_{\odot}$ )	$\lg \Sigma R_k$ $\lg f(f_{\odot})$	$\lg \eta$ $\lg X$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
11a	E	6588±24	16.61 P	—	—	—	15.02	4.54
b	Sm	1513±30	13.50 N	w 101	10.20	1.07	4.76	1.71
16	E	1173±24	11.37 N	—	—	—	10.92	-0.32
	Sb	1068±41	14.10 P	w 279	11.10	1.32	0.97	0.98
20	Sc	1591±6	10.50 P	w 115	10.21	0.10	10.32	-0.17
	Sc	1646±16	12.30 P	w 103	10.18	0.18	-0.04	0.94
23	S0	2978±26	8.08 N	w 268	10.83	0.59	10.47	-0.46
	Sc	2952±36	19.46 N	—	—	—	0.05	1.74
41	Sc	6977±30	29.90 P	w 157	10.93	0.38	11.10	0.06
	Sc	7051±30	18.70 P	—	—	—	0.44	1.47
57	Sa	1022±8	28.50 P	w 95	10.47	0.31	15.32	4.82
	Sb	6779±22	36.81 N	—	—	—	4.63	1.89
69	Sc	512±50	5.10 P	w 144	10.09	1.05	10.98	0.45
	Sc	634±26	12.80 P	w 122	10.34	0.22	0.82	0.91
72	Sb	2112±43	20.20 P	v 182	10.89	0.50	10.26	-1.10
	Sc	2158±40	29.30 P	w 209	11.17	0.70	-0.48	1.03
80	Sa	6666±50	23.10 P	v 303	11.39	1.04	11.32	-0.31
	Sa	6532±27	22.00 P	v 265	11.25	0.98	0.71	1.17
89	S0	1161±23	12.61 N	w 202	10.78	1.05	14.80	3.95
	Sa	5494±32	23.44 N	—	—	—	4.45	1.63
90	E	2334±31	8.70 P	—	—	—	12.37	0.38
	Sb	2522±25	43.50 P	w 183	11.23	0.58	1.70	1.19
93	Sc	3494±31	25.75 N	—	—	—	11.17	-0.17
	Sc	3579±10	34.10 P	w 315	11.59	0.92	0.37	1.42
96	Sb	2023±27	13.10 P	w 158	10.58	0.45	11.47	0.73
	E	2141±23	14.95 N	—	—	—	1.15	1.41
113	Sm	1326±34	5.20 P	w 89	9.68	0.65	10.87	0.70
	Sm	1392±32	7.20 P	w 108	9.99	0.76	1.42	1.33
117	Sb	6201±33	28.86 N	—	—	—	10.91	-0.12
	Sb	6146±20	25.30 P	w 160	10.88	0.26	0.12	2.07
120	E	3409±22	29.09 P	w 330	11.57	1.10	11.62	-0.01
	Sa	3511±29	23.15 P	—	—	—	1.06	1.71
126	Sa	2667±31	10.34 N	—	—	—	10.78	0.23
	Sa	2777±14	16.90 P	w 103	10.32	0.24	0.51	0.71
138	Sb	2834±28	18.50 P	w 152	10.70	0.53	10.64	-0.65
	Sb	2793±30	27.90 P	w 213	11.17	0.60	-0.07	1.52
142	S0	5295±25	34.91 N	w 153	10.98	0.10	11.02	-0.22
	Sa	5333±28	22.75 N	w 174	10.90	0.48	0.02	1.97
143	Sa	3036±30	17.66 N	w 129	10.53	0.57	11.10	0.31
	Sc	3125±37	23.03 N	—	—	—	0.83	1.31

Распределение 124 компонентов двойных систем по величине  $f$  представлено на рис. 1. Оно имеет асимметричный вид, близкий к логарифмически-нормальному закону. Среднее значение  $f$  составляет  $8.7 \pm 0.6$  со стандартным отклонением  $\sigma_f = 6.3$ . Этот результат хорошо согласуется с аналогичным средним для 69 галактик —  $\langle f \rangle = 8.5 \pm 0.8$ , полученным по центральной дисперсии лучевых скоростей [9]. В этих двух случаях среднее значение  $f_{SV}$  несколько выше, чем среднее для изолированных [4] и двойных [5, 9] галактик, где оценка массы определялась по кривым вращения и ширине водородной радиولينии.

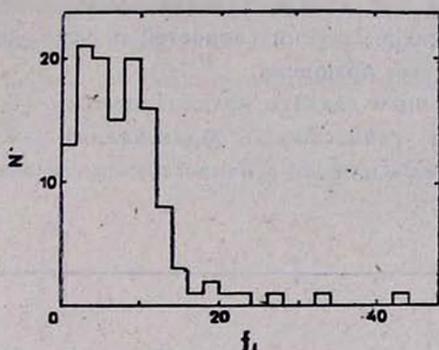


Рис. 1. Распределение 124 компонентов двойных галактик по отношению массы, измеренной в пределах изотопы 25  $m$ /кв. сек, к светимости в солнечных единицах.

Как отмечалось раньше [9], причиной этого могут быть различия в относительном числе эллиптических галактик, а также применение к галактикам позднего типа сферической модели вместо модели тонкого диска при определении их массы по  $V_m$  и  $W_{20}$ . В табл. 4 мы приводим средние значения

Таблица 4

$T$	$\langle f \rangle \pm \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$	$n$	$\langle f \rangle \pm \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$	$n$	Литература
E	$9.7 \pm 1.1$	44	$9.7 \pm 1.0$	8	[20]
S0	$9.1 \pm 1.1$	24	$8.3 \pm 0.5$	70	[21]
Sa	$7.8 \pm 1.1$	18	$6.9 \pm 0.7$	82	[22]
Sb	$6.5 \pm 1.1$	23	$7.2 \pm 0.7$	23	[3]
Sc	$3.9 \pm 0.9$	12	$4.2 \pm 0.4$	20	[3]

ния  $f$  для различных морфологических типов. Изменение средних значений  $f$  вдоль хаббловской последовательности хорошо согласуется с данными других авторов, указанными в правой части табл. 4. Из-за малой статисти-

ки (3 объекта) среднее значение для типа Sm мы не приводим. В первом столбце табл. 4 указан тип галактики, во втором и третьем — среднее значение  $f$  по нашим оценкам и число галактик, в четвертом—шестом столбцах — аналогичные величины по данным других авторов.

По приведенным в таблицах данным наблюдается положительная корреляция между  $f_1$  и  $f_2$ . Раньше эта особенность была отмечена в [5, 23] по небольшому числу изолированных пар. Наши данные повышают статистическую значимость этого эффекта. Коэффициент корреляции для пар Тернера получился равным  $+0.4 \pm 0.12$ , т. е. в два раза ниже, чем в [5]. Вероятно, на результате сказывается различие в однородности наблюдательных данных: здесь мы определяли индивидуальные массы компонентов пар двумя методами (по дисперсии скоростей и радиолнии 21 см HI), а в [5] — только по кривым вращения.

Было бы естественным связать наличие положительной корреляции в оценках  $f$  с условиями совместного образования членов пары из общей протогалактической среды или же с близостью путей эволюции галактик в двойных системах.

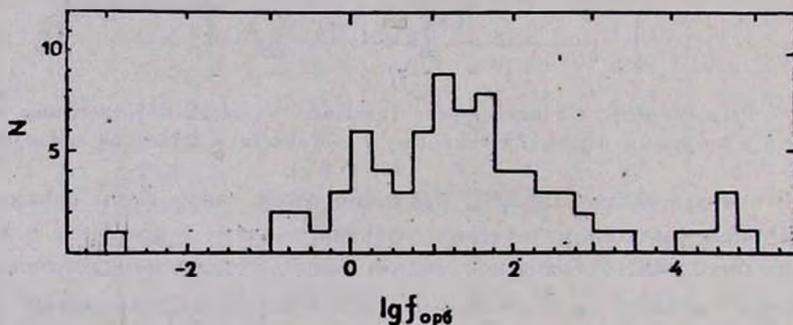


Рис. 2. Распределение 76 пар галактик по отношению суммарной массы к суммарной светимости (в логарифмическом масштабе).

По аналогии с рис. 1, на рис. 2 показано распределение 76 пар галактик по отношению суммарной массы к суммарной светимости в логарифмическом масштабе (чтобы охватить весь диапазон значений  $f$ ). Суммарная масса пары определена по орбитальному движению галактик (формула (3)). Вид этого распределения близок к логарифмически-нормальному закону со средним значением  $\langle \lg f \rangle = 1.39 \pm 0.16$  и стандартным отклонением  $\sigma = 1.41$ .

В правой части рис. 2 выделяются шесть пар с  $f > 10^4$ , которые следует считать оптическими. Кроме того, из-за мягкости критерия изолиро-

ванности Тернера, его выборка должна содержать немалое число ложных (неизолированных) пар, образованных членами групп и скоплений галактик. Такие ложные пары на рис. 2 перекрываются с физическими, удлиняя распределение в сторону оптических пар. Следуя [8], мы считали истинными изолированными парами только те, у которых отношение орбитальной массы к светимости не превышало  $100 f_{\odot}$ . Распределение 56 таких двойных систем изображено на рис. 3. По горизонтальной оси отложено отношение орбитальной массы к светимости  $f_c$ , исправленное за ошибки измерения лучевых скоростей галактик:  $f_c = (1 - \sigma_j^2/j^2) \cdot f$ . Распределение характеризуется средним значением  $17.6 \pm 3.1$  со стандартным отклонением 23.4. Из-за ошибок измерения лучевых скоростей несколько пар оказались в области отрицательных значений. В целом точность определения лучевых скоростей в [11] достаточно высока, и различие между  $\langle f_c \rangle$  и  $\langle f \rangle$  не превышает 10%.

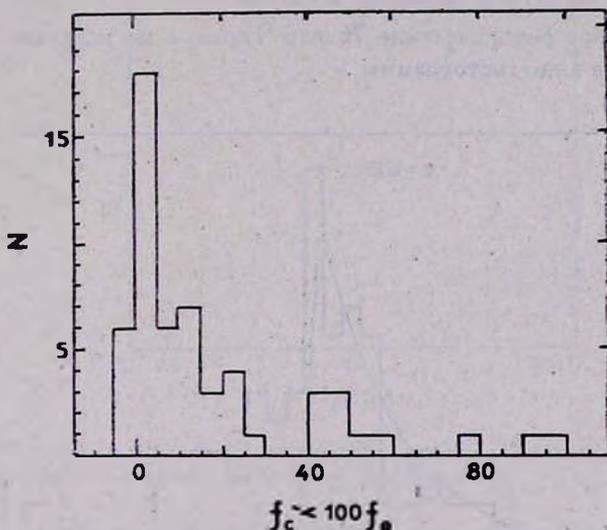


Рис. 3. Распределение 56 двойных систем по логарифму отношения орбитальной массы к суммарной светимости (для  $f_c < 100 f_{\odot}$ ). Величины  $f_c$  исправлены за ошибки измерения лучевых скоростей галактик.

У асимметричных распределений, каким является и гистограмма на рис. 4, одно-два значения на «хвосте» распределения сильным образом влияют на оценку среднего. Поэтому часто вместо среднего значения используют медиану распределения. По данным рис. 3 медианное значение составляет  $9.0 f_{\odot}$ , что весьма близко к медиане ( $7.3 f_{\odot}$ ) для распределения индивидуальных отношений массы к светимости на рис. 1.

3. О скрытой массе в парах Тернера. Как было отмечено выше, о существовании избыточной (скрытой) массы вокруг двойных галактик можно судить из сравнения орбитальной оценки массы с суммой индивидуальных значений массы у компонентов пары. При отсутствии скрытой массы распределение безразмерной величины  $\eta = M_A / (M_A + M_B)$  зависит только от эксцентриситета орбиты пары и предположения о хаотической ориентации пар относительно наблюдателя. В случае круговых движений у двойных галактик распределение их по величине  $\lg \eta$  характеризуется монотонным увеличением с ростом  $\eta$  и резким обрывом на  $\eta = 32/3\pi$  [9]. По мере перехода ко все более вытянутым орбитам максимум распределения  $P\{\lg \eta\}$  становится менее острым и перемещается в область малых значений  $\eta$ . Сравнивая наблюдаемое распределение с набором ожидаемых при различных эксцентриситетах орбит, мы можем проверить справедливость исходной предпосылки (отсутствие скрытых масс) и оценить средний эксцентриситет орбиты у двойных галактик.

Наблюдаемое распределение 76 пар Тернера по величине  $\lg \eta$  изображено на рис. 4 в виде гистограммы.

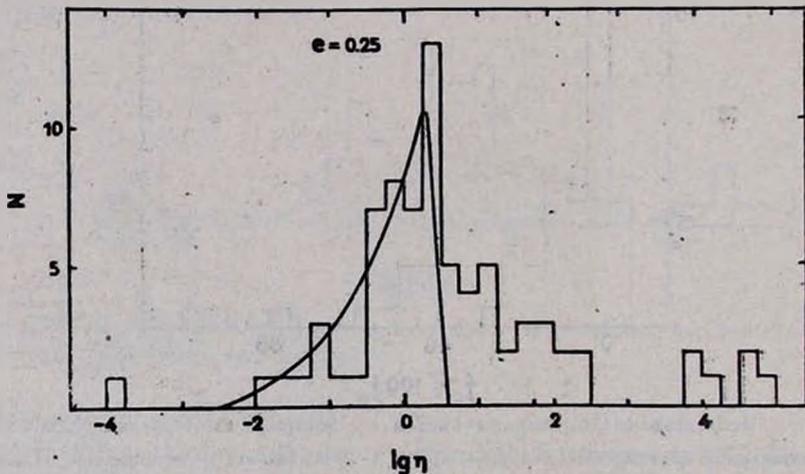


Рис. 4. Распределение 76 двойных систем по логарифму отношения орбитальной массы к сумме индивидуальных масс (гистограмма). Кривая указывает ожидаемое распределение при случайной ориентации пар и эксцентриситете орбит  $e = 0.25$ .

Прежде чем сравнивать его с ожидаемым распределением, необходимо исключить из выборки ложные двойные системы. Очевидно, что ложные пары могут иметь произвольные значения фактора  $\eta$ , в том числе и в запрещенной области  $\eta > \eta_{\max} = 64/3\pi$  [9]. Некоторые пары без избытка

скрытой массы могут оказаться вблизи критического значения  $\eta_{\max}$  из-за ошибок измерения лучевых скоростей.

Относительное число пар с  $\lg \eta > 1$  составляет 30% от всей выборки. Это хорошо согласуется с оценкой доли ложных пар среди объектов Тернера по данным ван Морсела [7]\*.

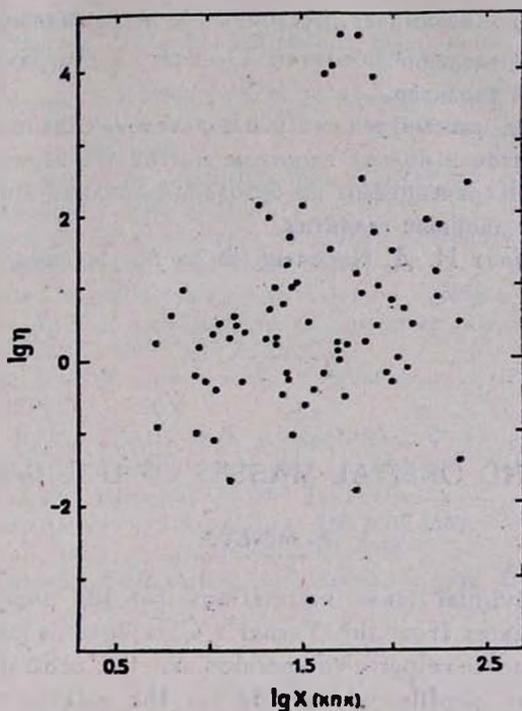


Рис. 5. Зависимость отношения орбитальной массы к сумме индивидуальных масс от проекции линейного расстояния в кпк между членами пары.

Распределение остальной части (70%) пар удовлетворительно соответствует ожидаемому распределению при значениях эксцентриситетов орбиты в интервале  $e = (0.0-0.4)$ . Как и в случае двойных галактик из каталога Караченцева, наилучшее согласие получается для  $e = 0.25$ , т. е. почти

\* По оценке ван Морсела [7] среди пар Тернера 34% — члены групп и скоплений галактик и 15% — оптические пары. По данным И. Караченцева [8] эти числа: 36% и 20% соответственно. Пиччио и Танцилла—Нитти [24] приводят также близкие значения: 40% и 19%. Таким образом, относительное число ложных пар у Тернера колеблется по разным оценкам от 49% до 59%. Поэтому вполне правомерно все 30% пар с  $\lg \eta > 1$  считать неизолрованными парами. Проверка на Паломарских картах нужна была лишь как дополнительный аргумент в пользу неизолрованности пар с  $\lg \eta > 1$ .

круговых орбит. Теоретическое распределение  $P(\lg \eta)$  при  $e = 0.25$  представлено на рис. 4 непрерывной линией. Отмечая одинаковую оценку эксцентриситета орбит  $e = 0.25$  по парам Тернера и Караченцева, укажем на то, что эти выборки перекрываются по общим объектам всего на 34%. Если бы двойные галактики Тернера были окружены массивными невидимыми оболочками, то это проявилось бы себя в систематическом росте параметра  $\eta$  с увеличением взаимного расстояния  $X$  между членами пары. В действительности распределение объектов Тернера на диаграмме  $(\lg \eta, \lg X)$  (рис. 5) имеет иной характер.

Таким образом, рассмотренные наблюдательные данные не содержат каких-либо аргументов в пользу гипотезы массивных корон. Аналогичный вывод был сделан Караченцевым на основании анализа другой совокупности изолированных двойных галактик.

Автор благодарит И. Д. Караченцева за обсуждения и ценные замечания.

## INDIVIDUAL AND ORBITAL MASSES OF DOUBLE GALAXIES

V. A. MINEVA

A list of individual mass estimations for 124 components of isolated pairs of galaxies from the Turner's Catalogue is presented. Literature data for radial-velocity dispersion in the central parts of galaxies, for 21-cm line profile width, and for the galaxies' rotation curve amplitude are used. Comparing the estimated values for the sum of orbital mass and individual masses for the double galaxies a conclusion has been made that the major part of mass of the galaxies is concentrated inside their standard optical diameter  $A_{25}$ . Observational data considered for Turner's double galaxies do not contain any arguments in advantage with the massive corone hypothesis. Good agreement between orbital and individual mass estimations is obtained under nearly circular motion of galaxies in the pairs with the mean eccentricity of orbits 0.25.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G. S. Shostak, D. H. Rogstad, *Astron. and Astrophys.*, 24, 405, 1973.
2. V. G. Rubin, W. K. Ford, N. Thonnard, *Astrophys. J.*, 238, 471, 1980.
3. V. G. Rubin, W. K. Ford, N. Thonnard, *Astrophys. J.*, 261, 439, 1982.

4. И. Д. Караченцев, В. А. Минева, Письма в Астрон. ж., 10, 253, 1984.
5. И. Д. Караченцев, В. А. Минева, Письма в Астрон. ж., 10, 563, 1984.
6. И. Д. Караченцев, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 11, 51, 1974.
7. G. A. van Moorsel, Neutral Hydrogen Observations of Binary Galaxies, Rijksuniversiteit te Groningen, 1983.
8. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 249, 429, 1981.
9. И. Д. Караченцев, Астрон. ж., 62, 3, 1985.
10. E. L. Turner, Astrophys. J., 208, 20, 1976.
11. S. D. White, J. Huchra, D. Latham, M. Davis, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 203, 701, 1983.
12. W. K. Huchtmeier, O. G. Richter, H. D. Bohnenstengel, M. Hauschildt, A. General Catalog of HI Observations of External Galaxies, European Southern Observ., Prepr., No. 250, 1983.
13. A. Poveda, Boll. Observ. Tonantzintla y Tacubaya, 17, 3, 1958.
14. J. L. Tonry, Astrophys. J., 266, 58, 1983.
15. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, Univ. Texas, 1976.
16. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
17. И. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик северного неба. Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 7, 3, 1972.
18. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, А. Л. Щербановский, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 19, 5, 1985.
19. J. R. Fisher, R. B. Tully, Astrophys. J. Suppl. Ser., 47, 139, 1982.
20. E. M. Malumuth, R. P. Kirshner, Astrophys. J., 251, 508, 1931.
21. J. L. Tonry, M. Davis, Astrophys. J., 666, 246, 1981.
22. W. K. Huchtmeier, Astron. and Astrophys., 110, 121, 1982.
23. J. R. Dickel, H. J. Rood, Astron. J., 85, 1003, 1980.
24. G. Picchio, G. Tanzella-Nitti, Astron. and Astrophys., 142, 21, 1985.

УДК: 52—77

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ СТРИП-РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ МИНИМАЛЬНО-ФАЗОВЫМ МЕТОДОМ

И. Ф. МАЛОВ, В. А. ФРОЛОВ

Поступила 29 апреля 1986

Принята к печати 20 декабря 1986

Получены минимально-фазовые стрип-распределения радиояркости для 15 космических источников на частоте 1425 МГц. Показано, что минимально-фазовый метод восстановления распределения радиояркости может быть более эффективным, чем метод получения главного решения и метод подбора.

1. *Введение.* Одна из основных задач радиоастрономии — восстановление распределения яркости в радиоисточниках по измеренной функции пространственной когерентности (функции видности ФВ)  $G(u, v) = \Gamma(u, v) e^{i\varphi(u, v)}$  с помощью преобразования Фурье (ПФ):

$$T(x, y) = \iint_0^{\infty} G(u, v) e^{-2\pi i(u_x + v_y)} dudv, \quad (1)$$

где  $u_x = \frac{D_x}{\lambda}$ ,  $v = \frac{D_y}{\lambda}$  — пространственные частоты, соответствующие компонентам базы интерферометра  $D_x$ ,  $D_y$  и длине волны наблюдений  $\lambda$ . Здесь мы рассмотрим лишь одномерные («стрип») распределения вдоль оси  $Ox$ , обсудив возможность перехода к двумерным распределениям ниже. Если известны  $\Gamma(u)$  и  $\varphi(u)$  при  $0 \leq u < \infty$ , то получение  $T(x)$  не представляет труда. Как правило, однако, интерферометрические измерения дают достаточно уверенные значения  $\Gamma(u)$ , но из-за фазовых искажений на пути распространения сигнала  $\varphi(u)$  измеряется с очень большой ошибкой или вообще не измеряется. Возникает, так называемая, фазовая проблема. Некоторые из возможных путей ее решения описаны в [1]. Наиболее распространенным методом получения распределения радиояркости при отсутствии фазовой информации является подбор (fitting) та-

кой модели радиисточника, для которой вычисленные значения  $\Gamma(u)$  близки к измеренным. При этом перебор параметров (числа компонентов, их ширины, относительного расположения и интенсивности) может быть довольно длительным, а окончательное решение, тем не менее, остается неоднозначным. К тому же при таком подборе предполагается, что компоненты имеют гауссову форму, что не всегда соответствует действительному распределению. Используя аналитические свойства функции  $G(u)$ , мы разработали для решения фазовой проблемы алгоритм получения одномерных распределений яркости по измеренным значениям  $\Gamma(u)$ , [2—3]. Ниже приводится краткое описание этого метода, названного нами минимально-фазовым.

2. *Описание метода.* Если функция  $G(u)$  аналитическая, то ее модуль  $\Gamma(u)$  и фаза  $\varphi(u)$  связаны через преобразования Гильберта. Соответствующие зависимости могут быть записаны в виде [3]:

$$\varphi(u) = -\frac{2u}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln \Gamma(u') - \ln \Gamma(u)}{u'^2 - u^2} du', \quad (2)$$

$$\ln \frac{\Gamma(u)}{\Gamma(0)} = \frac{2u}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{u' \varphi(u') - u' \varphi(u)}{u'(u'^2 - u^2)} du'. \quad (3)$$

Соотношение (2) представляет собой квадратурную формулу для вычисления  $\varphi(u)$  по известным значениям  $\Gamma(u)$ , в то время как (3) — интегральное уравнение относительно неизвестной функции  $\varphi(u)$ . Для решения задачи восстановления  $T(x)$  нами были использованы обе возможности. В первом случае задача сводится к вычислению соответствующих интегралов, во втором — для решения интегрального уравнения искались коэффициенты разложения  $\varphi(u)$  в ряд на некотором интервале  $(0, u_0)$  по ортогональным полиномам  $P_k$ :

$$\varphi(u) = q_0 \arctg u + \sum_{k=1}^N q_k P_k(u). \quad (4)$$

Подставив (4) в (3) и выполнив ряд преобразований (см. [3]), получим:

$$\ln \frac{\Gamma(u)}{\Gamma(0)} = q_0 \ln \frac{1}{\sqrt{1+u^2}} + \sum_{k=1}^N q_k F_k(u), \quad (5)$$

где

$$F_k(u) = \frac{2u}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{u P_k(u') - u' P_k(u)}{u' (u'^2 - u^2)} du' \quad (6)$$

при заданном „ $k$ “ известные функции  $u$ . Записывая выражения (5) для частот  $u_i$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ;  $m \geq N + 1$ ), на которых измерены значения  $\Gamma(u_i)$ , приходим к системе линейных относительно  $q_0, q_1, \dots, q_N$  уравнений. В случае  $m > N + 1$  ее решение может быть получено по методу наименьших квадратов.

Определив с помощью соотношений (2) или (3)  $\varphi(u)$ , проводим ПФ функции  $G(u)$  и затем находим  $T(x)$ . Таким образом, описанная процедура дает возможность прямо и однозначно получить распределение яркости по источнику.

При наличии нулей у функции  $G(u)$  в верхней полуплоскости комплексной плоскости  $u = u_r + ju_i$  в выражении для фазы появляется дополнительное слагаемое:

$$\varphi_B(u) = \sum_n \arg \frac{u_r - u_n}{u_r - u_n^*}, \quad (7)$$

которое называется фазой Блашке, и полная фаза записывается в виде

$$\varphi(u) = \varphi_{\min}(u) + \varphi_B(u) + 2\pi x_0 u. \quad (8)$$

$\varphi_{\min}$  находится из соотношения (2), а последний член определяет положение профиля  $T(x)$  на оси  $OX$ , но не влияет на его форму, и нами опускался. Исследования на моделях показали, что нулевое приближение по параметру  $\varphi_B/\varphi_{\min}$  (минимально-фазовое приближение) дает в большинстве случаев хорошие результаты.

В [2—3] приведены результаты многочисленных модельных расчетов, которые показали, что 1) профили, полученные с помощью соотношения (2), очень близки к профилям, восстановленным на основе уравнения (3); 2) минимально-фазовые профили близки к модельным (рис. 6); 3) небольшое «зашумление» (среднеквадратичные отклонения в  $\Gamma(u)$  до 7%) не сильно искажает результаты восстановления; 4) возможно достаточно хорошее восстановление по фрагментам модуля  $\Gamma(u)$ . Это позволило получить распределение радиояркости для ряда источников с измеренным  $\Gamma(u)$  [2].

Минимально-фазовый метод (МФМ) не позволяет определить координату источника (его положение на оси  $OX$ ). Кроме того, поскольку для зеркально-симметричных профилей модуль фурье-образов одинаков, рассмотренный метод дает только один из двух возможных профилей. Как по-

казали модельные расчеты, в случае асимметричных распределений первым восстанавливается всегда самый интенсивный компонент.

Однако эти недостатки метода не сильно снижают его эффективность, так как определение координат источника и относительной интенсивности его компонентов может быть осуществлено другими методами.

В настоящей работе мы проводим сравнение минимально-фазовых профилей ряда радиоисточников с распределениями, полученными при помощи подбора моделей и ПФ при наличии фазовой информации [4].

3. Сравнение распределений, полученных прямым преобразованием Фурье от функции видности и подбором, с минимально-фазовыми распределениями. В работе [4] исследовано более 500 радиоисточников на частоте 1425 МГц при помощи интерферометра с переменной базой (9 баз: от 144  $\lambda$  до 2629 $\lambda$ ), ориентированной в направлении восток-запад. Более, чем для 60 источников удалось измерить модуль и фазу ФВ на нескольких базах. Нами были отобраны 15 источников с наиболее уверенными измерениями  $\Gamma(u)$  и  $\varphi(u)$ . Здесь мы приводим сравнение распределений, полученных в [4], с минимально-фазовыми распределениями (табл. 1).

Профиль, полученный для ЗС 33.1 в [4] с помощью двух методов: подбора и преобразования Фурье от ФВ (главное решение), и минимально-фазовое распределение очень близки (рис. 1), несмотря на заметное отклонение  $\varphi_{\text{м.ф.}}(u)$  от экспериментальных точек. Аналогичная картина наблюдается в источниках Р 0114—47, Р 0819—30, ЗС 227 и ЗС 348 (рис. 2). Во всех этих источниках четко выделяются два компонента, для которых ширина и относительная интенсивность, полученные нашим методом и подбором [4], близки друг к другу. Следует отметить, что у Р 0114—47 в [4] не учтена точка с  $u = 2312$ . Ее учет при получении минимально-фазового распределения привел к расщеплению компонента А на два. В [4] отмечается, что у источника Р 0819—30 имеется третий компонент (С), который значительно слабее и уже первых двух (А и В). В минимально-фазовом распределении также есть намек на наличие двух менее интенсивных компонентов (С и D), однако нужны дополнительные исследования для доказательства их существования. Близок по структуре к этому источнику радиоисточник ЗС 227.

В случае наличия очень узких («точечных») компонентов минимально-фазовое распределение несколько отличается от распределений типа «ядро-галог», полученных модельным подбором в [4] (рис. 3). Во-первых, самый узкий и самый интенсивный компонент оказывается в минимально-фазовом профиле всегда слева от других составляющих (об этой особенности метода уже говорилось выше). Во-вторых, МФМ дает более тонкое разрешение компонентов, чем подбор. Однако вопрос о существовании этих тонких составляющих требует дополнительных исследований. Здесь сле-

Таблица 1

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ИСТОЧНИКОВ, ПОЛУЧЕННЫЙ ТРЕМЯ МЕТОДАМИ: ПОДБОРОМ (Fit.), ГЛАВНЫМ РЕШЕНИЕМ (P.S.) И МФМ

№	Источник	Число компонентов			Ширина компонента* (мин. дуги)			Расстояние между компонентами (мин. дуги)		
		Fit.	P.S.	МФМ	Fit.	P.S.	МФМ	Fit.	P.S.	МФМ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	3C 31	2	2(3)	2(4)	<0.6 2.1	<0.6 2.1	1.1 A 1.9 B ~0.8 C ~0.4 D	1.0	1.0 ~3.0	1.3 ~1.0 ~2.0
2	3C 33.1	2	2(3)	2(3)	0.9 1.5	0.9 1.5	1.1 A 1.1 B ~2.5 ~1.0 C	2.0	2.0 ~3.5	2.0 ~1.0
3	3C 84 (NGC 1275)	72	2(3)	2(?)	<0.3 6.2	<0.3 9.0	≈0.8 A 5.5 B	1.0	?	?**
4	3C 130	2	2(3)	2(3)	<0.4 1.7	<0.4 3.3	1.0 A 1.0 B ~2.5 ~1.5 G	2.3	2.3 ~4.5	1.8 ~1.0
5	3C 135 (P 0511+00)	3	3(?)	3	1.5 <0.5	2.5 <0.5	3.5 A ≈0.8 B 0.8 C	6.5 1.5	6.5 1.5	6.5 1.5
6	3C 227 (P0945+07)	2(3)	2(3)	2(4)	0.8 0.8 0.8	1.0 1.4 ?	1.1 A 1.1 B ~1.0 C ~1.0 D ~1.0 E	2.7 0.8	2.7 0.8	3.0 1.3 ~3.0 ~2.0
7	3C 348 (Her A)	2	2	2	0.5 1.1	1.0 1.0	1.1 A 1.1 B	1.8	1.8	1.8
8	P0045-25) (NGC 253)	2	2	2(3)	<0.3 5.2	<0.3 5.2	≈0.8 A ~4.5 B ~2.5 C	0	0	?** ?
9	P 0114-47 (M01-4/5)	2	2(?)	2(3)	2.0 2.0	2.2 1.8	2.2 A 2.2 B ~1.1A <sub>1</sub> A <sub>2</sub>	4.5	4.5	3.7
10	P 0349-27 (M03-2/12)	3	3	3	1.8 1.1 0.8	1.7 1.2 1.5	2.1 A 1.1 B 1.1 C	2.4 1.6	2.4 1.6	2.4 1.6

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
11	P 0707—35 (M 07—3/4)	2	2(3)	2(?)	0.6	<0.6	≈0.8 A	~6.0	~6.0	~6.0	
					2.5	~7.0	~7.0 B				
12	P 0819—30 (M 08—2/3)	2(3)	3	2(4)	1.2	1.5	1.1 A	2.2	2.2	4.0	
					3.7	~2.0	~2.2 B				
					<0.8	<0.8	~1.8 C	2.0	2.0		1.0
							~1.3 D				
13	P 1216—10 (M 12—0/9)	2	2	2(?)	<0.3	<0.3	1.0 A	1.0	1.0	?*	
					2.2	2.5	? B				
14	P 1449—13 (M 14—1/19)	3	3	3(?)	1.6	1.6	2.0 A	3.3	2.6	3.3	
					<0.6	1.2	1.0 B				
					0.6	1.3	2.7 C	4.0	3.2		6.6
15	P 1602—09 (M 16—0/1)	3	3(?)	4(?)	<0.4	<0.4	1.0 A	0.4	0.8	~1.5	
					1.3	1.8	1.0 B				
					1.7	1.5	~1.2 C	3.0	2.8		~2.0
							~1.5 D				

\* Все приведенные в таблице угловые размеры (ширины) компонентов измерены по половинной интенсивности.

\*\* Положение максимума протяженного компонента определяется неуверенно, поэтому расстояние между компонентами не указано.

дует подчеркнуть, что подбор, как правило, сглаживает и наблюдаемое поведение  $\Gamma(u)$ , и результирующее распределение  $\Gamma(x)$ . Анализ работы [4] показывает, что во многих случаях измеренные точки  $\Gamma(u)$  лежат вне кривой, соответствующей наилучшей модели. Мы во всех случаях проводили  $\Gamma(u)$  через все измеренные точки, и наше распределение должно быть ближе к действительному, чем полученное подбором в [4]. Карта радиоисточника ЗС 130, приведенная в [5], подтверждает этот вывод. На ней отчетливо видны два компонента (рис. 4) примерно одинаковой интенсивности с размерами, близкими к полученным нами.

В минимально-фазовом распределении P 0707—35 компонент В состоит, по-видимому, из двух компонентов, суммарная полуширина которых равна примерно 5.2.

Для радиоисточников с более сложной структурой: P 0349—27 и M 14—1/19 (рис. 5) также самый узкий и самый интенсивный компонент в МФМ восстанавливается первым (на рис. 5 слева) и, кроме того, вновь проявляется более тонкая структура отдельных компонентов.

ЗС 33.1

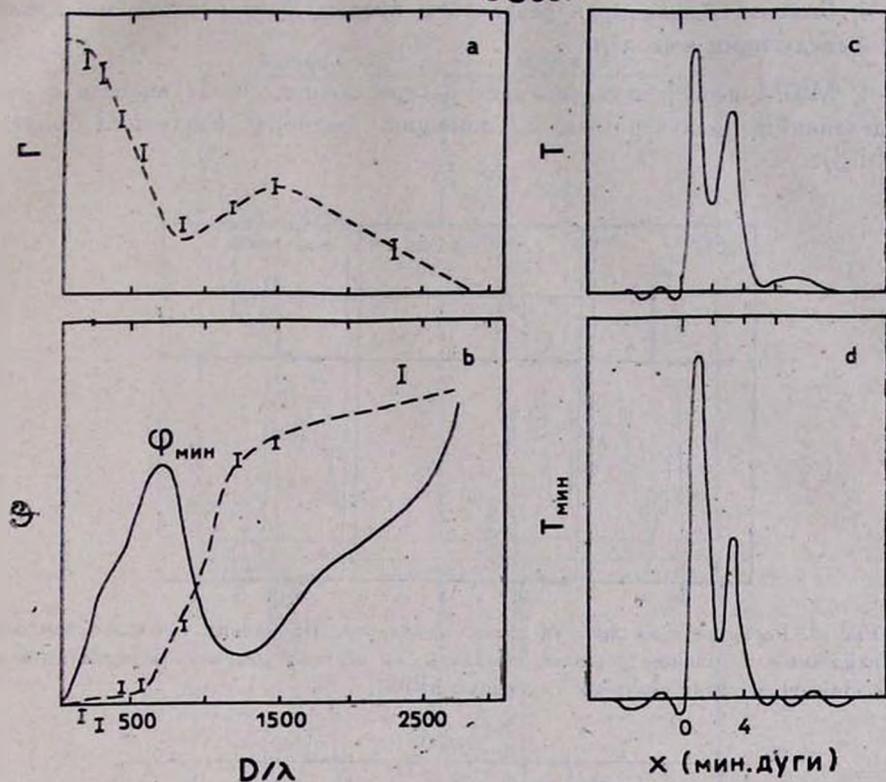


Рис. 1. Измеренная (точки) и найденная методом подбора (пунктир) функция видности (а и б) и распределения яркости источника ЗС 33.1; полученное методом главного решения (с) и минимально фазовое (д).

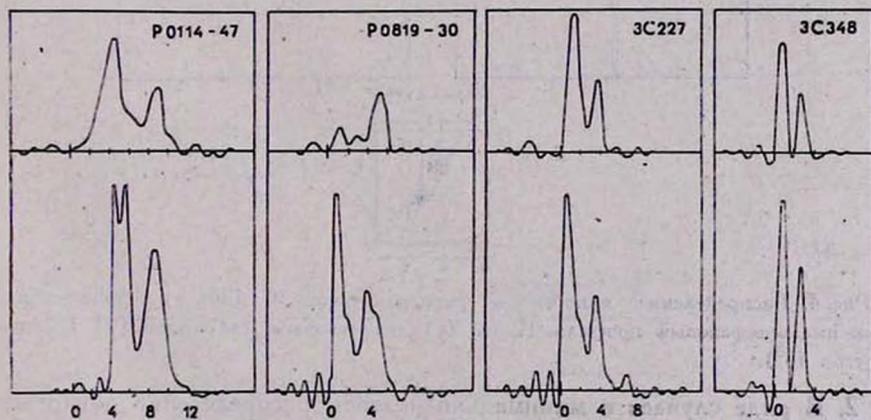


Рис. 2. Распределения яркости 4 источников, полученные с помощью главного решения (верхние кривые) и МФМ (нижние кривые).

4. **Выводы.** Анализируя результаты предыдущего раздела, мы приходим к следующим выводам:

1. МФМ непосредственно дает распределения, согласующиеся с распределениями, полученными с помощью подбора наилучшей модели (fitting).

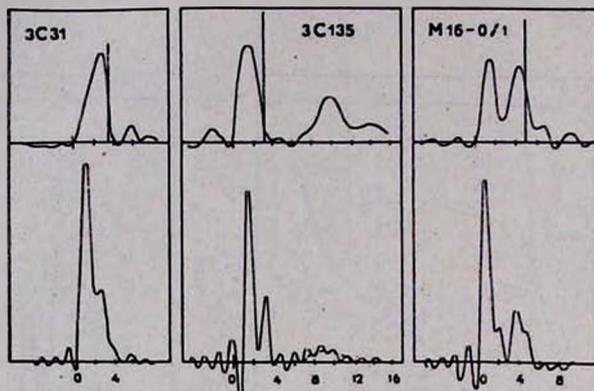


Рис. 3. Распределения яркости типа «ядро-гало». Положения точечного компонента, найденные в главном решении, показаны на верхних рисунках вертикальной линией. Нижние профили получены с помощью МФМ.

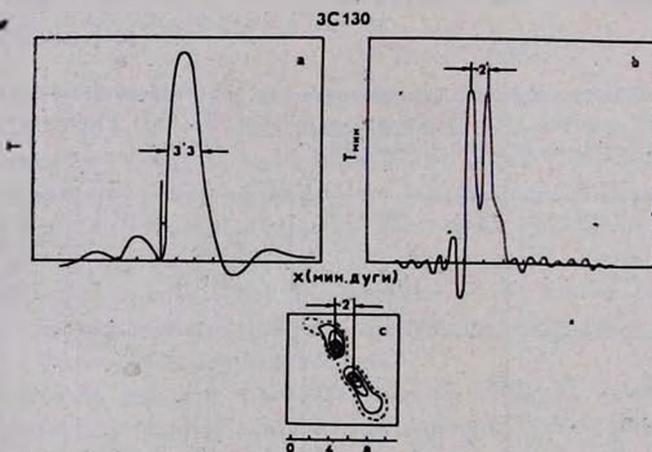


Рис. 4. Распределение яркости в радиисточнике ЗС 130: а) главное решение; б) минимально-фазовый профиль. Карта (с) заимствована из работы [5] (позиционный угол  $40^\circ$ ).

2. В ряде случаев в минимально-фазовом распределении обнаруживаются отличия от распределений работы [4] (в частности, выявляется более тонкая структура кривой  $T(x)$ ). Особенно заметно отличие в тех источ-

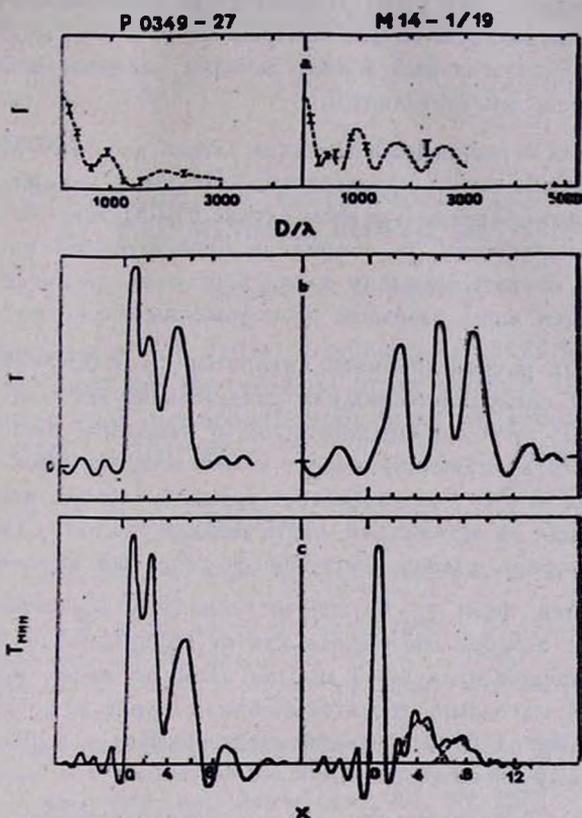


Рис. 5. Значения  $\Gamma(u)$  (пунктир — наилучшая модель) и распределения яркости двух радиоисточников: б) главное решение; с) получено с помощью МФМ.

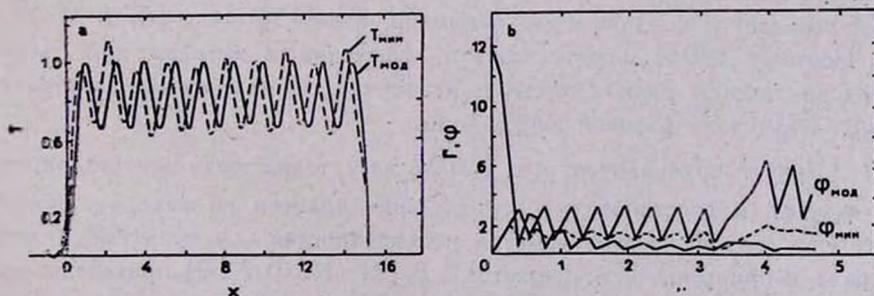


Рис. 6. Результат восстановления профиля из 10 гауссиан:

$$T(x) = \sum_{i=1}^{10} e^{-0.2(x-x_i)^2}$$

где  $x_i = -0.7, x_{i+1} = x_i + 1.7$ .

никах, где модельная кривая  $\Gamma(u)$  уклоняется от измеренных значений  $\Gamma$ . МФМ, в котором используются все измеренные значения модуля, — более точный и более чувствительный метод, дающий распределения, как правило, более близкие к действительным.

3. В источниках с распределением типа «ядро-гало» МФМ всегда выделяет самый узкий и самый интенсивный компонент («ядро») и восстанавливает его первым. Однако и в этом случае МФМ дает важную информацию о числе компонентов, их ширине и относительной интенсивности, которые близки к соответствующим характеристикам распределений работы [4]. (Изменяется лишь взаимное расположение компонентов).

4. В некоторых радиостанциях (например, в Р 0045—25) постоянная составляющая измеренного модуля свидетельствует о наличии точечного компонента. В этой случае допущение о равенстве нулю модуля на более высоких частотах может приводить к большим ошибкам. Однако выявление постоянной в  $\Gamma(u)$  не составляет труда. Ее можно вычистить и провести восстановление по оставшейся части модуля, помня о том, что в результирующий профиль должен быть внесен точечный компонент.

5. Минимальная фаза  $\varphi_{\min}(u)$ , вычисленная по измеренным значениям  $\Gamma(u)$ , может заметно отличаться как от измеренной фазы, так и от фазы, соответствующей наилучшей модели. Тем не менее, кривые  $T(x)$ , полученные двумя методами, достаточно близки друг к другу (по числу компонентов, их ширине, относительной интенсивности и, в целом ряде случаев, относительному расположению).

6. В последние годы появились возможности построения с помощью апертурного синтеза двумерных карт радиостанций с достаточно высоким разрешением. Сравнение наших результатов с результатами картографирования показывает, что основные особенности распределений яркости МФМ передает правильно (см., например, карту ЗС 31 в [6] и ЗС 84 в [7]). Поэтому МФМ может служить эффективным методом для получения распределения радиояркости в источнике по измеренным значениям ФВ при отсутствии фазовой информации.

7. Следует подчеркнуть, что МФМ дает также возможность определить  $\varphi_{\min}(u)$  и восстановить распределение яркости по квадрату модуля  $\Gamma^2(u)$  (по данным интерферометра интенсивностей — устройства, в котором фаза, в принципе, не измеряется). В [2] (КСФ № 2) приведены профили  $S_{\text{уг}}$  и  $S_{\text{ас А}}$ , восстановленные по  $\Gamma^2(u)$  и хорошо согласующиеся с результатами других авторов.

8. МФМ может быть развит для получения двумерного изображения источника [8]. В этом случае можно получить однозначное распределение яркости  $T(x, y)$  [9—10].

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Гальченко и Л. Ф. Ланской за помощь в проведении вычислений.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР

## ON THE POSSIBILITY OF OBTAINING STRIP-DISTRIBUTIONS BY THE MINIMAL PHASE METHOD

I. F. MALOV, V. A. FROLOV

Strip-distributions of radio brightness at 1425 MHz for 15 radio sources are obtained by the minimal phase method. It has been shown that this method may be more effective than two other known methods: principal solution and fitting.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Построение изображений в астрономии по функциям когерентности, ред. К. Ван Схонвелд, Мир, М., 1982.
2. А. А. Гальченко, И. Ф. Малов, Л. Ф. Могильницкая, В. А. Фролов, Краткие сообщения по физике, 2, 8, 24, 1982; 9, 23, 1982; 3, 11, 1984.
3. И. Г. Косарев, И. Ф. Малов, В. А. Фролов, Препр. ФИАН, № 90, 1980; Краткие сообщения по физике, № 7, 15, 1982.
4. E. B. Fomalont, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 138, 15, 203, 1968.
5. J. A. Hogbom, I. Carlsson, *Astron. and Astrophys.*, 34, 341, 1974.
6. S. F. Burch, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 181, 599, 1977.
7. G. K. Meley, G. C. Perola, *Astron. and Astrophys.*, 45, 223, 1975.
8. Ю. А. Евсиков, В. В. Чапурский, Преобразование случайных процессов в радио-технических устройствах, изд. «Высшая школа», М., 1977.
9. Yu. M. Bruck, L. G. Sodtn, *Opt. Commun.*, 30, 304, 1979.
10. R. H. T. Bates, *Optik*, 61, 247, 1982.

УДК: 524.6

## АККРЕЦИЯ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК. I. ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ НА КРУПНОМАСШТАБНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ $H_2$

О. К. СИЛЬЧЕНКО, В. М. ЛИПУНОВ

Поступила 20 января 1986

Принята к печати 5 декабря 1986

Рассчитано влияние динамического трения о звезды на глобальное распределение гигантских молекулярных облаков в галактиках в различных модельных приближениях. Показано, что в нашей Галактике за время, сравнимое с возрастом ее диска, одно динамическое трение не может привести к образованию наблюдаемого кольцеобразного распределения ГМО.

1. *Введение.* Самые первые исследования распределения молекулярного газа в Галактике показали, что он в основном сосредоточен в кольце радиусом  $\sim 6$  кпк (см., например, [1]), а также в самом центре Галактики; на расстоянии же  $2\div 3$  кпк от центра Галактики молекулярного газа мало. Впоследствии качественный характер крупномасштабного распределения гигантских молекулярных облаков (ГМО) неоднократно подтверждался, хотя оценки контраста кольца (отношения плотности в максимуме распределения к плотности в минимуме) колебались от  $\sim 6$  [2] до  $\sim 2$  ([3] — вариант с учетом градиента металличности по радиусу Галактики). С развитием исследований распределения молекулярного газа в других галактиках выяснилось, что среди спиральных галактик встречается как кольцеобразное, так и монотонно убывающее от центра распределение [4].

Попытки теоретически объяснить кольцевое распределение ГМО в Галактике предпринимались неоднократно. Предлагались следующие механизмы глобальной перестройки газового диска: динамическое трение, вязкость и звездообразование. В [5] была высказана идея, что недостаток ГМО на расстоянии  $2\div 4$  кпк от центра Галактики можно объяснить выпадением массивных облаков на центр под действием динамического трения о звездный диск. В [6] для проверки этой идеи была построена аналитическая модель радиального дрейфа ГМО в нашей Галактике под действием динамического трения и было получено, что динамическое трение не только не приводит к образованию кольцевого распределения молеку-

лярного газа, но и замыкает начальное кольцевое распределение. В [7] и [8] был получен максимум плотности газа на расстоянии 5 кпк от центра Галактики при расчете перестройки газового диска под действием вязкости. Однако в этих работах предполагалось, что «газ облаков» (газ, в котором роль молекул выполняют облака) — столкновительный. Для облаков  $H I$  с массой  $\sim 100 M_{\odot}$  это верно, но у ГМО с массой  $10^5 \div 10^6 M_{\odot}$  длина свободного пробега значительно превышает эциклический радиус, и газ из ГМО является бесстолкновительным. В [9] было выведено выражение для коэффициента вязкости в таком бесстолкновительном газе и рассчитано действие вязкости на распределение ГМО в Галактике. Согласно этим расчетам, постоянное по радиусу распределение ГМО превращается в кольцевое с максимумом на 5 кпк и контрастом 1.5 за время эволюции  $\sim 10$  млрд. лет. И, наконец, идея о том, что кольцеобразное распределение ГМО в спиральных галактиках типа Sb можно объяснить исчерпанием газа во внутренних областях галактики на образование звезд балджа, была высказана в [10], но конкретных оценок и моделей звездообразования в эпоху формирования крупномасштабного распределения ГМО построено не было.

В данной серии статей мы рассмотрим глобальную перестройку диска из ГМО под действием динамического трения и вязкости. Оба этих механизма приводят к радиальным движениям ГМО, которые можно назвать аккрецией. Привлечение как наблюдательного материала, так и теоретических результатов предшествующих исследований позволяет построить модель, наиболее приближенную к реальной Галактике, и численно рассчитать эволюцию распределения ГМО в Галактике. Характерные времена этой эволюции у нас, так же, как и у наших предшественников, получились порядка миллиардов лет, поэтому прежде чем излагать результаты моделирования, нам необходимо обсудить проблему времени жизни ГМО. Согласно мнению некоторых исследователей, ГМО образуются в спиральных рукавах. Есть также наблюдательные данные о концентрации ГМО к спиральной структуре. Если ГМО рождаются в спиральных рукавах и не выходят из них, их время жизни не может превышать  $10^7$  лет, и ни динамическое трение, ни вязкость за время жизни ГМО не успевают существенно повлиять на их радиальное распределение. Однако недавно появилась статья [11], в которой в результате большой наблюдательной работы выделено два типа ГМО — холодные и теплые. Теплые — их  $\sim 25\%$  общего количества — действительно концентрируются к спиральным ветвям и связаны с очагами звездообразования. Однако кольцевое распределение  $H_2$  в Галактике с максимумом на 6 кпк определяют не они, а холодные облака, которых  $75\%$  от общего количества и которые не концентрируются к спиральным рукавам, а существуют и в рукавах, и в межрукавных промежутках. Поскольку их распределение по долготе равномерно, время жизни хо-

лодных облаков должно быть по крайней мере больше времени оборота Галактики, т. е.  $\tau > 10^8$  лет. По численности ГМО в [2] была получена оценка  $\tau \geq 3 \cdot 10^8$  лет. Таким образом, последние наблюдательные данные не исключают того, что возраст большинства ГМО может быть порядка миллиардов лет и, следовательно, динамическое трение и вязкость могут значительно повлиять на их радиальное распределение.

В статье I мы рассматриваем эволюцию радиального распределения ГМО в галактиках под действием только динамического трения.

2. Эволюция распределения ГМО под действием динамического трения. Основные уравнения, описывающие нестационарную дисковую аккрецию под действием динамического трения, были выведены в [6]:

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial t} = -v_r \frac{\partial \dot{M}}{\partial R}, \quad (1)$$

$$v_r = -4\pi \Lambda \rho_*^*(R) \cdot \frac{G^2 M}{u^2} R \left( \frac{d(\omega R^2)}{dR} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $\dot{M}(R, t)$  — полный поток вещества, движущегося радиально в момент  $t$  на расстоянии  $R$  от центра галактики ( $\dot{M}$  связано с поверхностной плотностью газа  $\sigma$  и скоростью радиального дрейфа облаков  $v_r$  следующим образом:  $\dot{M} = 2\pi R v_r \sigma$ ),  $\Lambda$  — некий фактор порядка единицы,  $\rho_*^*(R)$  — объемная плотность массы звезд в диске Галактики,  $M$  — масса одного ГМО,  $u$  — дисперсия скоростей звезд в диске Галактики,  $\omega$  — угловая скорость вращения газа в Галактике. Необходимым условием справедливости формулы (2) является медленный радиальный дрейф облаков:  $v_r \ll \omega R$ . В [6] уравнения (1), (2) решались аналитически для случая твердотельного вращения диска Галактики  $\omega = \omega_0 = \text{const}$ .

Однако твердотельно вращается только самый центр Галактики ( $R < 0.5$  кпк). На больших расстояниях кривая вращения Галактики имеет довольно сложную форму. На рис. 1 она приведена согласно [12]. Для ее аппроксимации мы подобрали два аналитических выражения: кривой, обозначенной на рис. 1 как X 1, соответствует формула

$$\omega = \left( 975 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \right) \cdot \{ \exp(-3.1 R^{1.5}) + 0.132 / (1 + 0.2R)^{1.2} \}, \quad (3)$$

а кривой, обозначенной на рис. 1 как X 2, — формула

$$\omega = \left( 975 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \right) \cdot \{ \exp(-3.35 R^{1.5}) + 0.157 \operatorname{arctg} R/R \} \quad (4)$$

(везде  $R$  в кпк). Неплохо также описывает наблюдаемую кривую враще-

ния в интервале расстояний от центра Галактики  $3.5 \div 13$  кпк формула, приведенная в [13]:

$$\omega = \left( 68.5 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \right) \cdot (1 + (R/6)^2)^{-0.75}. \quad (5)$$

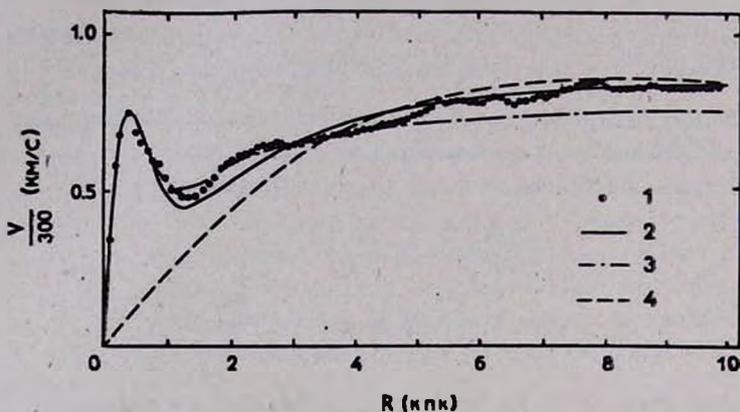


Рис. 1. Кривая вращения Галактики: 1 — наблюдательные данные согласно [12]. 2, 3, 4 — аналитические аппроксимации, см. в тексте формулы соответственно (3), (4) и (5).

Для всех трех кривых вращения (3), (4), (5) в данной работе мы решали уравнения (1), (2) численно, в интервале расстояний от центра Галактики (0.2 кпк, 20 кпк). Для решения этой смешанной задачи Коши применялась безусловно устойчивая неявная схема бегущего счета. На внешней границе интервала ( $R = 20$  кпк) несколько произвольно задавалось условие постоянства во времени потока вещества. Впрочем, расчеты показали, что граничное условие практически не сказывается на эволюции распределения плотности газа в интересующей нас области  $R \lesssim 10$  кпк: некоторые варианты модели были просчитаны также с условием нулевого потока на внешней границе диска (масса диска оставалась постоянной), и различия в результирующих распределениях поверхностной плотности ГМО после эволюции в течение 10 млрд. лет становились заметны только при  $R > 15$  кпк. Значения параметров уравнений (1), (2) задавались в соответствии с известными наблюдательными данными:  $M = 3 \cdot 10^5 M_{\odot}$ ,  $\rho_* = (10^{-22} \text{ г/см}^3) \exp(-R/5 \text{ кпк})$ .

Сначала, как и в работе [6], мы приняли  $u = \text{const} = 30 \text{ км/с}$ .

На рис. 2 изображены результаты расчетов для трех кривых вращения (3), (4), (5) и случая монотонно убывающего с расстоянием от центра начального распределения плотности газа:  $\sigma_0 = \exp(-R/5 \text{ кпк})$  (совпадает с распределением плотности звезд). В [6] для случая твердотельного

вращения  $\omega = \text{const}$  делался вывод, что эволюция под действием динамического трения не изменяет монотонности глобального распределения плотности газа, однако отмечалось, что монотонность может нарушаться вблизи локального минимума кривой вращения. В наших расчетах только

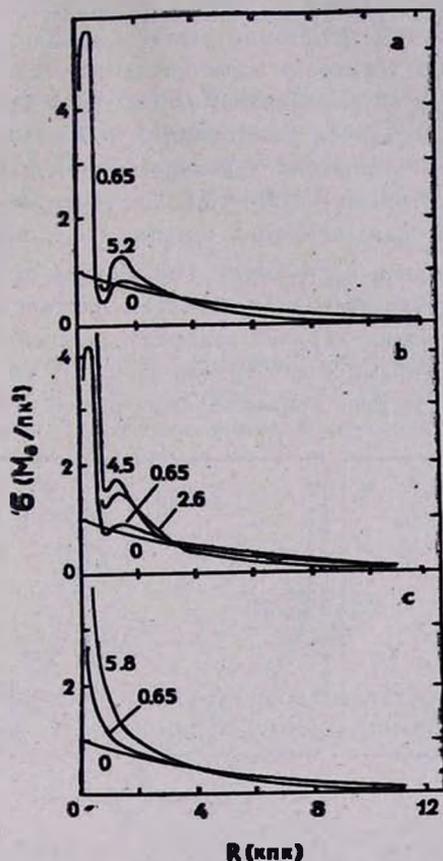


Рис. 2. Эволюция первоначально экспоненциального распределения ГМО по радиусу при условии  $u = \text{const} = 30$  км/с. Кривые вращения: а — (3), б — (4), с — (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

для кривой вращения (5) монотонность начального распределения плотности газа не нарушается — она не имеет локального минимума. В случае кривых вращения, наиболее приближенных к реально наблюдаемой — (3) и (4), на расстоянии  $1 \div 1.5$  кпк от центра Галактики, в процессе эволюции появляется небольшой максимум в распределении плотности ГМО. Очевидно, это связано с тем, что именно в этой области Галактики ( $0.5 \div 1.5$  кпк от центра) линейная скорость вращения газа убывает с расстоянием от центра; в точке максимального отрицательного градиента ско-

рости вращения  $R = 0.9$  кпк скорость радиального дрейфа вещества также максимальна (т. к.  $d(vR)/dR$  близко к нулю, а  $v_r$  обратно пропорциональна этой величине), и в этом месте образуется минимум в распределении плотности газа, который и становится причиной характерной «складки» на  $1 \div 1.5$  кпк от центра. В случае твердотельного вращения и для кривой вращения (5)  $\omega R$  монотонно растет с удалением от центра Галактики, поэтому никаких «складок» в распределении газа при расчетах с этими кривыми вращения не возникает. Как бы то ни было, максимум в распределении плотности газа на расстоянии  $1 \div 1.5$  кпк от центра Галактики не имеет никакого отношения к кольцеобразному распределению ГМО в нашей Галактике с пиком на  $R = 5.5$  кпк, которое в [5] предлагалось объяснять действием динамического трения. На расстоянии 5—6 кпк от центра Галактики модели с  $u = \text{const}$  (не зависит от  $R$ ) не дали нарушения монотонности начального распределения плотности газа.

Однако кольцо молекулярного водорода радиусом 5 кпк существует в нашей Галактике, и динамическое трение не может не влиять на распределение облаков газа. На рис. 3 представлены результаты расчетов для кри-

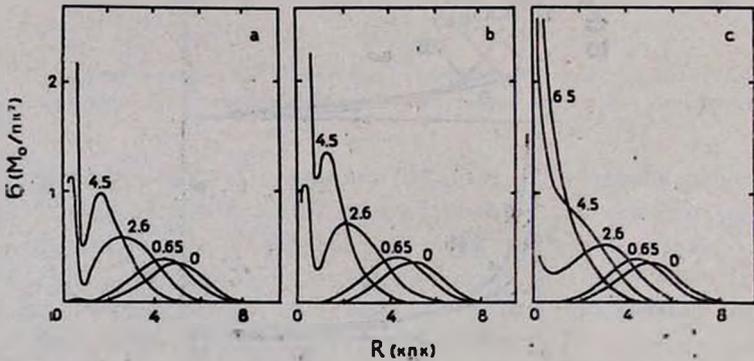


Рис. 3. Эволюция первоначально кольцевого распределения ГМО при условии  $u = \text{const} = 30$  км/с. Кривые вращения: а — (3), б — (4), с — (5). Числами обозначено время эволюции в млрд лет.

вых вращения (3), (4), (5) и кольцеобразного начального распределения газа в диске Галактики:

$$\sigma_0(R) \sim (\beta_1 R)^4 \exp(-(\beta_1 R)^4), \quad \beta_1^{-1} = 5 \text{ кпк.}$$

При всех трех вариантах аналитического представления кривой вращения кольцеобразное распределение плотности газа замывается, как и в случае твердотельного вращения, рассмотренном в [6], за характерное время

$$\tau = \frac{\beta_1^{-1}}{v_r(\beta_1^{-1})}. \quad (6)$$

При  $\beta_1^{-1} = 5$  кпк кольцо исчезает за 4 млрд. лет, что несколько меньше возраста диска.

Как видим, при численных расчетах с реальными кривыми вращения основные выводы, полученные в [6] аналитическим путем, подтверждаются. Однако модель в [6] была достаточно груба. Внесем в нее следующие усовершенствования.

1) Кривую вращения будем брать плоскую,  $v_\varphi = v_0 = \text{const}$  — это справедливо не только для интересующих нас участков Галактики (расстояние от центра 5—10 кпк), но и для большинства других спиральных галактик; нам же такое упрощение позволит решить наши уравнения аналитически.

2) По поводу дисперсии скоростей звезд сделаем следующие предположения:

а) толщина звездного диска постоянна, не зависит от  $R$  — это наблюдательный факт: в [14, 15] для нескольких галактик, видимых с ребра, это было установлено по распределению поверхностной яркости. Тогда:

$$H = \frac{2u_z}{\sqrt{2\pi G \rho_*}} = \text{const} \quad \text{и} \quad \frac{\rho_*}{u_z^2} = \frac{2}{\pi G H^2} = \text{const};$$

б)

$$\frac{u_\varphi}{u_r} = \sqrt{\frac{d(\omega R^2)/dR}{2\omega R}}$$

— это известный теоретический результат (см., например, [16]). При принятой выше плоской кривой вращения это выражение переходит в

$$\frac{u_\varphi}{u_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} = \text{const};$$

в)  $u_z = u_\varphi$  — произвольное предположение. Впрочем, для плоских подсистем существует приближенное соотношение (см., например, [16]):

$$\frac{u_r^2}{u_z^2} = 1 + \frac{u_r^2}{u_\varphi^2},$$

откуда при плоской кривой вращения сразу получается  $u_z = 0.82 u_r$ , и все последующие оценки верны с точностью до коэффициента 1.4, при полностью совпадающей качественной картине.

Из всех этих предположений получаем  $u^2 = 4u_z^2$ , и

$$\frac{\rho_*}{u^2} = \frac{1}{2\pi G H^2}. \quad (7)$$

Подставим  $v_\varphi$  и (7) в уравнения (1), (2):

$$v_r = - \frac{4\pi\Lambda G^2 M \rho_* R}{d(\omega R^2) \cdot u^2} = - \frac{2\Lambda GM}{H^2 v_0} R,$$

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial t} = - v_r \frac{\partial \dot{M}}{\partial R}.$$

Перейдем к безразмерному времени:

$$\tau = \frac{2\Lambda GM}{H^2 v_0} t. \quad (8)$$

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial \tau} = \frac{\partial \dot{M}}{\partial \ln R},$$

$$\dot{M}(R, 0) = \dot{M}(R \exp(\tau), \tau),$$

$$2\pi R \sigma(R) v_r = \frac{4\pi\Lambda GM}{H^2 v_0} R^2 \exp(2\tau) \sigma_0(R \exp(\tau)).$$

Подставляем в левую часть  $v_r$  и получаем:

$$\sigma(R, \tau) = \exp(2\tau) \sigma_0(R \exp(\tau)). \quad (9)$$

То есть, если начальное распределение плотности ГМО было монотонным, эта монотонность в процессе эволюции нарушаться не будет. В частности, равномерное распределение ГМО по радиусу Галактики

$$\sigma_0(R) = \text{const} = \begin{cases} \sigma_0 & \text{при } R \leq R_{\max} \\ 0 & \text{при } R > R_{\max} \end{cases}$$

( $R_{\max}$  — начальная граница газового диска) будет эволюционировать следующим образом:

$$\sigma(R, \tau) = \begin{cases} \sigma_0 \exp(2\tau) & \text{при } R \leq R_{\max} \cdot \exp(-\tau) \\ 0 & \text{при } R > R_{\max} \cdot \exp(-\tau). \end{cases}$$

Заметим, что хотя формально уравнения (1), (2) решались аналитически на бесконечной прямой, решение (9) верно только в интервале расстояний от центра Галактики (4 кпк, 10 кпк), где справедливо приближение  $v_\varphi = \text{const}$ .

Следующий наш шаг — замена в этой модели кривой вращения  $v_\varphi = \text{const}$  реальной кривой вращения (3) или (5) и численное решение уравнений (1), (2). Причем, чтобы не отвлекаться на особенности в распределении плотности газа на расстоянии 1—1.5 кпк от центра (рис. 2), мы из

формулы (3) взяли только второе слагаемое, описывающее вращение Галактики на расстояниях 4—10 кпк от центра. На рис. 4 изображены результаты расчета. Они неожиданны: при  $\sigma_0 = \text{const}$  в рассматриваемом интервале  $R$  (4 кпк, 10 кпк) проэволюционировавшее распределение  $\sigma(R)$  получилось монотонно, почти линейно возрастающим, причем на рис. 4b (кривая вращения (5)) возрастание значительно круче, чем на рис. 4a (кривая вращения (3)). И это при том, что кривые вращения (3) и (5) в диапазоне 4—10 кпк от центра очень близки друг к другу и обе почти плоские, т. е. близки к  $v_\varphi = \text{const}$ , дающей  $\tau(R) = \text{const}$  в любой момент времени. Этот расчет демонстрирует неустойчивость нашей задачи от-

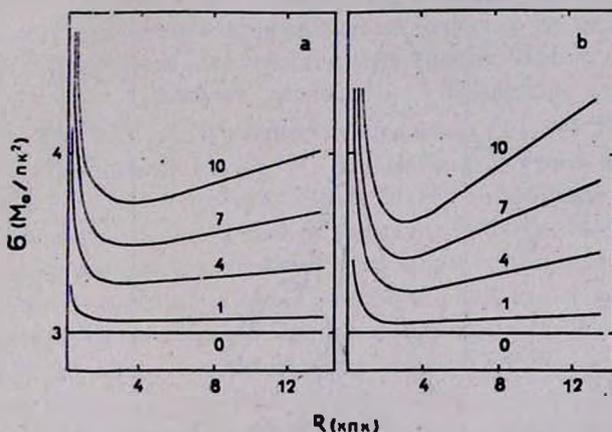


Рис. 4. Эволюция первоначально постоянного по радиусу распределения ГМО при условии  $u_z^2 \approx \sigma_0$ . Кривые вращения: а — (3), б — (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

носительно формы кривой вращения: все три кривые — (3), (5) и  $v_\varphi = \text{const}$  — удовлетворительно описывают наблюдательные данные, но результирующее распределение газа во всех трех случаях получается разным. Для модели рис. 4 проводилась проверка влияния краевого условия на результаты расчета. При нулевом потоке вещества на внешней границе диска (общая масса диска остается постоянной) конечное распределение плотности ГМО для  $R < 15$  кпк полностью совпало с полученным при граничном условии постоянного потока.

Как видно из формулы (9), характерное время эволюции, например, время возрастания поверхностной плотности газа в  $\epsilon^2$  раз или время сокращения характерного масштаба распределения газа в галактике в  $\epsilon$  раз, задается формулой  $\tau = 1$  или, согласно (8),

$$t_{\text{хар}} = \frac{H^2 \sigma_0}{2 \Delta G M}$$

Для нашей Галактики оно составляет около 85 млрд. лет (если принять  $\Lambda = 1$ ), что на порядок превышает возраст диска Галактики. Следовательно, за время жизни диска Галактики в данной модели одно динамическое трение не могло существенно изменить первоначального распределения ГМО в Галактике — в частности, если кольцо молекулярного газа в нашей Галактике каким-нибудь путем образуется, то дальше оно в течение миллиардов лет будет существовать — это устойчивая структура. На рис. 5

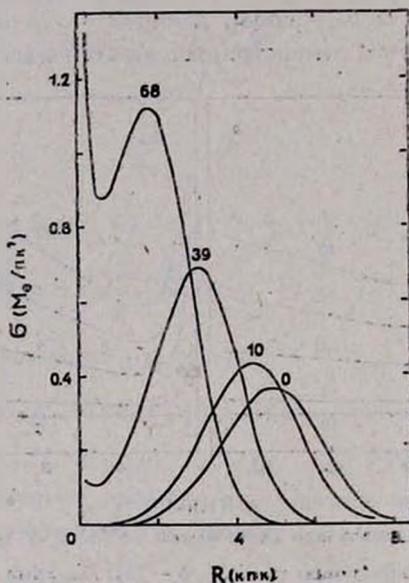


Рис. 5. Эволюция первоначально кольцевого распределения ГМО при условии:  $\sigma_z^2 \sim r$ . Кривая вращения (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

изображены результаты расчета с кривой вращения (5), полностью подтверждающие этот аналитический вывод: за время эволюции 10 млрд. лет максимум  $\sigma(R)$  едва успел «сползти» на 0.5 кпк к центру, и ни о каком размытии кольца на временах, сравнимых со временем жизни Галактики, говорить не приходится. Так значительно изменило модельные результаты введение реальной зависимости вертикальной дисперсии скоростей звезд от расстояния до центра галактики.

Здесь уместно обратиться к наблюдательному материалу по распределению молекулярного газа в других галактиках. Сейчас такой материал получен примерно для 25 спиральных галактик. Авторы статьи [10] заметили, что у галактик относительно раннего морфологического типа (Sb) распределение H<sub>2</sub>, как правило, кольцеобразное, а у галактик более позднего типа (Sc—Scd) — монотонно убывающее от центра. Они предложили

для объяснения этого факта гипотезу, согласно которой газ в области  $R \lesssim 4$  кпк израсходовался на образование звезд балджа, но численными оценками свою идею не подкрепили. Мы же отметим другое обстоятельство: большинство Sb-галактик вращается быстрее, чем в среднем Sc-галактики, и диски у них толще. И то, и другое делает характерное время эволюции распределения ГМО под действием динамического трения в Sb-галактиках больше, чем в Sc. Следовательно, если есть какой-то механизм, устанавливающий начальное кольцевое распределение  $H_2$ , то у Sb-галактик (к которым, вероятно относится и наша Галактика) оно не успеет заметно проэволюционировать за время их жизни, а у Sc оно вполне может успеть замыться. Правда, качество наблюдательного материала по распределению  $H_2$  и вращению в других галактиках не настолько высоко, чтобы можно было сделать количественные оценки. Кроме того, из общего правила, конечно, существуют исключения. Например, хорошо исследованная галактика NGC 4736 вращается медленно ( $v_{\max} = 186$  км/с) и имеет кольцо молекулярного газа [17]. Но максимум этого кольца располагается всего в 0.5 кпк от центра, и оно более напоминает структуры на рис. 2а, б, чем наблюдаемое в нашей Галактике кольцо  $H_2$  на  $R = 5.5$  кпк от центра; сходство усиливается тем, что кривая вращения  $v(R)$  у NGC 4736 в этом месте имеет локальный минимум [18], как и кривая вращения нашей Галактики на расстоянии 1.5 кпк от центра. Но большинство галактик, имеющих кольцевое распределение молекулярного газа, действительно вращается быстро, и эти два обстоятельства должны быть связаны.

Однако главный вопрос остается без ответа: какой механизм мог привести к образованию кольца молекулярного газа в Галактике? Может ли он быть связан с динамическим трением?

Мы попытались еще более усовершенствовать нашу модель. В [19] из условий устойчивости диска Галактики к разного направления возмущениям численно посчитаны  $u_z$  и  $u_z/u_r$  в зависимости от расстояния до центра. Для массы гало, равной примерно массе диска, что, как считается, присуще нашей Галактике, численные расчеты [19] удовлетворительно аппроксимируются следующими аналитическими формулами:

$$u_z = (38 \text{ км/с}) \exp(-R/12.7 \text{ кпк}),$$

$$\frac{u_z}{u_r} = -\left(\frac{R}{36 \text{ кпк}}\right)^2 + \frac{R}{130 \text{ кпк}} + 0.34.$$

(масштаб яркости — 5 кпк). Вертикальная дисперсия скоростей звезд  $u_z$  падает с расстоянием от центра Галактики экспоненциально, с характерным масштабом 12.7 кпк — это почти не отличается от экспоненциального падения с масштабом 10 кпк, которого требует наблюдательный факт постоянной толщины звездного диска. Правда,  $u_z$  при  $R = 0$  в [19] равно

38 км/с, а у нас в предыдущих расчетах оно равно 82 км/с (чтобы в окрестностях Солнца было 30 км/с [14]). Однако в оценке дисперсии скоростей звезд даже в окрестностях Солнца еще нет полной определенности: согласно модели Шмидта,  $u_{\odot} = 30$  км/с, а в [20] приводится наблюдательная оценка 18 км/с. Наблюдения дисперсии скоростей звезд в других галактиках дают  $u_z(R=0) = 100 \div 130$  км/с (результат из работы [21] для галактик NGC 628 и 1566). Таким образом дисперсию скоростей звезд в нашей Галактике мы скорее всего знаем лишь с точностью до фактора 2. Во времени эволюции распределения плотности молекулярного газа под действием динамического трения это даст фактор 4.

Еще более замечательным является модельный результат [19], что  $u_z/u_r$  убывает при удалении от центра галактики. Поскольку зависимость  $u_z$  от  $R$  задана условием постоянства толщины звездного диска, внесение зависимости  $u_z/u_r$  от  $R$  из [19] в наши расчеты приводит к тому, что  $u_r$  более медленно убывает с радиусом, чем в предыдущих моделях, соответственно, и полная  $u$  более медленно убывает с радиусом, и во внешних частях Галактики динамическое трение подавляется. Результат изображен

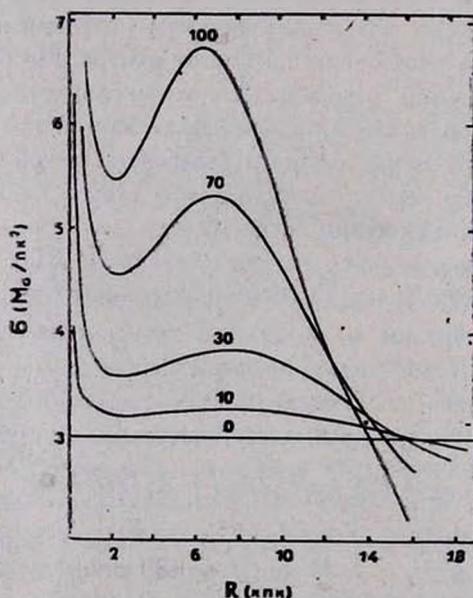


Рис. 6. Эволюция первоначально постоянного по радиусу распределения ГМО. Зависимость  $u(R)$  задана согласно [19]. Кривая вращения (5). Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

на рис. 6: динамическое трение приводит к образованию кольцевого распределения ГМО в Галактике, однако эволюция происходит крайне мед-

ленно — за 100 млрд. лет контраст  $\sigma_{\max}/\sigma_{\min}$  едва достигает 1.3 (наблюдаемый контраст  $\geq 2$ ).

В результате всех наших модельных расчетов можно сделать вывод: за время жизни Галактики одно динамическое трение вряд ли способно привести к образованию кольцевого распределения  $H_2$ .

Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

## ACCRETION OF GASEOUS DISKS OF GALAXIES. I. THE EFFECT OF DYNAMICAL FRICTION ON THE LARGE-SCALE DISTRIBUTION OF $H_2$

O. K. SIL'CHENKO, V. M. LIPUNOV

The effect of dynamical friction on a global distribution of giant molecular clouds in galaxies is calculated for various model approximations. It has been shown that in our Galaxy the dynamical friction alone cannot result in forming the observed ringlike distribution of giant molecular clouds for a time less than the age of Galactic disk.

### ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Burton, M. A. Gordon, T. M. Banta, F. J. Lockman, *Astrophys. J.*, 202, 30, 1975.
2. P. M. Solomon, D. B. Sanders, N. Z. Scoville, *IAU Symp. No. 84*, Dordrecht, 1979. p. 35.
3. L. Blitz, F. H. Sku, *Astrophys. J.*, 238, 148, 1980.
4. F. Verter, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 261, 1985.
5. В. Г. Сурдин, *Астрон. циркуляр*, № 1113, 3, 1980.
6. В. М. Липунов, *Астрон. ж.*, 59, 286, 1982.
7. V. Icke, *Astron. and Astrophys.*, 78, 21, 1979.
8. В. Г. Горбацкий, В. М. Сербин, *Астрофизика*, 19, 79, 1983.
9. M. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
10. J. S. Young, N. Scoville, *Astrophys. J.*, 258, 467, 1982.
11. P. M. Solomon, D. B. Sanders, A. R. Rivolo, *Prepr. Stony Brook Univ.*, 1985, p. 13.
12. У. А. Хауд, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 124, 1979.
13. W. B. Burton, M. A. Gordon, *Astron. and Astrophys.*, 63, 7, 1978.
14. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 95, 105, 1981.
15. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
16. J. Einasto, U. Rummel, *IAU Symp. No. 38*, Dordrecht, 1970, p. 51.
17. L. E. Garman, J. S. Young, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 16, 456, 1984.
18. G. Chincarini, M. F. Walker, *Astrophys. J.*, 147, 407, 1967.
19. А. В. Засов, А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 62, 475, 1985.
20. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977, стр. 363.
21. P. C. Van der Kruit, K. C. Freeman, *Astrophys. J.*, 278, 81, 1984.

УДК: 524.86—48

## О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ ФРИДМАНА

У. ГЮНТЕР, А. И. ЖУК

Поступила 27 марта 1986

Принята к печати 2 декабря 1986

Рассматривается рождение частиц (бозонов и фермионов) в горячей Вселенной Фридмана из начального состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, в случае, когда эффективная масса частиц зависит от температуры. Показано, что для скалярных частиц учет температурных эффектов приводит к очень сильному подавлению процесса рождения. Для спинорных частиц учет температурных эффектов приводит к сильному подавлению процесса рождения из начального вакуумного состояния. Однако, если рождение спинорных частиц происходит из состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, то температурные эффекты относительно слабо влияют на процесс рождения частиц.

1. *Введение.* Изучению квантовых эффектов в сильных гравитационных полях в последние годы уделяется большое внимание (обзор обширной литературы по этим вопросам можно найти в книгах [1, 2]). Одной из наиболее интересных проблем при этом является проблема рождения частиц на ранних этапах эволюции Вселенной. Признанной моделью сейчас является модель горячей Вселенной [3, 4], в которой предполагается, что Вселенная на ранних этапах эволюции заполнена излучением и находящимся с ним в термодинамическом равновесии при высокой температуре веществом. Поэтому при изучении процесса рождения частиц в ранней Вселенной необходимо учитывать следующих два обстоятельства.

Во-первых, рождение частиц надо исследовать из начального состояния, описываемого тепловой матрицей плотности. Во-вторых, необходимо учитывать, что в сверхплотном релятивистском горячем веществе эффективная масса рождающихся частиц зависит от температуры [5, 6]. Оба этих эффекта оказывают существенное влияние на процесс рождения. По отдельности учет своих этих эффектов был проведен в ряде работ. Процесс рождения частиц с массой, не зависящей от температуры, из состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, во фридмановской Вселенной был исследован в статьях [7] (для бозонов) и [8] (для фермионов). В этих работах было показано, что статистические эффекты приво-

дят к существенному усилению процесса рождения для бозонов и ослаблению — для фермионов. Влияние зависимости масс частиц от температуры на процесс рождения из начального вакуумного состояния было рассмотрено в статьях [9] (для однородной изотропной Вселенной) и [10] (для анизотропной Вселенной). В работе [9] было показано, что в этом случае процесс рождения скалярных частиц во Вселенной Фридмана оказывается существенно подавлен. Данная статья посвящена изучению влияния обоих этих эффектов на процесс рождения бозонов и фермионов в горячей Вселенной Фридмана, т. е. рассматривается процесс рождения частиц из начального состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, в случае, когда эффективная масса частиц зависит от температуры.

2. *Постановка задачи. Основные уравнения.* Рассмотрим процесс рождения скалярных и спинорных (спин 1/2) частиц в однородной изотропной Вселенной, описываемой метрикой

$$ds^2 = a^2(\eta) [d\eta^2 - d\chi^2 - f^2(\chi) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (1)$$

где  $f(\chi) = \text{sh } \chi$ ,  $\chi$ ,  $\sin \chi$  соответственно для открытого, квазимевклидового и закрытого мира с кривизной 3-пространства  $\kappa = -1, 0, 1$ ;  $\eta$  — конформное время, связанное с обычным временем  $t$  соотношением  $dt = a(\eta) d\eta$ . Как известно [1], задача о рождении пар во Вселенной Фридмана сводится к задаче о параметрическом возбуждении квантового осциллятора с переменной частотой:

$$\ddot{g}_\lambda(\eta) + \omega_{0\lambda}^2(\eta) g_\lambda(\eta) = 0, \quad (2)$$

$$\dot{f}_{\lambda\pm}(\eta) + i f_{\lambda\mp}(\eta) \pm im_0 a(\eta) f_{\lambda\pm}(\eta) = 0, \quad (3)$$

где мы используем обозначения [1];  $g_\lambda(\eta)$  описывает зависимость от времени скалярной волновой функции, а  $f_{\lambda\pm}(\eta)$  — спинорной (спин 1/2) волновой функции, точка означает дифференцирование по конформному времени  $\eta$ . Уравнение (3) можно переписать в виде, аналогичном (2):

$$\ddot{f}_{\lambda\pm}(\eta) + [\omega_{0\lambda}^2(\eta) \pm im_0 a(\eta)] f_{\lambda\pm}(\eta) = 0. \quad (4)$$

Переменная конформная частота  $\omega_{0\lambda}(\eta)$  равна

$$\omega_{0\lambda}^2(\eta) = \lambda^2 + m_0^2 a^2(\eta), \quad (5)$$

где  $m_0$  — „голая“ масса рождающихся частиц,  $\lambda$  — импульсное квантовое число, связанное с физическим импульсом  $K_\Phi = \frac{\lambda}{a(\eta)}$ .

Учтем теперь, что в веществе с температурой  $T_\phi \gg m_0$  эффективная масса частиц модифицируется следующим образом [5, 6]:

$$m^2(T) = m_0^2 + \alpha^2 T_\phi^2, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — константа, зависящая от постоянной самодействия, калибровочных зарядов, числа и вида взаимодействующих частиц [6, 9, 11]. Ниже мы нигде не будем уточнять природу коэффициента  $\alpha$ , а рассмотрим, каким образом будет меняться полное число рожденных частиц в случае, если  $\alpha$  меняется в реалистичных пределах  $0 \leq \alpha^2 \leq 1$ . С учетом (6) конформная частота будет иметь вид:

$$\omega_\lambda^2(\eta) = \lambda'^2 + m_0^2 \alpha^2(\eta) = \omega_{\alpha\lambda}^2(\eta), \quad (7)$$

где

$$\lambda'^2 = \lambda^2 + \alpha^2 T^2 \quad (8)$$

и конформная температура  $T$  связана с физической температурой  $T_\phi$ :  $T = \alpha T_\phi$ . В модели горячей Вселенной на радиационно-доминирующей стадии температура излучения и плазмы меняется по закону [3, 4]

$T_\phi \sim \frac{1}{a}$  и, следовательно,  $T = \text{const} \sim 10^{29}$  [3]. После преобразования (6) осцилляторные уравнения (2) и (4) модифицируются:

$$\ddot{\bar{g}}_\lambda + \omega_{\alpha\lambda}^2(\eta) \bar{g}_\lambda(\eta) = 0, \quad (9)$$

$$\ddot{\bar{f}}_{\lambda\pm} + \left[ \omega_{\alpha\lambda}^2 \pm im_0 \dot{\alpha} \left( 1 + \frac{\alpha^2 T^2}{m_0^2 \alpha^2} \right)^{-1/2} \right] \bar{f}_{\lambda\pm} = 0, \quad (10)$$

где тильда обозначает функции, удовлетворяющие модифицированным уравнениям. Из этих уравнений видно, что  $\bar{g}_\lambda(\eta) = g_{\lambda'}(\eta)$  и  $\bar{f}_{\lambda\pm}(\eta) \xrightarrow{\eta \rightarrow \infty} f_{\lambda'\pm}(\eta)$ , где мы учли, что  $a(\eta \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$ .

Обозначим спектр числа частиц, рожденных из вакуума,  $N_{V\lambda B}(\eta)$  — для бозонов и  $N_{V\lambda F}(\eta)$  — для фермионов. Из вышесказанного следует:

$$\bar{N}_{V\lambda B}(\eta) = N_{V\lambda'B}(\eta), \quad \bar{N}_{V\lambda F}(\eta) \xrightarrow{\eta \rightarrow \infty} N_{V\lambda'F}(\eta).$$

Так как нас интересует полное число частиц, рожденных от сингулярности до наших дней, то нам достаточно знать поведение этих спектров при  $\eta \rightarrow \infty$  [1, 7, 8]:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \bar{N}_{V\lambda B}^F(\eta) = n_B^F \left( \frac{\lambda'}{b} \right). \quad (11)$$

где\*  $b = (2m_0 a^*)^{1/2}$ . Асимптотический вид функций  $n_B^F\left(\frac{\lambda}{b}\right)$  приведен в Приложении. Полное число частиц, рожденных из начального состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, будет равно согласно [7, 8] с учетом преобразования (6):

$$\bar{N}_B^F = \bar{N}_{0B}^F + \bar{N}_{VB}^F \mp N_{SB}^F, \quad (12)$$

где верхний знак относится к фермионам ( $F$ ), а нижний — к бозонам ( $B$ ) и

$$\bar{N}_{0B}^F = \int_0^\infty d\lambda \lambda^2 \left( \exp \frac{\omega_\lambda}{T} \pm 1 \right)^{-1}, \quad (13)$$

— число частиц, имеющихсся в начальном состоянии,

$$\bar{N}_{VB}^F = \int_0^\infty d\lambda \lambda^2 n_B^F\left(\frac{\lambda'}{b}\right) \quad (14)$$

— число частиц, рожденных из начального вакуумного состояния,

$$\bar{N}_{SB}^F = 2 \int_0^\infty d\lambda \lambda^2 n_B^F\left(\frac{\lambda'}{b}\right) \left( \exp \frac{\omega_\lambda}{T} \pm 1 \right)^{-1} \quad (15)$$

— число частиц, рождение которых обусловлено статистическими эффектами. Оценим эти интегралы.

3. Скалярное поле. Для числа частиц, имеющихсся в начальном состоянии\*\* (13), легко получить:

$$N_{0B}(\alpha = 0) = \int_0^\infty d\lambda \lambda^2 \left( \exp \frac{\lambda}{T} - 1 \right)^{-1} \approx 2.4 \cdot T^3, \quad (16)$$

$$\bar{N}_{0B}(\alpha = 1) = \int_0^\infty d\lambda \lambda^2 \left( \exp \sqrt{\frac{\lambda^2}{T^2} + 1} - 1 \right)^{-1} \approx 1.7 \cdot T^3.$$

\* Мы рассматриваем модель горячей Вселенной (для определенности закрытого типа), для которой на радиационно-доминирующей стадии масштабный фактор меняется следующим образом:  $a = a^* \cdot \eta = (2a^* t)^{1/2}$ , где  $a^*$  — постоянная и согласно [3]:  $a^* \sim 10^{26}$  см.

\*\* В соответствии с работами [7, 8], начальное состояние мы выбираем при  $\eta = 0$ . Тогда в формулах (13) и (15)  $\omega_\lambda^2 = \lambda^2 + a^2 \cdot T^2$ .

Следовательно, при изменении константы  $0 \leq \alpha \leq 1$  начальное число частиц варьируется в пределах от  $2.4 \cdot T^3$  до  $1.7 \cdot T^3$  соответственно. Напомним, что в стандартной модели горячей Вселенной  $T \sim 10^{25}$  [3].

Очевидно, что при  $\alpha \rightarrow 0$  должно быть  $\bar{N}_{VB} \rightarrow N_{VB}$  и  $\bar{N}_{SB} \rightarrow N_{SB}$  или  $\Delta N_{VB} = N_{VB} - \bar{N}_{VB} \rightarrow 0$  и  $\Delta N_{SB} = N_{SB} - \bar{N}_{SB} \rightarrow 0$ . Выбрав\*  $\alpha < \alpha_{dB}$ , получим явные формулы, описывающие поведение  $\Delta N_{VB}$  и  $\Delta N_{SB}$  при  $\alpha \rightarrow 0$

$$\Delta N_{VB} \underset{\alpha \rightarrow 0}{\approx} \frac{d_B^2 b^3}{40} x^3 \left[ \ln \left( \frac{2}{x} \right) - \frac{1}{2} \right],$$

$$\Delta N_{SB} \underset{\alpha \rightarrow 0}{\approx} \frac{\pi}{20} d_B b^3 T \cdot x,$$
(17)

где  $x \equiv \frac{\alpha}{\alpha_{dB}}$ .

Перейдем к оценке интегралов (14) и (15) для случая  $\alpha_{DB} \leq \alpha \leq 1$ . Число частиц, рожденных из начального вакуумного состояния, дается выражением

$$\bar{N}_{VB} \approx \frac{b^3}{10^4 (\alpha T)^3}.$$
(18)

Тогда для частиц с массой порядка массы протона  $m_p \sim 10^{13} \text{ см}^{-1}$  получим:  $\bar{N}_{VB} (\alpha \sim 1) \sim 10^{11}$ ,  $\bar{N}_{VB} (\alpha = \alpha_{DB} \sim 10^{-8}) \sim 10^{33}$ . Из [7] имеем  $N_{VB} (\alpha = 0) \sim 10^{38}$ . Следовательно, видим, что включение самодействия ( $\alpha \neq 0$ ) приводит к существенному подавлению процесса рождения скалярных частиц из вакуума, как это уже отмечалось качественно в [9].

Число бозонов, рожденных за счет статистических эффектов (15) определяется формулами

$$\bar{N}_{SB} (\alpha = 1) \approx \frac{6 \cdot b^3}{10^5 \cdot T^3},$$
(19)

$$\bar{N}_{SB} (\alpha \ll 1) \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \frac{b^3}{\alpha^5 T^3}.$$
(20)

Для частиц с массой протона мы получаем оценки  $\bar{N}_{SB} (\alpha = 1) \sim 10^{10}$ ,  $\bar{N}_{SB} (\alpha \sim \alpha_{DB}) \sim 10^{33}$ , а из [7] следует  $N_{SB} (\alpha = 0) \sim 10^{37}$ . Таким

\* См. Приложение, где приведены асимптотики функции  $\ln \left( \frac{\lambda}{b} \right)$  и определены постоянные  $\alpha_{dB}^F$  и  $\alpha_{DB}^F$ .

образом, процесс рождения скалярных частиц за счет статистических эффектов также существенно подавлен температурными эффектами.

4. *Спинорное поле.* Число спинорных (спин 1/2) частиц в начальном состоянии (13) при изменении  $\alpha$  от 0 до 1 будет меняться соответственно в пределах:

$$N_{0F}(\alpha=0) = \int_0^{\infty} d\lambda \lambda^2 \left( \exp \frac{\lambda}{T} + 1 \right)^{-1} \approx 1.8 \cdot T^3, \quad (21)$$

$$\tilde{N}_{0F}(\alpha=1) = \int_0^{\infty} d\lambda \lambda^2 \left( \exp \sqrt{\frac{\lambda^2}{T^2} + 1} + 1 \right)^{-1} \approx 1.5 \cdot T^3.$$

Так же, как и для скалярного поля, в спинорном случае должно быть  $\Delta N_{VF} = N_{VF} - \tilde{N}_{VF} \xrightarrow{\alpha \rightarrow 0} 0$  и  $\Delta N_{SF} = N_{SF} - \tilde{N}_{SF} \xrightarrow{\alpha \rightarrow 0} 0$ , что и следует явно из выражения

$$\Delta N_{VF} \sim \Delta N_{SF} \sim \frac{1}{8} b^3 d_{dF}^4 \pi^{1/2} \left\{ x^2 + \frac{x^4}{2} \left[ 1 - \ln \left( \frac{1}{x} + \sqrt{1 + \frac{1}{x^2}} \right) \right] \right\}, \quad (22)$$

где  $x \equiv \frac{\alpha}{\alpha_{dF}}$ .

Как видно из формулы (12), статистические эффекты для спинорного поля, в отличие от скалярного поля, приводят к подавлению процесса рождения. Полное (эффективное) число рожденных частиц определяется комбинацией  $N_{EF} = N_{VF} - N_{SF}$ .

Поведение эффективного числа рожденных частиц при стремлении  $\alpha \rightarrow 0$  дается выражением

$$\begin{aligned} \Delta N_{EF} &= \Delta N_{VF} - \Delta N_{SF} \approx \\ &\approx \alpha^2 \frac{T^3}{4} \left[ \frac{\alpha_{dF}^4}{32} - \frac{\alpha_{dF}^2}{4} - \frac{T\sqrt{\pi}}{b} \left( \frac{\alpha_{dF}^3}{3} - \frac{\alpha_{dF}^5}{30} \right) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Интересной особенностью является то, что в этом пределе  $\Delta N_{EF} < 0$ , т. е. для  $\alpha \ll \alpha_{dF} \ll 1$  учет температурных эффектов приводит к незначительному увеличению эффективного числа рожденных спинорных частиц  $|\Delta N_{EF}| \ll N_{EF}$ .

Рассмотрим теперь диапазон значений постоянной  $\alpha$ :  $\alpha_{dF} \leq \alpha \leq 1$ . Число фермионов, рожденных из начального вакуумного состояния, для этих  $\alpha$  определяется формулой

$$\tilde{N}_{VF} \approx \frac{\pi b^4}{4^3 \cdot \alpha \cdot T}. \quad (24)$$

Для частиц с массой протона мы получим оценки:  $N_{VF}(\alpha = 0) \sim 10^{59}$  [8],  $\tilde{N}_{VF}(\alpha \sim \alpha_{DF}) \sim 10^{58}$ ,  $N_{VF}(\alpha \sim 1) \sim 10^{43}$ . Как видно, учет температурных эффектов, так же, как и для скалярного поля, приводит к подавлению процесса рождения частиц, правда, в намного меньшей степени, чем для скалярных частиц. Эффективное число частиц в этом диапазоне значений  $\alpha$  дается выражением

$$\tilde{N}_{EF} \approx \frac{b^4}{4^4 \cdot T} \left\{ 0.8 + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\alpha^2}{24} \right) \ln \left[ \frac{1}{\alpha} + \left( 1 + \frac{1}{\alpha^2} \right)^{1/2} \right] - \frac{1}{2} (1 + \alpha^2)^{-1/2} - \frac{1}{48} (1 + \alpha^2)^{1/2} \right\} \quad (25)$$

и для фермионов с  $m \sim m_p$  получаем оценки  $N_{EF}(\alpha = 0) \sim 10^{50}$  [8],  $\tilde{N}_{EF}(\alpha \sim \alpha_{DF}) \sim 10^{49}$ ,  $\tilde{N}_{EF}(\alpha \sim 1) \sim 10^{43}$ . Таким образом, если рождение фермионов происходит из начального состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, то зависимость массы частиц от температуры относительно слабо влияет на процесс рождения.

5. *Заключение.* Мы рассмотрели совместное влияние статистических и температурных эффектов на процесс рождения скалярных и спинорных частиц в горячей Вселенной Фридмана. Для скалярных частиц учет температурных эффектов приводит к очень сильному подавлению процесса рождения, как при рождении из начального вакуумного состояния, так и при рождении из состояния, описываемого тепловой матрицей плотности. Для спинорных частиц учет температурных эффектов приводит к сильному (но значительно менее сильному, чем для скалярных частиц) подавлению процесса рождения из начального вакуумного состояния. Однако, если рождение спинорных частиц происходит из начального состояния, описываемого тепловой матрицей плотности, то температурные эффекты относительно слабо влияют на процесс рождения.

#### Приложение

Рассмотрим асимптотическое поведение функций  $n_B^F(\delta)$ , где  $\delta \equiv \frac{\lambda}{b}$ . Для скалярного поля [1]:

$$n_B(\delta) = (\pi \cdot 2^{3/2})^{-1} \Gamma^2\left(\frac{3}{4}\right) \delta^{-1}; \quad \delta \ll 1, \quad (\text{П1})$$

$$n_B(\delta) = 4^{-5} \cdot \delta^{-8}; \quad \delta \gg 1. \quad (\text{П2})$$

Можно легко показать, что асимптотика (П1) хорошо работает при  $\delta \lesssim d_B = 10^{-2}$ , а — (П2) при  $\delta \gtrsim D_B = 10$ . В выражениях (14) и (15) эти асимптотические формулы используются для  $n_B(\delta')$ , где  $\delta' \equiv \frac{k'}{b} = [(l^2 + a^2 T^2)/(2m_0 a^*)]^{1/2}$ , если, соответственно,  $\delta' \leq d_B$  и  $\delta' \gtrsim D_B$ .

Из этих неравенств можно получить оценки для наибольшего и наименьшего значений постоянной  $\alpha$ , при которых данные асимптотики имеют место:

$$\begin{aligned} \alpha &\lesssim \alpha_{dB} \equiv \frac{b}{T} d_B, \\ \alpha &\gtrsim \alpha_{DB} \equiv \frac{b}{T} D_B. \end{aligned} \quad (\text{П3})$$

Например, для частиц с массой порядка массы протона  $m_p \sim 10^{13} \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_{dB} \sim 10^{-11}$  и  $\alpha_{DB} \sim 10^{-8}$ . Аналогично, для спинорного поля (спин 1/2) [1]:

$$n_F(\delta) = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{\pi} \delta); \quad \delta \ll 1, \quad (\text{П4})$$

$$n_F(\delta) = 4^{-4} \cdot \delta^{-4}; \quad \delta \gg 1. \quad (\text{П5})$$

Асимптотику (П4) можно с хорошей точностью использовать для  $n_F(\delta')$  при  $\delta' \lesssim d_F = 10^{-1}$ , а — (П5) при  $\delta' \gtrsim D_F = 10$ . Так же, как и в скалярном случае, эти неравенства дают оценки для наибольшего и наименьшего значений постоянной  $\alpha$ , при которых можно применять написанные выше асимптотические формулы:

$$\begin{aligned} \alpha &\lesssim \alpha_{dF} \equiv \frac{b}{T} d_F, \\ \alpha &\gtrsim \alpha_{DF} \equiv \frac{b}{T} D_F. \end{aligned} \quad (\text{П6})$$

и для частиц с массой  $m_p$ :  $\alpha_{dF} \sim 10^{-10}$ ,  $\alpha_{DF} \sim 10^{-8}$ .

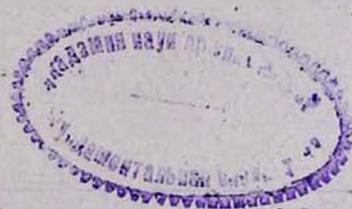
## ON TEMPERATURE EFFECT ON THE CREATION OF PARTICLES IN THE HOT FRIEDMAN UNIVERSE

U. GÜNTHER, A. I. ZHUK

Creation of particles (bosons and fermions) in the hot Friedman Universe from thermal matrix density in the case of mass temperature dependence of particles is investigated. It has been shown that temperature effects suppress the creation of scalar particles very strongly. Temperature effects strongly suppress the creation of spinor particles from the initial vacuum state. But in the case of creation of spinor particles from initial thermal matrix density, temperature effects influence relatively weakly the creation process of particles.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Гриб, С. Г. Мамасв, В. М. Мостепаненко, Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, Атомиздат, М., 1980.
2. Н. Биррелл, П. Девис, Квантованные поля в искривленном пространстве-времени, Мир, М., 1984.
3. Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, Гравитация, т. 2, Мир, М., 1977.
4. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Стрoение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
5. Д. А. Кирижниц, А. Д. Линде, Ж. эксперим. и теор. физ., 67, 1263, 1974.
6. В. В. Климов, Ядер. физ., 33, 1734, 1981.
7. А. И. Жук, В. П. Фролов, ТМФ, 55, 216, 1983.
8. У. Гюнтер, А. И. Жук, ТМФ, 68, 11, 1986.
9. А. Д. Линде, Письма в ЖЭТФ, 35, 398, 1982.
10. А. И. Жук, В. П. Фролов, Письма в Астрон. ж., 9, 135, 1983.
11. О. К. Калашников, В. В. Климов, Ядер. физ., 33, 1572, 1981.



# CONTENTS

THE ABUNDANCES OF THE LIGHT ELEMENTS IN THE ATMOSPHERE OF THE MAIN COMPONENT OF DOUBLE SYSTEM $\nu$ SGR <i>V. V. Leushin, G. P. Topil'skaya</i>	195
A LOW DISPERSION SKY SPECTRAL SURVEY FOR REVEALING FAINT CARBON STARS. I. REGION $115^\circ < l < 130^\circ$ , $-5^\circ < b < +5^\circ$ <i>M. G. Nikolashvili</i>	209
THE FORMATION OF MULTICOMPONENT BLENDS IN ENVELOPES OF SUPERNOVAE. I. THE EFFECTS OF NONLOCAL RADIATIVE COUPLING <i>O. S. Bartunov, A. L. Mozgovoy</i>	221
THE RADIATION FIELD IN A INFINITE DUST NEBULA ILLUMINATED BY A STAR . . . . . <i>A. K. Kolesov, V. Y. Perov</i>	239
THERMAL RADIATION NEUTRON STARS <i>G. G. Harouthunian, V. V. Papoyan, G. S. Sahakian</i>	251
THE PSEUDO-RESONANCE LINES OF SI III IN SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE . . . . . <i>A. G. Egikian</i>	263
STELLAR SYSTEMS AS DISSIPATIVE DYNAMICAL SYSTEMS <i>V. G. Gurzadyan, A. A. Kochartan</i>	275
DETERMINATION OF THE INTERSTELLAR TURBULENCE PROPERTIES USING GALACTIC COSMIC RAY DIFFUSION COEFFICIENT DATA <i>V. N. Fedorenko, V. M. Ostrogakov</i>	285
THE TRIVARIATE LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT TYPE 1 GALAXIES . . . . . <i>R. A. Kandalian</i>	301
ON THE RADIO EMISSION OF SPIRAL GALAXIES IN THE GROUPS OF GALAXIES . . . . . <i>V. H. Malumian</i>	311
INVESTIGATION OF THE ANISOTROPY OF THE ORIENTATION OF GALAXIES <i>A. V. Mandzhos, A. Ja. Gregul, I. Yu. Izotova, V. V. Tel'nyuk-Adamchuk</i>	321
INDIVIDUAL AND ORBITAL MASSES OF DOUBLE GALAXIES <i>V. A. Mineva</i>	335
ON THE POSSIBILITY OF OBTAINING STRIP-DISTRIBUTIONS BY THE MINIMAL PHASE METHOD . . . . . <i>I. F. Malov, V. A. Frolov</i>	351
ACCRETION OF GASEOUS DISKS OF GALAXIES. I. THE EFFECT OF DYNAMICAL FRICTION ON THE LARGE-SCALE DISTRIBUTION OF $H_2$ . . . . . <i>O. K. Sil'chenko, V. M. Lipunov</i>	363
ON TEMPERATURE EFFECT ON THE CREATION OF PARTICLES IN THE HOT FRIEDMAN UNIVERSE . . . . . <i>U. Günther, A. I. Zhuk</i>	377

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ В ОРИЕНТАЦИЯХ ГАЛАКТИК УПСАЛЬСКОГО И ЕЮО/УППСАЛЬСКОГО КАТАЛОГОВ <i>А. В. Манджос, А. Я. Грейуль, И. Ю. Изотова, В. В. Тельнюк-Адамчук</i>	321
ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ И ОРБИТАЛЬНЫЕ МАССЫ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК <i>В. А. Минева</i>	335
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ СТРИП-РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ МИНИМАЛЬНО-ФАЗОВЫМ МЕТОДОМ <i>И. Ф. Малов, В. А. Фролов</i>	351
АККРЕЦИЯ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК. I. ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ НА КРУПНОМАСШТАБНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ $H_2$ <i>О. К. Сильченко, В. М. Липунов</i>	363
О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ ФРИДМАНА . . . <i>У. Гюнтер, А. И. Жук</i>	377