

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 30

АПРЕЛЬ, 1989

ВЫПУСК 2

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКИХ СОСТАВОВ АТМОСФЕР ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТОВ ТХ ЛЬВА и V 380 ЛЕБЕДЯ <i>В. В. Лушин</i>	229
ИНФРАКРАСНЫЕ ИЗБЫТКИ У ЗВЕЗД ТИПА ВU Dga ПО ДАННЫМ IRAS <i>П. Ф. Чугайнов, М. Н. Ловкая</i>	243
АНАЛИЗ МОЛЕКУЛЯРНОГО СПЕКТРА N-ЗВЕЗД НА ОСНОВЕ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР . С. Е. Нерсисян, А. В. Шаврина, А. А. Яремчук	249
АНОМАЛЬНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ В ТУМАННОСТИ ОРИОНА: АНАЛИЗ В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ О. С. Шулов, Е. Н. Копачкая	259
ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ А. Г. Езикаян	270
ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ: ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЕЛИ <i>И. В. Игуменцев, А. В. Тутуков, Б. М. Шустов</i>	282
ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ДИНАМИКА ГИГАНТСКИХ РАСШИРЯЮЩИХСЯ СВОЛОЧЕК НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА <i>И. Г. Колесник, С. А. Силич</i>	296
ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛАКТИК В РАДИО-, ОПТИЧЕСКОМ И ИК-ДИАПАЗОНАХ <i>Ю. И. Изотов, И. Ю. Изотова</i>	312
ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА КАК ИСТОЧНИКИ ДАЛЕКОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Р. А. Кандалян, А. Р. Петросян	324

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

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

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բինոնվանտի-Վոզան, Վ. Գ. Գորբազկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգրից, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուրս, Ն. Ս. Վարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիժ, Ա. Տ. Քալոդյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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

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

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը ապագում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաջալիտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունիներում, իսկ առաստանմանում՝ «Մեծգրուհարողնայա կենիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.38—36

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКИХ СОСТАВОВ АТМОСФЕР ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТОВ ТХ ЛЬВА И V 380 ЛЕБЕДЯ

В. В. ЛЕУШИН

Поступила 16 августа 1988

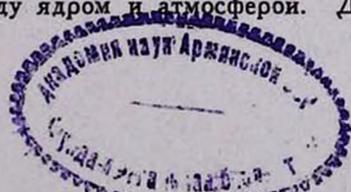
Принята к печати 27 ноября 1988

Рассматривается химический состав атмосфер главных компонентов ТДС ТХ Льва и V 380 Лебеда, полученный из анализа спектрограммы с дисперсией 8 А/мм с помощью моделей атмосфер. Обнаруженные соотношения между водородом, гелием, углеродом и азотом объясняются выносом из ядра продуктов CN О-цикла. В качестве механизма выноса предлагается меридиональная циркуляция, обусловленная двойственностью.

1. *Введение.* Аномалии химического состава у звезд, находящихся в полосе главной последовательности, обычно связывают с подробно изучаемыми Ар и Ап звездами. Однако и в этой температурной области (спектральный класс А) и в более горячей (О—В) существуют звезды, показывающие аномальное содержание некоторых элементов, не относящиеся к Ар и Ап звездам. Это звезды с повышенным (по сравнению с Солнцем) содержанием гелия и азота [1, 2] и пониженным содержанием углерода [3]. В работах [1, 3] показано, что такой характер аномалий связан с двойственностью и что содержание гелия и азота повышено в наблюдаемых компонентах двойных, а содержание углерода понижено по сравнению с тем, что наблюдается в одиночных звездах того же типа. Однотипность включает в себя совпадение масс, радиусов, температур и скоростей вращения в среднем.

Наблюдаемые различия в химическом составе мы склонны объяснить более интенсивным выносом на поверхность звезды продуктов ядерных реакций, формирующихся в ядрах наблюдаемых компонентов двойных звезд.

В предлагаемой работе мы приводим результаты детального исследования химического состава атмосфер и эволюционных статусов двух ТДС, для того, чтобы выяснить, какую роль в их эволюции может играть механизм перемешивания между ядром и атмосферой. Для анализа были



выбраны TX Leo и V 380 Cyg. Можно считать, что они являются типичными представителями систем с компонентами классов А и В.

2. *Химический состав атмосферы TX Leo.* Затменная двойная система TX Leo является типичной разделенной двойной звездой. TX Leo входит в кратную систему со спутником с визуальной величиной $8^m.7$ на расстоянии $2''.4$. TX Leo изучена сравнительно слабо, и спектрофотометрический анализ этой звезды ранее не проводился. По данным фотоэлектрических измерений период изменения блеска с амплитудой около $0^m.1$ равен $2^d.455058$, т. е. система довольно тесная [4]. Однако компоненты, вероятно, не заполняют своих полостей Роша (ВКП), и система относится к разделенным.

Имеющиеся спектральные и фотометрические наблюдения системы TX Leo не показывают каких-либо признаков оболочки, газовых потоков и т. д., то есть система кажется довольно стабильной.

Для исследования атмосферы главного компонента системы TX Leo было использовано пять спектрограмм, полученных на ОЗСП шестиметрового телескопа САО АН СССР в мае 1978 г. Спектрограммы с дисперсией $8 \text{ \AA}/\text{мм}$ были зарегистрированы на микрофотометре ИФО-451 и микрофотометре прямых интенсивностей САО АН СССР. Регистрограммы обрабатывались отдельно для исключения ошибок регистрации. Отличия эквивалентных ширин и контуров линий от средних значений лежат в пределах фотографической точности и составляют $5 \div 10\%$, ошибка уменьшается с увеличением W_λ .

Все спектрограммы получены в моменты, близкие по фазам, и поэтому для анализа использовались средние значения W_λ , опубликованные нами в [5]. Там же приведены значения сил осцилляторов и потенциалы возбуждения нижнего уровня.

Использование спектральных критериев [5] и шкалы эффективных температур из [6] дает для TX Leo $S_p A 2.6 \pm 0.4$ и $T_e = 8880 \pm 100 \text{ К}$. По сравнению наблюдаемых эквивалентных ширин и контуров водородных линий с теоретическими [7] для TX Leo мы получили $T_e = 8850 \pm 200 \text{ К}$ и $\lg g = 3.8 \pm 0.2$. С помощью кривых роста, построенных для Fe I, Fe II, Ti II и Cr II, мы определили $\theta_{\text{exc}} = 0.71 \pm 0.02$, откуда $T_e = 1.22 \cdot T_{\text{exc}} = 8700 \pm 200 \text{ К}$. Кроме того, анализ методом кривой роста дал относительное содержание элементов, линии которых были отождествлены в спектре. Эти содержания характеризовались избытками некоторых элементов, аналогичными для Ар и Ам звезд. На основе полученных данных мы провели также детальный анализ яркого компонента TX Leo с использованием метода моделей атмосфер и расчетов синтетического спектра по программе

KONTUR [8]. Методика исследований подробно описана в [9, 10]. Обоснование правомерности использования моделей атмосфер, рассчитываемых для одиночных звезд при анализе двойных, дается, например, в [10, 11]. Здесь же мы заметим, что отсутствие каких-либо нестационарностей системы и примерно 10% вклад спутника в общую светимость TX Leo [4] снимают этот вопрос.

При анализе особое внимание уделялось однородности использованных сил осцилляторов, корректности отождествления линий и учету бленд. Это важно в связи со слабостью линий в спектре TX Leo.

Расчеты контуров и эквивалентных шириин линий проводились с использованием модели с $T_e = 8850$ К и $\lg g = 3.80$. Химический состав модели соответствовал найденному в работе [5]. Соотношение водород-гелий бралось солнечным $X = 0.77$, $Y = 0.21$. Счет шел на EC-1060.

Таблица 1

СОДЕРЖАНИЕ УГЛЕРОДА И АЗОТА В АТМОСФЕРЕ TX Leo

Ион λ , А	$\lg gf$	E , эВ	$W_{m\text{A}}^{(\text{obs})}$	$W_{m\text{A}}^{(\text{theor})}$			$\lg N$
		$\lg N =$		7.5	8.5	9.5	
Cl 4228.33	-2.20	7.68					
4269.02	-2.02	7.68					
4371.37	-2.06	7.68					
4762.40	-1.85	7.48	43	1	59	177	8.42
4766.68	-2.35	7.48					
4770.03	-2.24	7.48					
4771.75	-1.63	7.49	48	12	82	199	8.22
4775.91	-2.12	7.49	38	4	37	149	8.50
		$\lg N =$		6.9	7.9	8.9	
Ni 4099.94	-1.47	10.69					
4109.98	-1.23	10.69					
4151.46	-1.74	10.34					
4253.28	-1.37	10.34	32	0	7	54	8.62
4254.70	-1.50	10.33					
4258.70	-2.07	10.32	19	0	1	14	8.97
4261.20	-1.94	10.33					
4666.86	-2.18	11.60					
4665.00	-2.84	11.76					
4665.46	-2.70	11.76					
4935.03	-1.02	10.69					

В табл. 1. приведен список наиболее сильных в изучаемой спектральной области линий углерода и азота. На наших спектрограммах удалось выявить только три линии С I и две N I, остальные не поддаются измерениям из-за блендирования. Оценка содержания С и N по этим измерениям приводит к выводу об избытке азота и дефиците углерода в атмосфере TX Leo по сравнению с Солнцем.

Содержания остальных элементов в атмосфере TX Leo даны в табл. 2, там же приведено число использованных линий и точность определения. Ниже мы даем описание этих значений и сравнение их с данными, полученными по кривым роста [5].

Таблица 2

СОДЕРЖАНИЕ МЕТАЛЛОВ В АТМОСФЕРЕ TX LEO

Элемент	$\lg N$	$\pm \Delta \lg N$	Число линий	Элемент	$\lg N$	$\pm \Delta \lg N$	Число линий
Mg	7.6	0.10	5	Ni	5.5	0.10	2
Al	6.0	0.10	2	Sr	2.3	0.30	3
Si	7.4	0.05	2	Y	2.2	0.09	3
Ca	5.8	0.15	4	Zr	3.2	0.20	4
Sc	3.0	0.20	6	Ba	1.9		1
Ti	4.8	0.10	11	La	1.2		1
V	4.5	0.25	8	Ce	1.5	0.30	2
Cr	6.0	0.10	16	Sm	1.0		1
Mn	5.5	0.25	3				
Fe	7.0	0.10	15	Eu	0.7		1

Магний. Содержание магния определялось по двум линиям Mg I и трем Mg II. Линия Mg II 4481 дает большой избыток содержания, связанный с недоучетом эффектов уширения, и в определение среднего значения не включалась. Содержание магния в атмосфере TX Leo равно солнечному и в пределах точности совпадает с полученным по кривой роста.

Алюминий. Содержание алюминия, определенное по двум линиям, колеблется от солнечного до уменьшенного на 0.5 dex в зависимости от принятого значения микротурбулентной скорости и совпадает с полученными по кривой роста.

Кремний. Содержание кремния по кривой роста было переоценено. Расчет с помощью модели дает солнечное содержание.

Кальций. Положение такое же, как и в случае с алюминием, хотя дефицит кальция на 0.5 dex установлен, по-видимому, уверенно.

Скандий и титан. Для определения содержания здесь использовано большое количество линий, и с достаточно хорошей точностью оно равно солнечному, тот же результат дала и кривая роста.

Для ванадия получен небольшой избыток по обоим определениям.

Избыток хрома в 0.4 dex, определенный по большому количеству линий с помощью расчетов методом моделей атмосфер и по кривой роста, не вызывает сомнения.

С большей неуверенностью здесь можно говорить об избытке марганца на 0.7 dex, поскольку эта цифра получена только по трем линиям и только в методе моделей.

Железо. Для определения содержания железа использовано пять линий Fe I и десять линий Fe II. Показательно, что линии Fe I хорошо представляются расчетами с $v_t = 1.4$ км/с, полученной по кривой роста, и дают при этом избыток железа на 0.2 dex. В то же время для линий Fe II наблюдается увеличение $\lg N(\text{Fe})$ с ростом W_λ , свидетельствующее о недооценке турбулентной скорости. Увеличение скорости при расчетах до $v_t = 5.0$ км/с исправляет этот ход, и тогда средняя величина $\lg N(\text{Fe})$ становится на 0.5 dex меньше, чем на Солнце. Проблема выбора v_t для определения содержания железа, впрочем как и для остальных элементов, здесь неоднозначна, возможно, что это связано с изменением турбулентной скорости по высоте. Светимость звезды и величина ускорения силы тяжести на поверхности указывают, что TX Leo находится у верхней части главной последовательности, то есть вступает в фазу расширения и имеет сравнительно протяженную атмосферу. Зависимости содержаний элементов от W_λ показывают, что одним значением v_t , общим для всех элементов и линий, наблюдаемые значения W_λ не представляются. Указанная неуверенность приводит к неточности в определениях $\lg N$ порядка ± 0.3 .

Тяжелые элементы. Данные, полученные по методу моделей атмосфер для Sr, Y, Zr и Ba, приводят к солнечным содержаниям этих элементов, хотя ранее по кривой роста были найдены избытки некоторых из них. Расхождения связаны, прежде всего, с пересмотром сил осцилляторов, причем расхождения здесь примерно того же порядка, как и для Солнца по определениям разных авторов.

Для определения содержания редких земель — La, Ce, Sm и Eu несобходим метод расчета синтетического спектра. Если при расчетах линии этих элементов берутся как изолированные, то получаются значительные, до двух порядков, избытки. Такой результат был получен по кривым роста. Его следует считать ошибочным, поскольку при этом не учитывался вклад в измеренную эквивалентную ширину линий других элементов.

По синтетическому спектру для La, Ce, Sm и Eu получены примерно солнечные содержания.

3. Эволюция главного компонента TX Leo. Полученные нами из анализа линейчатого спектра параметры атмосферы ($T_e = 8800$ К и $\lg g = 3.80$) полностью согласуются с параметрами, определенными из орбитального движения ($\mathfrak{M}_1 = 2.75 \mathfrak{M}_\odot$, $R_1 = 3.56 R_\odot$, $\lg L/L_\odot = 1.84$) [4]. Химический состав TX Leo в сравнении с солнечным приведен на рис. 1. Богатый спектр TX Leo позволил найти содержание большого количества элементов, однако отсутствие в спектре линий He, O и Ne, связанное с малой эффективной температурой, исключает получение содержаний этих элементов, определяющих величины Y и Z. Тем не менее, привлечение имеющихся данных о фундаментальных характеристиках звезды и теоретических эволюционных треков позволяет делать заключения как о значениях Y и Z, так и об эволюционном состоянии системы.

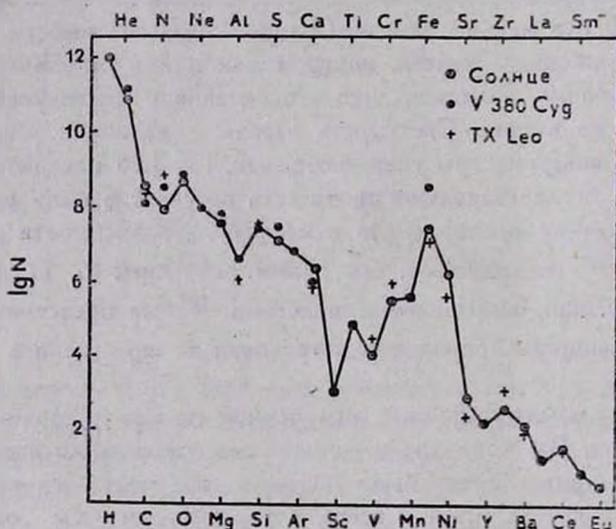


Рис. 1. Сопоставление химических составов Солнца, TX Leo и V 380 Cyg.

Из анализа химического состава атмосферы можно сделать заключение, что величина Z в TX Leo составляет 0.02 ± 0.01 . С другой стороны, точные значения \mathfrak{M} и R, найденные экспериментально из исследования орбитального движения, однозначно локализуют положение наблюдаемого

компонента TX Leo на диаграмме $\lg L - \lg T_e$ относительно эволюционных треков. На рис. 2 даны треки, полученные экстраполяцией из треков Джеффери [12] для звезд с $M = 2.0, 2.8, 3.2 M_{\odot}$ и химическим составом $X = 0.70, Y = 0.27, Z = 0.03$. Там же пунктиром показан трек для $M = 2.8$ и $Z = 0.02$. Видно, что наиболее оптимально наблюдаемые параметры TX Leo согласуются с треком для $M = 2.8, X = 0.7, Z = 0.03$. Значение $Z = 0.02$ не подходит для TX Leo, так как при этом для наблюдаемых значений L и T_e масса звезды должна быть равной $2.5 M_{\odot}$, что существенно меньше, чем у TX Leo. По той же причине значения X и Y не могут существенно отличаться от 0.7 и 0.27 соответственно.

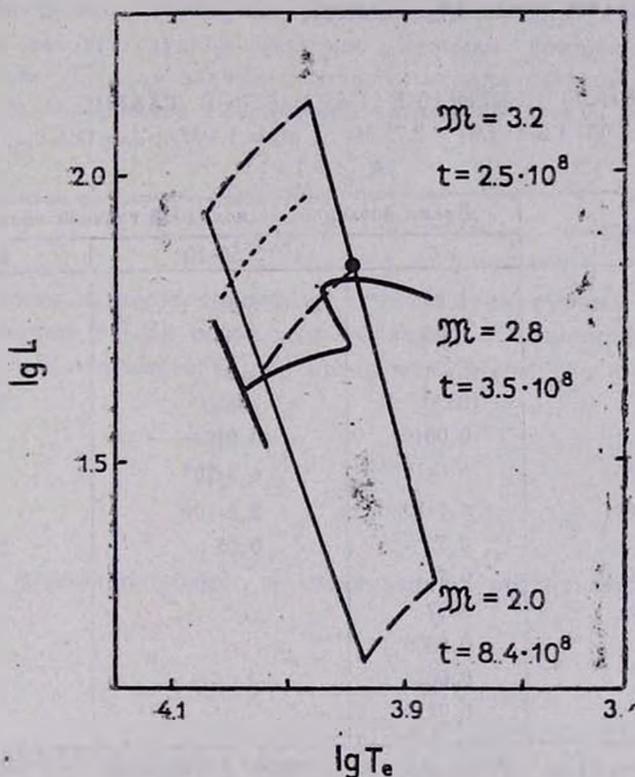


Рис. 2. Положение наблюдаемого компонента TX Leo (точка) относительно эволюционных треков из [12] (штриховые и пунктирная линия). Сплошной линией дан трек из [14].

Таким образом, рассматривая положение главного компонента TX Leo на диаграмме $\lg L - \lg T_e$ совместно с эволюционными треками для звезд различных масс и химических составов, мы вполне уверенно делаем

заключение как о теперешнем состоянии звезды, так и о характеристиках ее в начале эволюции от главной последовательности. Можно предположить, что в начале эволюции относительные обилия элементов в TX Leo были подобны солнечным и однородны по всей звезде. Величины содержания H, He, C, N и O по массе для этого момента даны во втором столбце табл. 3. Это было $3.51 \cdot 10^8$ лет тому назад. То, что мы наблюдаем в настоящий момент, приведено в последнем столбце табл. 3. Радиус звезды возрос почти в два раза, однако он все еще в два раза меньше радиуса критической поверхности Роша, и потери массы главного компонента еще нет. Содержание же C и N в атмосфере изменилось существенно, к сожалению, отсутствие линий гелия в спектре не дает возможности исследовать его содержание. Можно только предположить, что его стало больше. Эти изменения содержания напрямую связаны с истощением водорода в ядре, которого осталось около 1% по массе.

Таблица 3

ЭВОЛЮЦИОННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА

СИСТЕМЫ TX LEO ($M_1 = 2.75 M_{\odot}$, $M_2 = 1.1 M_{\odot}$, $a = 11.8 R_{\odot}$, $P = 2^d 45$,

$$R_{\text{кр}} = 7 R_{\odot}')$$

Параметр	Время эволюции от исходной главной послед., t, лет		
	0	$3.50 \cdot 10^8$	$3.51 \cdot 10^8$
R_1	1.99	3.50	3.56
$\lg g$	4.27	3.82	3.80
L_1	45.2	66.8	69.2
T_{eff} , K	10570	8800	8900
ϵ	0.0019	0.0104	0.0105
t_c^d , лет	$8.8 \cdot 10^8$	$6.2 \cdot 10^7$	$5.8 \cdot 10^7$
t_c^{tot} , лет	$4.1 \cdot 10^{10}$	$2.8 \cdot 10^{10}$	$2.7 \cdot 10^{10}$
X_c	0.7	0.05	0.01
Атмосфера	H	0.7	< 0.7
	He	0.27	> 0.27
	C	0.0085	0.0024
	N	0.0026	0.0087
	O	0.0114	0.0114

В момент наблюдений $t = 3.51 \cdot 10^8$ лет.

Поскольку из сопоставления содержания элементов в атмосфере главного компонента TX Leo с солнечным следует, что наблюдаемое соотношение углерод-азот идентично наблюдаемому в двойных звездах [2, 3] и обратно солнечному, то, вероятно, причина аномалий может быть общей для всех звезд.

Как указывалось во введении, мы склонны объяснять отмеченные аномалии в рамках предположения о выносе продуктов ядерных реакций из внутренних частей звезды на стадии горения водорода в CNO-цикле. Однако здесь возможно и другое объяснение, связанное либо со сбросом вещества и обнажением внутренних частей звезды, либо с загрязнением поверхности наблюдаемого компонента веществом более быстро эволюционировавшего спутника. В случае TX Leo характеристики компонентов системы указывают на невозможность последнего объяснения, и малые массы, требующие больших времен эволюции, и отсутствие признаков межзвездного вещества в системе свидетельствуют, что обмена массой в TX Leo не было.

Поэтому здесь в качестве механизма, создающего аномалии, рассмотрим меридиональную циркуляцию. Оценим скорость циркуляционного перемешивания для исследуемой системы. Возьмем соотношение, данное Шварцшильдом [13] для значения скорости меридиональной циркуляции, обусловленной нарушением сферической симметрии звезды в результате вращения

$$v_c^{rot} = \frac{\Omega^2 L_1 R_1^2}{G^2 M_1^3} v^*(x) P_2(\theta),$$

где Ω — угловая скорость вращения, $v^*(x)$ — структурный множитель, затабулированный в [13], остальные обозначения общепринятые.

Определим в соответствии [13] время выноса вещества к экватору от уровня r через

$$t_c^{rot} = \int_r^R \frac{dr}{v_c^{rot}}$$

Тогда время циркуляционного перемешивания, обусловленного вращением, будет

$$t_c^{rot} = 3.52 \cdot 10^{12} \cdot \frac{1}{(\omega \cdot R_1)^2} \cdot \frac{M_1^3}{L_1} \text{ лет,}$$

где ω — скорость вращения в единицах скорости вращения Солнца ($v_\odot = 2 \text{ км/с}$).

В двойных системах в отличие от одиночных звезд кроме указанной циркуляции существует и меридиональная циркуляция, обусловленная двойственностью. Время перемешивания для нее можно оценить, считая, что деформация звезды вызвана не твердотельным вращением со скоро-

стью Ω , а обусловлена наличием спутника. Тогда значение Ω в формуле для v_c^{rot} может быть заменено через приливной потенциал

$$\Omega^2 = -3 \frac{G M_2}{a^3}.$$

Скорость меридиональной циркуляции, обусловленной двойственностью, в этом случае будет равна

$$v_c^d = 3 \frac{\varepsilon R_1^2 L_1}{G M_1^2} v^*(x) P_2(\theta),$$

где $\varepsilon = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{R_1}{a} \right)^3$ — параметр приливных взаимодействий.

Время перемешивания, определяемое аналогично t_c^{rot} , будет равно в этом случае

$$t_c^d = \int_r^R \frac{dr}{v_c^d} = \frac{G M_1^2}{3\varepsilon R_1 L_1} \int_x^1 \frac{dx}{v^*(x)},$$

для приближенной оценки имеем величину близкую к

$$t_c^d = 2 \cdot 10^7 \frac{M_1^2}{\varepsilon R_1 L_1}.$$

В табл. 3 приведены характеристики главного компонента TX Leo на разных этапах эволюции. Здесь же даны рассчитанные нами времена выноса вещества меридиональной циркуляцией, обусловленной двойственностью (t_c^d) и вращением (t_c^{rot}).

Для вычисления последнего мы использовали скорость вращения $v = 22$ км/с. Скорость оценивалась по величине $v \sin i$, даваемой шириной спектральных линий, и значению угла i , полученному из анализа орбитального движения [4]. Значение скорости вращения меньше того, которое требует синхронизация вращения ($v_s = 72$ км/с); полученное различие, вероятно, обусловлено расширением компонента при сохранении момента вращения от начального состояния, когда синхронизация, возможно, существовала.

На начальном этапе главный компонент имел радиус $R = 1.99 R_\odot$, и скорость синхронного вращения должна была быть равной $v_s = 40$ км/с. Момент вращения при этом $W = v_s^0 \cdot R_0^0 / v_\odot = 39.8$, в момент наблюдения мы имеем $W = 22 \cdot 3.6/2 = 39.6$, то есть почти полное совпадение. Это еще одно свидетельство, что система эволюционировала до настоящего момента без обмена и потери массы.

Сопоставление времени эволюции с t_c^d и t_c^{rot} для ТХ Leo свидетельствует, что наблюдаемые аномалии химического состава могут возникать от меридиональной циркуляции, обусловленной двойственностью. Время меридионального перемешивания за счет вращения здесь существенно больше возраста системы, и эта циркуляция не смогла бы создать наблюдаемые аномалии химического состава.

На рис. 2 показан также участок начальной главной последовательности и эволюционный трек, рассчитанный в [14] для звезды с $X = 2.8$, $Y = 0.3$ и $Z = 0.04$. По этим трекам главный компонент имеет возраст $\sim 5 \cdot 10^8$ лет и имеет слоевой источник горения водорода с изотермичным гелиевым ядром. Такое состояние кажется нам менее вероятным, чем полученное по трекам из [12], поскольку вспышка в слоевом источнике могла бы привести к наблюдаемым нестационарностям в системе.

4. *Изменение химического состава атмосферы яркого компонента ТДС V 380 Лебедя.* В работах [10, 15] нами проделан детальный спектроскометрический анализ атмосферы яркого компонента V 380 Лебедя. Полученные данные по химическому составу представлены на рис. 1. Так же, как и в ТХ Leo, здесь наблюдается избыток азота и дефицит углерода по сравнению с Солнцем, одновременно для V 380 Cyg определяется слегка повышенное содержание гелия. Содержания остальных элементов отличаются от солнечных незначительно, за исключением железа, для которого остается избыток почти на порядок, что, вероятно, вызвано неправильным отождествлением и завышением измеренных эквивалентных ширин линий Fe II. Необходимо отметить, что, в отличие от системы ТХ Leo, в системе V 380 Cyg наблюдаются вариации спектра и блеска, свидетельствующие о наличии межзвездного вещества в системе. Учету влияния последнего на спектр V 380 Cyg посвящена работа [16].

Так же, как и в случае ТХ Leo, мы проделали определение эволюционного статуса главного компонента V 380 Cyg, используя эволюционные треки из [12]. Результаты этих определений сведены в табл. 4. Здесь точно также наблюдается изменение химического состава атмосферы, сопровождающее выгорание водорода в ядре в результате работы CNO-цикла.

Оценка величины t_c^d для главного компонента V 380 Cyg в разные моменты эволюции показывает, что она уменьшается с течением времени, и меридиональная циркуляция, обусловленная двойственностью способна создать наблюдаемые аномалии.

В отличие от ТХ Leo изучаемый компонент V 380 Cyg обладает более быстрым вращением. Скорость вращения на экваторе определяется так же, как и для ТХ Leo, и равна 86 км/с. Если эта скорость характеризует твердотельное вращение, то момент его должен сохраняться в ходе эволюции. Тогда, в соответствии с формулой для t_c^{rot} , мы можем оценить

время выноса вещества из центра наружу в результате меридиональной циркуляции, обусловленной вращением.

Это время меняется от $0.2 \cdot 10^7$ до $0.1 \cdot 10^7$ лет, что, казалось бы, должно говорить если не о превалировании этой циркуляции над обусловленной приливными деформациями (двойственностью), то хотя бы о равенстве их. Однако более подробное рассмотрение скорости вращения показывает следующее. Скорость синхронного вращения в начале эволюции для главного компонента должна быть равной $v_s = 22$ км/с ($R = 5.6 R_{\odot}$, $P = 12.42$) и в случае сохранения момента $WR = 61.6$, что дает для t_c^{rot} значение $\sim 0.2 \cdot 10^8$ лет. Ясно, что в этом случае циркуляцией, обусловленной вращением, можно пренебречь. Но как объяснить наличие скорости вращения в 86 км/с, устанавливаемой по атмосферным спектральным линиям? Вероятно, здесь мы имеем дело с дифференциальной скоростью вращения, вызванной близкими прохождениями спутника в периастре системы.

Таблица 4

ЭВОЛЮЦИОННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА СИСТЕМЫ V 380 LEO ($M_1 = 15M_{\odot}$, $M_2 = 8M_{\odot}$, $a = 63R_{\odot}$, $e = 0.22$, $P = 12.42$, $R_{sp} = 20 - 60R_{\odot}$)

Параметр	Время эволюции от исходной главной послед., t лет				
	0	$0.20 \cdot 10^7$	$0.81 \cdot 10^7$	$0.88 \cdot 10^7$	$1.01 \cdot 10^7$
R_1	5.6	6.7	10.2	12.8	18.4
$\lg g$	4.12	3.95	3.59	3.40	3.08
L_1	$1.97 \cdot 10^4$	$2.46 \cdot 10^4$	$3.32 \cdot 10^4$	$3.76 \cdot 10^4$	$4.18 \cdot 10^4$
T_e, K	2880	27670	24270	22500	19150
ϵ	0.0004	0.006	0.0023	0.0047	0.0133
t_c^{rot} , лет	$1.02 \cdot 10^8$	$4.55 \cdot 10^7$	$0.58 \cdot 10^7$	$0.20 \cdot 10^7$	$0.44 \cdot 10^6$
X_c	0.70				0.05
Атмосфера	H	0.70		0.61	
	He	0.28		0.37	
	C	0.0043		0.0019	
	N	0.0011		0.0035	
	O	0.0096		0.0096	

В момент наблюдений $t = 0.9 \cdot 10^7$ лет.

Действительно, линейная скорость спутника $v(\varphi) = \frac{2\pi a(1+e \cos \varphi)}{P\sqrt{1-e^2}}$

для системы V 380 Cyg равна в периастре (расстояние между звездами $r(0) = 46 R_{\odot}$) — $v(0) = 310$ км/с. Это вызывает синхронизацию вращения — равенство угловых скоростей движения спутника в периастре системы и элемента поверхности главного компонента V 380 Cyg:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{v(0)}{r(0)} = \frac{v}{R_1} \quad \text{и} \quad v = \frac{v(0) \cdot R_1}{r(0)} = 87 \text{ км/с.}$$

Оставшаяся рассинхронизация в 1 км/с скоро будет устранена! Различие масс и расстояний компонентов систем TX Leo и V 380 Cyg обуславливает разную эволюцию скоростей вращения компонентов. В случае TX Leo взаимодействие компонентов слабое, и главным является сохранение момента, в случае V 380 Cyg взаимодействие более сильное, и превалирует механизм приливной синхронизации.

5. *Заключение.* Таким образом, на основании проведенного рассмотрения можно считать, что и в TX Leo и в V 380 Cyg изменения химического состава атмосфер связаны с двойственностью. Главные компоненты обеих систем находятся в конце стадии эволюции на главной последовательности. Водород в центре изученных звезд практически истощен, а продукты ядерных реакций, вынесенные меридиональной циркуляцией, обусловленной деформацией компонентов гравитационными полями спутников, изменили наблюдаемый химический состав атмосфер.

Ростовский государственный
университет

EVOLUTION CHANGES OF ABUNDANCE OF ATMOSPHERES OF MAIN COMPONENTS OF TX LEONIS AND V 380 CYGNIS

V. V. LEUSHIN

We have studied the atmospheres of closed binary systems TX Leo and V 380 Cyg by means of model stellar atmospheres. We have used the spectra with a dispersion 8 Å/mm obtained on BTA. The abundance relation was found for hydrogen, helium, carbon and nitrogen. This one may be explained by carrying out CNO-cycle products. The transfer mechanism may be realized by meridional circulation in binary stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Леушин, *Астрон. ж.*, 61, 733, 1984.
2. Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 20, 475, 1984.
3. В. В. Леушин, *Астрон. ж.*, 65, 571, 1988.
4. М. А. Свечников, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Изд-во Иркутского ун-та, Иркутск, 1986.
5. М. А. Евстигьева, В. В. Леушин, *Анализ химического состава яркого компонента двойной системы TX Leo*. Деп. в ВИНТИ, № 2083—81, 1981.
6. И. М. Копылов, *Изв. Крымск. астрофиз. observ.*, 30, 69, 1963.
7. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
8. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 25, 103, 1986.
9. В. В. Леушин, В. В. Соколов, *Астрофиз. исслед.*, 12, 42, 1980.
10. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 25, 261, 1986.
11. S. Balachandran, I. L. Tomkin, D. L. Lambert, G. Pathasarathy, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 219, 479, 1986.
12. C. S. Jeffery, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 323, 1984.
13. М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.
14. J. G. Mengel, A. V. Sweigart, P. Demarque, P. J. Gross, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 733, 1979.
15. В. Т. Дорошенко, В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 29, 300, 1988.
16. В. В. Леушин, Л. И. Снежно, *Астрофизика*, 17, 563, 1981.

УДК: 524.38—76

ИНФРАКРАСНЫЕ ИЗБЫТКИ У ЗВЕЗД ТИПА ВУ Dга
ПО ДАННЫМ IRAS

П. Ф. ЧУГАЙНОВ, М. Н. ЛОВКАЯ

Поступила 3 августа 1988

Принята к печати 30 ноября 1988

Обсуждены данные IRAS PSC для 22 звезд типа ВУ Dга. Избытки излучения на 12 мкм обнаружены у 11 звезд, причем их можно считать реальными у 4 звезд (CC Eri, AB Dor, II Peg, V 1285 Aql), а у остальных возможными. Отмечены также избытки на 1,65 мкм и 25 мкм. Абсолютные светимости источника избыточного излучения в 10^3 раз меньше, чем у звезд типа Т Тау. Однако на основе этих результатов все же можно предположить, что звезды типа ВУ Dга, как и звезды типа Т Тау, окружены газово-пылевыми дисками.

Как показано Ручинским по данным IRAS, звезды типа Т Тау и одна звезда пост-Т Тау (FK Ser) являются точечными источниками излучения в области 12—100 мкм [1]. Это избыточное излучение в [1] рассматривается как свидетельство существования околозвездных газово-пылевых дисков. Звезды типа ВУ Dга, как показано в [2, 3], являются относительно молодыми объектами, родственными звездам типа Т Тау. Поэтому представляет интерес рассмотреть данные IRAS для звезд типа ВУ Dга и выяснить, каковы светимости этих звезд в области 12—100 мкм и можно ли считать, что эти звезды тоже обладают околозвездными дисками.

Нами произведен обзор данных IRAS PSC [4] для 22 звезд типа ВУ Dга, сведения о которых даны в табл. 1. Для 11 звезд, зарегистрированных как источники излучения на 12 мкм и 25 мкм, приведены их потоки $f(12)$, $f(25)$. Приведенные в табл. 1 спектральный тип Sp, звездная величина V, сведения о двойственности и фотометрическом периоде взяты нами из работ [5—14]. Одиночные звезды отмечены как S, спектрально-двойные с одиночными линиями как SB1, спектрально-двойные с двойными линиями как SB2. Следует отметить, что некоторые из спектрально-двойных, вошедших в табл. 1, ранее классифицировались как системы RS CVn. Но в настоящее время предлагается [9] короткопериодические системы типа RS CVn считать системами типа ВУ Dга. Таким образом, вопрос о классификации звезд, вошедших в табл. 1, является дискуссионным.

только в отношении II Peg. Мы ранее уже предлагали [15] считать II Peg системой типа BY Dra. Все физические характеристики II Peg и BY Dra очень сходны.

Таблица 1

Звезда	Sp	V	Двойств.	Фотомет. период	f(12)	R(12)	f(25)	R(25)
HD 1835	G2	6.4	S	7.7	0.5	1.2		
HD 8358	G5V	8.1	SB2	0.5				
CC Eri	K7V	8.7	SB2	1.6	0.54	1.6	0.30	3.6
HD 22403	G2V	8.1	SB2	1.9				
EI Eri	G5IV	7.1	SB1	2.0	0.32	1.3		
BD+26° 730	K5E	8.4	SB1	1.8				
V 1005 Ori	M0	10.0	S	4.6				
AB Dor	G8V	6.8	S	0.5	0.80	2.0		
YZ CMi	M4.5	11.2	S	2.8	0.39	1.3		
HD 82558	dK0	7.5	S	1.7				
EQ Vir	K5V	9.4	S	4.0				
ξ Boo AB	G8V	4.7	S*	10.1	4.1	1.3	0.9	1.2
HD 166181	G5V	7.6	SB1	1.8				
BY Dra	K7V	8.3	SB2	3.8	0.61	1.4		
V 1285 Aql	M3E	10.1	S	12	0.80	2.3	0.31	3.5
PZ Tel	K0	10.0	SB2	0.9				
V 775 Her	dK1	8.0	SB1	2.9				
V 478 Lyr	G8V	7.7	SB1	2.2				
AU Mic	M1.5	8.8	S	4.9	0.77	1.2		
EV Lac	M4.5	10.2	S	4.4	0.51	1.3		
BD-16° 6218	M1.5	10.6	S	0.4				
II Peg	K2IV-V	7.3	SB1	6.7	0.97	3.6		

* ξ Boo B на расстоянии 4^h.9 (Sp K4, V = 6.8)

Для того, чтобы выяснить, имеется ли у рассматриваемых звезд избыточное излучение на 12 и 25 мкм, мы вычислили величины R , приведенные в табл. 1, используя соотношения

$$R(12) = \frac{f(12) B(0.9)}{f(0.9) B(12)}$$

$$R(25) = \frac{f(25) B(0.9)}{f(0.9) B(25)}$$

в которых $f(12)$, $f(25)$ — потоки на 12 и 25 мкм по данным IRAS PSC, $f(0.9)$ — потоки на 0.9 мкм по наблюдениям в полосе I Джонсона, $B(0.9)/B(12)$, $B(0.9)/B(25)$ — отношения потоков на 0.9, 12 и 25 мкм, вычисленные для абсолютно-черного тела с температурой, равной эффективной температуре звезды, найденной по ее спектральному типу.

Сравнение с потоком на 0.9 мкм было нами выбрано потому, что, начиная с этой длины волны, наблюдаемые инфракрасные потоки мало отклоняются от кривой абсолютно-черного тела. Это видно из рис 1, где показаны отклонения Δ от кривой абсолютно-черного тела для звезд типов G0—M5, неизвестных как звезды типа BY Dra. Наблюдаемые потоки найдены по фотометрическим данным [16, 17] и абсолютной калибровке согласно [18, 19], а также по [4]. Нами принята шкала эффективных температур звезд G0—M0 главной последовательности по [16] и звезд M0—M5 по [20, 21] с учетом поправок по [22]. Наблюдаемые потоки и потоки абсолютно-черного тела совмещены на длине волны 0.9 мкм, т. е. для этой точки $\Delta=0$ по нашему предположению. Отклонения для нормальных звезд в интервале от 0.9 до 25 мкм не превышают 0.06 в логарифмической шкале.

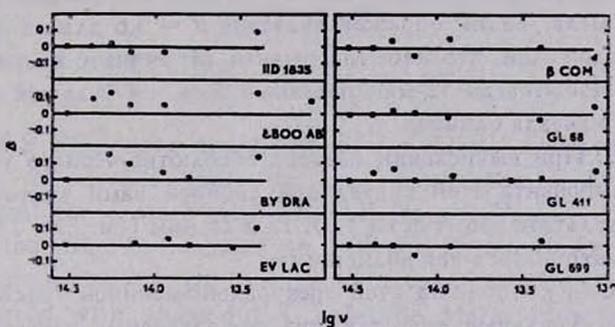


Рис. 1. Распределения энергии. Слева — для звезд HD 1835, ξ Boo AB, BY Dra, EV Lac типа BY Dra; справа — для звезд β Com, GL 68, 411, 699, не известных как звезды типа BY Dra; Δ — отклонение от кривой абсолютно-черного тела, выраженное в логарифмической шкале, ν — частота в Гц.

Фотометрические данные для звезд типа BY Dra в области от 0.9 до 12 мкм нами взяты из [16, 17, 20—25]. Для четырех из звезд типа BY Dra отклонения Δ , найденные так же, как для нормальных звезд, показаны на рис. 1. Из рассмотрения этих данных можно заключить, что отклонения у звезд типа BY Dra несколько больше, чем у нормальных звезд, причем у ξ Boo AB и BY Dra они оказались преимущественно положительными. В общем, из рассмотрения рис. 1 следует, что при принятой нами методике избытки можно считать реальными, если Δ больше или равно 0.15, т. е. $R \geq 1.4$. Как видно из табл. 1, значения R больше 1 у всех 11 звезд типа 2—155



BY Dra, для которых имеются данные IRAS, но лишь у 4 звезд обнаруженные избытки можно считать реальными. Поскольку часть из этих звезд являются спектрально-двойными и, следовательно, в некоторых случаях инфракрасный избыток может быть вызван вторичным компонентом, то представляет интерес подробнее обсудить результаты по каждой из звезд.

HD 1835, AU Mic, EV Lac, YZ CMi. Звезды показывают небольшой избыток на 12 мкм, но известно, что эти звезды одиночные и, следовательно, избыточное излучение не может быть объяснено влиянием вторичного компонента.

V 1285 Aql. Звезда с большим, несомненно реальным избытком на 12 и 25 мкм, она не известна как двойная.

CC Eri. Избыток довольно большой, причем на 25 мкм он больше, чем на 12 мкм. Не исключено, что избыток вызван влиянием вторичного компонента этой двойной системы, но против этого можно выдвинуть два возражения. Во-первых, в области 12—25 мкм у обоих компонентов поток, вероятно, приближенно представляется формулой Рэлея—Джинса $B_{\lambda} \sim \nu^2$, и, следовательно, избыток, вызванный вторичным компонентом, не должен увеличиваться с длиной волны. Во-вторых, светимость вторичного компонента, вероятно, намного меньше, чем главного, т. к. функция масс CC Eri по [26] очень мала. Таким образом, значение $R = 3.6$ для 25 мкм необъяснимо в предположении, что избыток вызван вторичным компонентом.

AB Dor. Избыток на 12 мкм реальный, т. к. он большой по величине и известно, что звезда одиночная.

§ *Воо AB.* При вычислении потоков абсолютно-черного тела влияние вторичного компонента этой визуальной двойной нами учитывалось. Полученные в результате избытки на 1.65, 12 и 25 мкм (см. рис. 1) небольшие, но могут рассматриваться как возможные.

BY Dra. Оба компонента этой спектрально-двойной системы имеют одинаковый спектральный тип, так что инфракрасные избытки не могут быть объяснены влиянием вторичного компонента. Учитывая, что избытки на 1.65 и 12 мкм небольшие, их следует рассматривать как возможные.

II Peg. Избыток на 12 мкм большой, но не исключено, что он частично вызван вторичным компонентом этой двойной системы. Так же, как у CC Eri, у II Peg функция масс мала [27], что является доводом против того, что избыток на 12 мкм у II Peg полностью объясняется влиянием вторичного компонента.

Итак, избытки излучения по данным IRAS можно считать у CC Eri, AB Dor, V 1285 Aql и II Peg реальными, а у остальных 7 звезд типа BY Dra — возможными. Объяснение избытков влиянием вторичного компонента представляется неправдоподобным. В общем, избытки у звезд типа BY Dra значительно меньше, чем у звезд типа Т Тау, абсолютные светимости на 12 мкм меньше примерно в 10^3 раз. Однако мы все же считаем

возможным, что вследствие родственности звезд типов BY Dra и T Tau их инфракрасные избытки имеют одинаковое происхождение и объясняются, как для тех, так и для других, наличием газово-пылевых дисков. Малая светимость дисков может быть вызвана меньшей плотностью вещества в них.

Опубликованное недавно исследование ИК-избытков по данным IRAS для вспыхивающих звезд [28] выполнено по иной методике, и оно попало в наше распоряжение, когда данная статья готовилась к печати. Звезда V 1285 Aql, для которой в [28] отмечен ИК-избыток, возможно, принадлежит к типу BY Dra [29], и поэтому мы включили ее в табл. 1. Как уже было отмечено, по нашей методике у V 1285 Aql обнаруживается реальный избыток на 12 и 25 мкм, что согласуется с выводом [28].

Авторы благодарны Л. С. Лууду за полезные замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория

INFRARED EXCESSES FOR BY DRA-TYPE STARS FROM THE IRAS DATA

P. F. CHUGAINOV, M. N. LOVKAYA

The IRAS PSC data are discussed for 22 BY Dra-type stars. Excesses of the 12-microns radiation are discovered for 11 stars which seem to be real for 4 stars (CC Eri, AB Dor, II Peg, V 1285 Aql) and possible for the others. Excesses on 1.65 and 25 microns are also found. Absolute luminosities of the source of excess radiation are 10^3 times less as compared with those for T Tau-type stars. However, these results permit us to suppose that BY Dra-type stars like T Tau-type stars are surrounded by circumstellar gaseous-dusty discs.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. M. Rucinski, *Astron. J.*, 90, 2321, 1985.
2. П. Ф. Чузайнов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 55, 85, 1976.
3. S. S. Vogt, F. Fekel, *Astrophys. J.*, 234, 958, 1979.
4. IRAS Point Source Catalog, Joint IRAS Working Group, Washington D. C. USGPO, 1985.
5. Общий каталог переменных звезд, IV изд., (отв. ред. П. Н. Холопов), Наука, М., 1985—87.
6. П. Ф. Чузайнов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 61, 124, 1980.
7. B. W. Vopp, T. B. Ake, B. D. Goodrich, J. L. Africano, P. V. Noah, R. J. Meredith, L. H. Palmer, R. Quigley, *Astrophys. J.*, 297, 691, 1985.

8. *A. V. Ravendran, S. Mohin, M. V. Mekkaden*, Inform. Bull. Var. Stars, N 2694, 1985.
9. *F. Fekel, T. J. Moffett, G. V. Henry*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 60, 551, 1986.
10. *F. Fekel, D. S. Hall, G. W. Henry, H. J. Landis, T. R. Renner*, Inform. Bull. Var. Stars, N 2110, 1982.
11. *L. Hartmann, B. W. Vopp, M. Dussault, P. V. Noah, A. Klimke*, Astrophys. J., 249, 662, 1981.
12. *S. M. Rucinski*, Inform. Bull. Var. Stars, N 2203, 1982.
13. *M. V. Mekkaden, A. V. Ravendran, S. Mohin*, Inform. Bull. Var. Stars, N 1791, 1980.
14. *B. R. Petterson, D. L. Lambert, J. Tomkin, W. H. Sandmann, H. Lin*, Astron. and Astrophys., 183, 66, 1987.
15. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 54, 89, 1976.
16. *H. L. Johnson*, Bull. Observ. Tonantzintla 3, 305, 1964.
17. *H. L. Johnson*, Astrophys. J., 141, 170, 1965.
18. *H. L. Johnson*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 4, 193, 1966.
19. *R. D. Gehrz, J. A. Hackwell, T. W. Jones*, Astrophys. J., 191, 675, 1974.
20. *G. J. Veeder*, Astron. J., 79, 1056, 1974.
21. *B. W. Vopp, R. D. Gehrz, J. A. Hackwell*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 86, 989, 1974.
22. *T. J. Barnes, D. S. Evans, T. J. Moffett*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 285, 1978.
23. *G. E. Kron, S. C. B. Gascoigne, H. S. White*, Astron. J., 62, 205, 1957.
24. *H. L. Johnson, J. W. Mac Arthur, R. I. Mitchell*, Astrophys. J., 152, 465, 1968.
25. *П. Ф. Чугайнов*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 54, 1987.
26. *D. S. Evans*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 119, 526, 1959.
27. *I. Halliday*, J. Roy. Astron. Soc. Can., 46, 103, 1952.
28. *V. Tsikoudi*, Astron. J., 95, 1797, 1988.
29. *P. B. Byrne, J. G. Doyle, C. J. Butler, A. D. Andrews*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 211, 607, 1984.

УДК: 524.318.7—852—355

АНАЛИЗ МОЛЕКУЛЯРНОГО СПЕКТРА N-ЗВЕЗД
НА ОСНОВЕ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

С. Е. НЕРСИСЯН, А. В. ШАВРИНА, А. А. ЯРЕМЧУК

Поступила 18 мая 1988

Принята к печати 25 июня 1988

Определены содержания С, N и O в атмосферах 23 N-звезд на основе спектрограмм, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории. Использовался метод сравнения наблюдаемого спектра с теоретическим, рассчитанным на основе моделей атмосфер, учтено молекулярное поглощение.

1. *Введение.* Спектры N-звезд в видимой области спектра характеризуются сильными молекулярными полосами, самые интенсивные из которых — полосы C_2 системы Свана, переход $d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$. Их интенсивность пропорциональна отношению содержаний углерода и кислорода в атмосферах этих звезд, которое в углеродных звездах, в отличие от звезд кислородной последовательности, всегда больше единицы. Вид спектра особенно чувствителен к отношению C/O, когда оно близко к единице. Это происходит от того, что в поздних звездах либо почти весь кислород, либо почти весь углерод связан в молекулы CO, а остатки более обильного из этих двух элементов идут на образование в одном случае окислов, а в другом — других углеродных соединений. Кроме молекул C_2 , в спектрах N-звезд отождествлены в инфракрасной области спектра полосы CO, в видимой — CH, MgH, SiC₂, CaCl. При самых низких температурах растет роль поглощения многоатомными молекулами.

Содержание С, N и O в атмосферах углеродных звезд определяется, в основном, методом синтетического спектра на участке измеряемых молекулярных полос. Путем сравнения наблюдаемых спектров с теоретическими можно сделать заключение о распространенности этих элементов как продуктов CNO-цикла или 3 α -процесса.

Целью настоящей работы является определение содержаний С, N и O в атмосферах N-звезд. Для анализа мы использовали спектрограммы 23 N-звезд в диапазоне длин волн от 4000 до 6700 Å, с дисперсией 136 Å/мм, полученные с помощью спектрографа UAGS, установленного в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории.

2. *Расчет теоретического спектра.* В видимой области спектра расположены, в основном, электронно-колебательные полосы двухатомных молекул, которые при достаточно хорошем спектральном разрешении разделяются на отдельные вращательные линии или бленды линий. При умеренном разрешении вращательная структура полос не просматривается и для анализа обычно используют те или иные модели полос в зависимости от их структуры. Для электронно-колебательных полос двухатомных молекул в видимой области спектра можно использовать так называемое приближение «смазанных линий». Основное допущение этого приближения состоит в том, что на любом интервале длин волн число вращательных линий так велико, что характеристики отдельных линий не принимаются во внимание и распределение интенсивности в полосе рассматривается как непрерывное.

В настоящей работе нами предпринята попытка описать спектры избранных N-звезд на основе моделей Джонсона [1], рассчитанных специально для N-звезд с эффективными температурами $T_{eff} = 2500, 3000, 3250$ и 3500 К, ускорением силы тяжести на поверхности $\lg g = 0.0$ и отношениями $C/O = 1.0, 1.02, 1.05, 1.20$ и 2.00 . Эти модели рассчитаны при стандартных допущениях ЛТР, постоянства потока и гидростатического равновесия в плоскопараллельной геометрии. Кроме обычной непрозрачности за счет водорода, учтено поглощение в молекулярных линиях CN, CO, C₂, TiO, NH, CH, OH и MgH (методом «opacity sampling»). Непрозрачность за счет H₂O включалась методом прямого среднего. В работе [1] отмечается, что изменение содержания азота оказывает незначительное влияние на структуру атмосфер углеродных звезд, т. е. эти модели можно использовать для расчетов спектра с изменяющимся содержанием азота. Мы также использовали для анализа модели с $T_{eff} = 2750$ К, полученные нами путем интерполирования моделей с $T_{eff} = 2500$ и 3000 К. Наблюдаемые спектры были выражены в логарифмах отношений интенсивностей $F_i / F_{5558 \text{ \AA}}$. В таких же единицах для удобства сравнения рассчитывался теоретический спектр на основе моделей атмосфер и модели «смазанных линий» с учетом мультиплетного расщепления электронных переходов и разделения вращательных ветвей. Список молекул, учитываемых в расчетах, приведен в табл. 1 вместе с принятыми значениями сил осцилляторов электронных переходов f_e [2, 3]. Концентрации молекул в каждом слое модели рассчитывались по программе термодинамического равновесия [4], включающей 58 химических элементов (нейтральные атомы и первые ионы). 233 молекулы, 21 отрицательный молекулярный ион. Потенциалы диссоциации и суммы по состояниям для молекул взяты из работы [5]. В необходимых случаях потенциалы диссоциации были исправлены в соответствии с данными работ [3, 5, 6] (см. табл. 1).

Таблица 1

Молекула	Переход	f_e	D_0 , эВ
CH	$B^2\Sigma - X^2\Pi$	0.032 [12]	3.48 [15]
CH	$A^2\Delta - X^2\Pi$	0.0056 [12]	3.48 [15]
CN, синяя	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$	0.036 [12]	7.60 [16]
CN, красная	$A^2\Pi - X^2\Sigma^+$	0.0064 [12]	7.60 [16]
C ₂ , Свана	$d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$	0.033 [12]	6.14 [15]
MgH	$A^2\Pi - X^2\Sigma^+$	0.161 [13]	1.27 [13]

Поток в каждой длине волны (с интервалом 5 Å) рассчитывался по формуле

$$F_\lambda = 2 \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(\tau_\lambda) E_2(\tau_\lambda) d\tau,$$

где S_λ — функция источника, $E_2(\tau_\lambda)$ — вторая экспоненциально-интегральная функция.

Оптическая глубина τ_λ вычислялась из выражения

$$d\tau_\lambda = k_\lambda d\tau_0/k_0,$$

где τ_0 и k_0 — оптическая глубина и коэффициент поглощения, взятые из модели атмосферы, k_λ — полный коэффициент поглощения на длине волны λ определялся выражением

$$k_\lambda = k_\lambda^c + \sum_{v'} \sum_{v''} k_\lambda(v'v''),$$

k_λ^c — коэффициент поглощения в непрерывном спектре, $k_\lambda(v'v'')$ — коэффициент поглощения в полосе $v'v''$, суммирование ведется по всем колебательным полосам системы с v' , v'' от 1 до 10 и по всем электронным системам полос всех учитываемых молекул (\sum).

При расчете коэффициента непрерывного поглощения нами учтены следующие источники непрозрачности: H_{bf}^- , H_{bf} , H_{ff} , $(H_2^+)^{bf, ff}$, $(MgI, SiI)^{bf, ff}$, $(Cl, AlI)^{bf}$, рэлеевское рассеяние на H и H₂ и томповское рассеяние на свободных электронах.

Коэффициент поглощения в приближении «смазанных линий» записывается в виде [7]

$$k_{v'v''}(v) = B \frac{g_{v'v''} q_{v'v''}}{g_{00} (B_{v'} - B_{v''})} \cdot \exp \left\{ - \frac{hc}{kT} \left[G_{v'} + \frac{B_{v'}(v - \Omega_{v'v''})}{B_{v'} - B_{v''}} \right] \right\}, \quad (1)$$

где

$$Q_{\nu', \nu''} = \nu_{\nu', \nu''} \frac{1}{4} \frac{(B_{\nu'} + B_{\nu''})^2}{B_{\nu'} - B_{\nu''}}. \quad (2)$$

$Q_{\nu', \nu''}$ — частота перехода кванта полосы

$$B = \frac{\pi e^3}{mc^3} N \frac{q \cdot f_e}{Q} \exp\left(-\frac{hcT_e}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-hc\nu}{kT}\right)\right], \quad (3)$$

$B_{\nu'}$ и $B_{\nu''}$ — вращательные константы для верхнего и нижнего уровней.

Частота перехода $\nu = T_e' - T_e'' + G_{\nu'} - G_{\nu''}$. $G_{\nu'}$ и $G_{\nu''}$, T_e' и T_e'' — колебательные и электронные энергии соответственно верхнего и нижнего колебательных (ν) и электронных (e) уровней энергии, $q_{\nu', \nu''}$ — вероятность колебательного перехода (фактор Франка-Кондона). Величины $q_{\nu', \nu''}$ для всех молекул взяты из [8], остальные молекулярные константы — из [9]. Отношение статистического веса перехода g к сумме по состояниям Q можно записать

$$\frac{g}{Q} = \frac{g_{vib} \cdot g_{el}}{Q_{vib} \cdot Q_{el}},$$

где g_{vib} и g_{el} — соответственно колебательный и электронный статистический вес: $g_{vib} = 1$, $g_{el} = (2 - \delta_{0, \lambda''}) (2s'' + 1)$. Здесь $\delta_{0, \lambda''}$ — символ Кронекера, λ'' — квантовое число углового момента ($\delta_{0, \lambda''} = 1$, если $\lambda'' \neq 0$ и $\delta_{0, \lambda''} = 0$, если $\lambda'' = 0$), s'' — полный спиновый момент нижнего уровня, Q_{vib} и Q_{el} — соответствующие суммы по состояниям.

$$Q_{vib} = \sum_{\nu''=0}^{\nu'' \max} g_{vib} \cdot e^{-\left(\frac{hc}{kT_{vib}} \cdot G_{\nu''}\right)},$$

$$Q_{el} = \sum g_{el} \cdot e^{-\left(\frac{hc}{kT_e} \cdot T_e''\right)}.$$

Поглощение в атомных линиях нами не учитывалось, поскольку оно в N-звездах значительно меньше молекулярного. Кроме того, можно сделать предположение о равномерном распределении атомных линий по всему видимому спектру. Тогда влияние их на относительные потоки F_{λ}/F_{5556A} будет незначительно.

3. *Определение T_{eff} , C/O и содержания азота.* Анализ полос молекул, содержащих C, N и O, можно использовать для определения содержаний этих элементов. Но такой анализ сопряжен с большими трудностями. Это, во-первых, малая точность молекулярных констант (в основном, потенциалов диссоциации и сил осцилляторов). Во-вторых, сильное blending множества полос различных электронных систем и молекул. Кроме этого, модели атмосфер для низкотемпературных звезд не могут считаться достаточно точными из-за неполноты знания об источниках непрозрачности.

В процессе анализа из сравнения теоретического распределения энергии с наблюдаемым мы должны подобрать T_{eff} и C/O для выбранных N-звезд. Вначале мы приняли гипотезу о солнечном содержании азота в атмосферах N-звезд, как в работах [10, 11]. Содержание кислорода принято как в [6]. При этом мы пробовали изменять содержание азота для лучшего описания интенсивности полос в некоторых звездах. Как отмечалось в [1], изменение содержания азота мало влияет на структуру моделей, поэтому мы могли использовать те же модели [1] при изменении N (каждый раз пересчитывалось лишь химическое равновесие на каждом τ модели).

Из соотношений (1)—(3) видно, что коэффициент поглощения в полосе (интенсивность полосы поглощения) пропорционален содержанию молекулы и силе осциллятора (внутри одной системы полос — фактору Фрэнка—Кондона). Температурная зависимость коэффициента поглощения определяется больцмановским фактором. Она неодинакова для полос с различными колебательными квантовыми числами v . Эту особенность обычно используют для определения колебательных температур в атмосферах звезд, которые коррелируют с эффективными температурами (см., например, в [12]). Наши расчеты показали, что наиболее чувствительна к изменению T_{eff} область спектра вблизи полосы (1, 0) системы Свана C_2 , 4730 А. Это, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Нами рассчитаны потоки относительно F_{5556A} , а эта точка лежит вблизи минимума другой полосы системы Свана (0, 1), λ 5635 А. Указанные полосы имеют примерно равные вероятности колебательных переходов, а образуются с различных колебательных уровней ($v'' = 0$ и 1), и их отношение чувствительно к изменению температуры через больцмановский фактор в выражениях (1)—(3). Кроме того, эти полосы достаточно далеко отстоят друг от друга по длине волны, и соотношение потоков в них зависит от температуры по известной формуле Планка (при допущении ЛТР).

При изменении отношения C/O интенсивности всех полос Свана изменяются одинаково, пропорционально содержанию C_2 (если полосы не насыщены), т. е. соотношение минимумов полос сохраняется при изменении C/O. Но чувствительны к изменению C/O максимумы полос, особенно

максимум полосы (0, 0) у λ 5170 А, имеющей большую вероятность перехода ($q_{0,0} = 0.724$, $q_{1,0} = 0.246$, $q_{2,0} = 0.220$). При этом интенсивности полос других молекул тоже зависят от отношения C/O (за счет изменения концентраций молекул). При расчете химического равновесия хорошо заметно изменение поглощения в синей и красной системах полос CN.

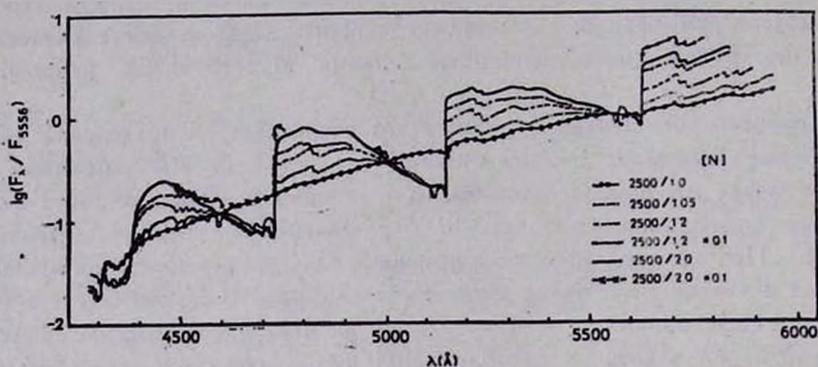


Рис. 1. Теоретическое распределение энергии при различных значениях T_{eff} и C/O.

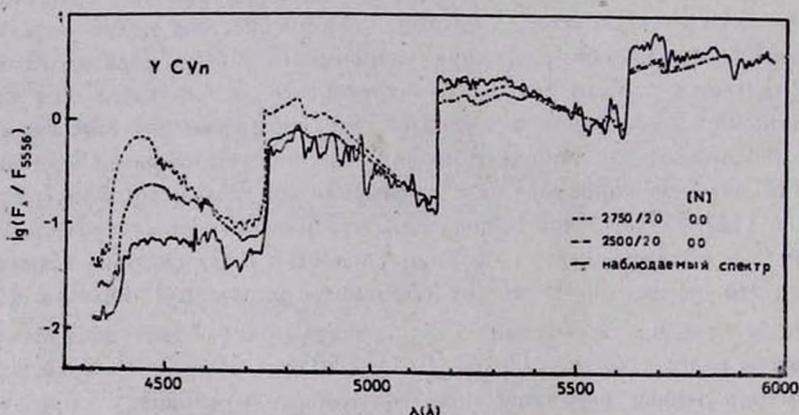


Рис. 2. Сравнение теоретического спектра с наблюдаемым для звезды Y CVn.

При рассмотрении рис. 1, где построены потоки F_i/F_{5556A} для одной $T_{eff} = 2500$ К и разных отношений C/O видно, что наиболее чувствительны к изменению C/O пики интенсивностей $\lambda\lambda$ 4740, 5170 и 5640 А. Таким же образом на эти пики влияет изменение содержания азота — интенсивности полос CN изменяются пропорционально содержанию N (рис. 2). Но вклад в изменение спектра в области λ 5170 А за счет азота меньше, чем в λ 5640 А, поскольку в первой области поглощает последовательность $\Delta u = -6$ (полосы 6, 0, λ 5129 А и 7, 1, λ 5240 А), факторы Франка —

Кондона которой в три раза меньше, чем у последовательности с $\Delta v = -5$, доминирующей в области λ 5640 А (полосы 5, 0, λ 5605 А и 6, 1, λ 5730 А). Таким образом, появляется возможность разделить влияние изменения C/O и изменения содержания азота на спектр: области вблизи пиков λ 4740 А и 5170 А служат индикатором C/O, а вблизи λ 5640 А — индикатором изменения содержания азота.

Спектры в синей области ($\lambda < 4700$ А) хуже описываются нашими теоретическими спектрами, по-видимому, по двум причинам: менее точная фотометрия звезд с низкими T_{eff} из-за слабости потоков в указанной области длин волн и недостаточно хорошее знание источников непрозрачности и поглощающих молекул в данной области.

Вблизи максимума полосы λ 5175 А, а именно при $\lambda \sim 5180$ А, заметно поглощение молекулой MgH. Мы попытались описать его, но наши расчеты показали, что последние данные для MgH [3] дают чрезмерно сильные полосы MgH при солнечном содержании Mg. Для описания этой

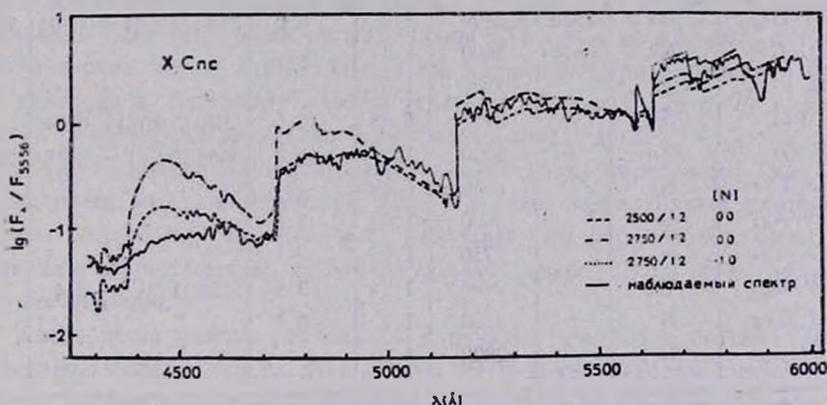


Рис. 3. Сравнение теоретического спектра с наблюдаемым для звезды X Спс.

полосы требуется допустить дефицит Mg в 10—100 раз для моделей с $T_{eff} = 3000$ К и 100—1000 раз — для моделей с $T_{eff} = 2500$ К. Расчеты в красной области спектра мы ограничили областью $\lambda < 6000$ А, поскольку в более длинноволновой области спектра необходимо учитывать поглощение CaCl, CaH. Кроме того, там нельзя пренебрегать атомными линиями, поскольку полосы в этой области уже менее интенсивны, чем в видимой части спектра.

Описанную схему подбора параметров мы использовали для сравнения наблюдаемых величин F/F_{5556A} с теоретическими, рассчитанными для $T_{eff} = 2500, 2750, 3000, 3250$ и 3500 К, C/O = 1.0, 1.05, 1.2 и 2.0 и разным содержанием азота (рис. 1). Результаты сравнения приведены в табл. 2 и рис. 2, 3.

Таблица 2

№	Звезда	Спектр	[11]	T_{eff} , К	C/O	[N]	[19]		[20]
			T_c , К	(± 200 К)		(± 0.5)	T_{eff} / C / O / [N]	T_{eff}	
1	U Cam	N5	2710	2600	1.1	-0.5	2530 (1.3)	-0.42	—
2	ST Cam	N5	2750	2600	1.6	-0.5	2800 (1.14)	0.00	—
3	TU Gem	N3	2490	2500	1.4	-0.5	2770 (1.1)	0.08	—
4	BL Ori	N3	2550	2600	1.05	0.0	2960 (1.039)	0.05	3420*
5	RV Aur	N	2640	2750	1.1	-0.5			
6	UU Aur	N3	2380	2600	1.2	-0.5	2825 (1.063)	0.15	2825
7	VW Gem	N3	2880	3000	1.1	-0.5			
8	RV Mon	N	2700	2750	1.1	-0.5			
9	X Cen	N3	2430	2600	1.1	-0.5	2620 (1.14)	-0.56	
10	RT UMa	N5	2900	2750	1.2	0.5			
11	VY UMa	N0	2790	2600	2.0	-0.0	2855 (1.06)	-0.31	2855
12	Y CVn	N3	2900	2300	2.1	—	2730 (1.087)	-0.12	2730
13	RY Dra	N4	2520	2400	2.2	0.0	2500 (1.18)	-0.05	2500
14	DG Cep	N2	2640	2600	1.2	—			
15	RZ Peg	N		2700	1.01	—			
16	Z Psc	N0		2750	1.03	-0.5	2870 (1.014)	-0.39	
17	W Ori	N5		2500	1.2	-0.5	2680 (1.16)	-0.17	2620*
18	HK Lyr	N		2750	1.02	—			
19	UV Aql	N		3000	1.04	-1.0			
20	VX Cyg	N		2750	1.01	—			
21	RV Cyg	N5		2600	1.04	-0.5	2600 (1.2)	-0.4	
22	TT Cyg	N		3250	1.2	-0.5			
23	U Cyg	N		2800	1.02				

* В работе [20] указывается на надежность оценки T_{eff} для этой звезды.

Следует отметить, что наши оценки содержания азота определялись недостаточно уверенно. Может быть, величину D_0 для CN все еще нельзя считать надежной (в последние годы она пересматривалась).

Нельзя также считать точными модели звезд с $T_{eff} = 2500$ К, ввиду недостаточности знания источников непрозрачности при низких температурах. Но, несмотря на недостатки метода, все же можно сделать приближенные оценки T_{eff} и C/O.

4. *Обсуждение.* Рассмотрение результатов табл. 2 позволяет сделать следующие выводы:

1. Не наблюдается корреляции эффективной температуры T_{eff} со спектральными подклассами N; этот факт отмечался также в работе [13].

2. Только холодные N-звезды с $T_{eff} = 2300\text{—}2500$ К имеют отношение $C/O \sim 2.0$. Для большинства звезд $C/O \leq 1.2$.

3. Содержание азота определяется неуверенно из-за отсутствия моделей с величинами отношения C/O между 1.2 и 2.0 и плохого разделения параметров $[N]$ и C/O . Наши оценки содержания $[N]$ лежат в диапазоне от -1.0 до 0.0 , что свидетельствует об отсутствии продуктов CNO-цикла в атмосферах N-звезд. А это говорит о преобладании 3α -процесса.

4. Небольшие изменения эффективной температуры T_{eff} (на $100\text{—}200$ К) значительно влияют на оценку отношения C/O .

Впервые заключение о преобладании 3α -процесса в недрах N-звезд сделал Килстон [10], который исследовал 8 звезд методом синтетического спектра на основе полуэмпирической формулы Миннаэрта. Такой же вывод был сделан для звезды UU Aig в [18]. Результаты более ранних работ [14—17] не были надежными и скорее свидетельствовали о преобладании в атмосферах N-звезд продуктов CNO-цикла. Данные Килстона об отношении C/O [10] были использованы [11] для калибровки спектрофотометрических молекулярных индексов, что позволило определить отношение углерода к кислороду для 61 углеродной звезды. Для 75% исследованных N-звезд оно оказалось в интервале от 1.0 до 2.4.

В нашей работе отношения C/O для 23 звезд определены на основе современных моделей атмосфер [1]. Впервые эффективные температуры N-звезд определены из сравнения наблюдаемого распределения энергии в спектрах с теоретическим, на основе моделей атмосфер с учетом молекулярного поглощения.

Когда наша работа готовилась к печати, появилась статья [19], где определены содержания C, N и O для 30 N-звезд методом синтетического спектра на основе моделей атмосфер. Данные из [19] для общих звезд приведены в предпоследнем столбце табл. 2. В последнем столбце приведены оценки T_{eff} из [20], сделанные методом инфракрасных потоков. Имеющиеся различия в определенных нами оценках C/O и из работы [19], как показали наши расчеты, можно объяснить различием T_{eff} (в работе [19] T_{eff} не определялась). Лишь в двух случаях, а именно для звезд Y CVn и RY Dra, определения отношения C/O значительно различаются. Но только различием эффективных температур для Y CVn нельзя объяснить различие в C/O . В работе [13] указывается на возможность переменности блеска, обусловленной пылевыми оболочками у ряда N-звезд, в том числе у Y CVn и RY Dra.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE ANALYSES OF MOLECULAR SPECTRUM OF N-TYPE STARS WITH THE MODEL ATMOSPHERES

S. E. NERSISIAN, A. V. SHAVRINA, A. A. YAREMCHUK

The abundances of oxygen, nitrogen and carbon were determined in the atmospheres of 23-N-type stars using the spectrogrammes of 2.6 m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory. The method comparing the theoretical spectra was used. The molecular absorption was taken into account.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. R. Johnson, *Astrophys. J.*, 260, 254, 1982.
2. Л. А. Кузнецова, Н. Е. Кузьменко, Ю. Я. Кузяков, Ю. А. Пластинин, Вероятности оптических переходов двухатомных молекул, Наука, М., 1980, стр. 319.
3. K. Kirby, R. P. Saxon, B. Liu, *Astrophys. J.*, 231, 637, 1979.
4. Н. С. Комаров, В. В. Цымбал, *Астрон. ж.*, 57, 1010, 1980.
5. T. Tsuji, *Astron. and Astrophys.*, 23, 411, 1973.
6. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 249, 1978.
7. T. Tipper, *Tartu publ.*, 41, 278, 1973.
8. J. C. McCallum, W. R. Jarman, R. W. Nichols, *Spectroscopic Rep.*, № 1, 1970, York Univ.
9. K. P. Huber, G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure. IV. Constants of Diatomic Molecules*, Van Nostrand Reinhold Company, 1979, p. 716.
10. J. Kilston, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 87, 189, 1975.
11. С. Е. Gow, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 89, 501, 1977.
12. А. В. Шаврина, *Астрометрия и астрофиз.*, вып. 32, 29, 1977.
13. Р. Х. Оганесян, С. Е. Нерсисян, *Астрофизика*, 23, 245, 1985.
14. R. I. Thompson, H. W. Schnopper, W. K. Ross, *Astrophys. J.*, 163, 533, 1971.
15. R. I. Thompson, *Astrophys. J.*, 212, 754, 1977.
16. M. Querci, F. Querci, *Astron. and Astrophys.*, 9, 1, 1970.
17. F. Querci, M. Querci, T. Tsuji, *Astron. and Astrophys.*, 31, 265, 1974.
18. F. Querci, M. Querci, *Astron. and Astrophys.*, 49, 443, 1976.
19. D. L. Lambert, B. Gustafsson, K. Eriksson, K. H. Hinkle, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 373, 1986.
20. T. Tsuji, *J. Astrophys. Astron.*, 2, 95, 1981.

УДК: 524.5

АНОМАЛЬНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ В ТУМАННОСТИ ОРИОНА:
АНАЛИЗ В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

О. С. ШУЛОВ, Е. Н. КОПАЦКАЯ

Поступила 17 сентября 1988

Принята к печати 25 октября 1988

Из анализа данных о покраснениях ($\lambda^{-1} \leq 8 \text{ мкм}^{-1}$) девяти горячих звезд, расположенных в центральной, наиболее яркой части туманности Ориона, найдено, что наблюдаемая экстинкция представляет собою смесь нормального и аномального компонентов, изменяющуюся от звезды к звезде. Аномальный компонент, в свою очередь, состоит из непрерывной экстинкции крупными («визуальными») пылинками и абсорбции в горбе на $\lambda_0 = 0.22 \text{ мкм}$. Абсорбция в горбе сильно варьирует от звезды к звезде и в среднем в 7 раз слабее нормальной межзвездной. Показано, что размеры крупных пылинок распределены по экспоненциальному закону $f(a) = \exp(-a/a_0)$. Показатель преломления m , согласно оценке, скорее ближе к 1.3, чем к 1.6. Средний размер пылинок $a_0 = 0.12 \text{ мкм}$, если $m = 1.3$.

1. *Введение.* Аномальность закона покраснения у некоторых горячих звезд в туманности Ориона известна с 1937 г. [1] и сейчас наблюдательно прослежена в диапазоне от инфракрасных (ИК) до далеких ультрафиолетовых (УФ) длин волн. Однако природа этой аномальной экстинкции (АЭ) и свойственные ей закономерности изучены еще очень плохо. Это затрудняет исследование как самой туманности, так и погруженных в нее молодых звезд из ассоциированного с туманностью скопления.

Делались попытки интерпретировать АЭ на основе той или иной модели нормальной экстинкции (НЭ) в обычной межзвездной среде [2, 3], но такой подход имеет ограниченную ценность, поскольку сама межзвездная НЭ еще не получила надежного объяснения [4] по той, в частности, причине, что она есть сумма нескольких составляющих, по-отдельности не известных. Соответственно плохо известны свойства этих составляющих. Отсюда и значительный произвол в выборе основных параметров, порождающий разнообразие предлагаемых моделей НЭ. Надежду на разделение этих составляющих связывают с изучением их относительных вариаций в УФ, но они, к сожалению, в обычной межзвездной среде невелики.

В этом отношении случай АЭ гораздо более благоприятен. Из УФ-наблюдений звезд в туманности Ориона [5, 6] видно, что главной причиной аномалии в этом диапазоне является сильное уменьшение экстинкции мелкими частицами и ослабление абсорбции в горбе на $\lambda_0 = 0.22$ мкм. Доминирует экстинкция крупными частицами, которую в данном случае гораздо легче выделить. Тогда, сравнивая ее с теоретическими расчетами, можно определить или хотя бы приближенно оценить, но зато непосредственно из наблюдений, такие плохо известные сейчас характеристики популяции крупных частиц, как функция распределения $f(u)$ относительных размеров частиц $u = a/a_0$, характерный размер a_0 , показатель преломления m .

Такие сведения были бы очень полезны и для изучения НЭ. Правда, тут имеется осложнение: наблюдения в видимой и ИК-области свидетельствуют [7], что размер крупных частиц в туманности больше, чем в обычной межзвездной среде. Но это осложнение не очень существенное, если изменен только a_0 , а $f(u)$ и m совпадают в АЭ и НЭ.

Основная цель данной работы — выделить аномальную экстинкцию крупными частицами и сравнить ее с теоретическими расчетами. Попутно будут рассмотрены и другие составляющие наблюдаемой экстинкции.

2. *Исходные данные.* Предметом анализа являются покраснения $E(\lambda - V)$, наблюдаемые у девяти горячих звезд, расположенных в центральной, наиболее яркой части туманности Ориона (табл. 1, номера звезд по Паренаго [8]), для которых в работах [5, 6] опубликованы спектрометрические наблюдения в УФ, выполненные со спутника IUE. Спектральная классификация и данные стандартной широкополосной фотометрии в видимой и ИК-областях спектра собраны из работ [7—22]; использованы также наши неопубликованные фотометрические UBVR-наблюдения.

Покраснения в видимой и ИК-областях спектра определялись относительно нормальных цветов, а в УФ-диапазоне — относительно звезд сравнения, чьи спектрометрические сканы были предварительно исправлены за межзвездное покраснение.

Нормальной экстинкцией будем считать обычную межзвездную экстинкцию, найденную по большому числу звезд для усреднения ее региональных вариаций в УФ. В качестве закона НЭ для видимой области здесь использовалась зависимость экстинкции от длины волны, найденная в [23] для региона Цфефей, Персей, Единорог. Она была продолжена нами в ИК-область с учетом наблюдаемых там соотношений между избытками цвета [24]. Для ее продолжения в УФ-область применялась модифицированная нами аппроксимация Ситона [25] среднего межзвездного закона покраснения:

ПАРАМЕТРЫ НАБЛЮДАЕМОЙ ЭКСТИНКЦИИ И ЕЕ АНОМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

Таблица 1

Звезда	V	Sp	A(V)	$\Gamma(0.22)$	γ	$A_k(V)$	$\Gamma_a(0.22)$	$\frac{\Gamma_a(0.22)}{A_k(V)}$
П 1772=LP Ori	8 ^m 43	B1-5 Vp	1 ^m 98±0 ^m 08	1 ^m 21±0 ^m 04	0.95	1 ^m 64	0 ^m 96	0.58
П 1865=θ ¹ Ori A	6.73	B0-2 Vp	1.66±0.08	0.53±0.03	1.00	1.52	0.37	0.24
П 1899=θ ¹ Ori D	6.68	B0, 5-1 Vp	1.84±0.09	0.66±0.04	0.91	1.54	0.35	0.23
П 1891=θ ¹ Ori C	5.11	O6-7 Vp	1.74±0.07	0.62±0.04	0.94	1.49	0.35	0.24
П 1956	9.65 _v	B0-8 Vp	2.77±0.12	0.74±0.10	0.72	1.98	-0.11	-0.06
П 1993=θ ² Ori A	5.05	O9-9.5 Vp	1.10±0.06	0.31±0.05	0.87	0.82	0.00	0.00
П 2031=θ ¹ Ori B	6.38	B0-1 Vp	0.84±0.05	0.16±0.04	0.99	0.59	0.00	0.00
П 2074=NU Ori	6.81	B0-1 Vn	2.24±0.05	1.14±0.05	0.66	1.38	0.20	0.15
П 2085=V 361 Ori	8.22	B3-6 V	1.26±0.15	0.19±0.06	0.97	1.09	0.00	0.00

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \begin{cases} -0.310 + 0.729 \cdot \lambda^{-1} + 4.043 [(\lambda^{-2} - 21.16)^2 \lambda^2 + 1.12]^{-1} = g(\lambda), & 3.0 \leq \lambda^{-1} \leq 6.0, \\ g(\lambda) + 0.141 (\lambda^{-1} - 5.9)^2 + 0.0205 (\lambda^{-1} - 5.9)^3, & 6.0 \leq \lambda^{-1} \leq 10, \end{cases} \quad (1)$$

где λ выражена в микрометрах. Эта модификация имеет форму, рекомендованную в [26, 27], а ее отклонения от аппроксимации Ситона незначительны по сравнению с неопределенностями самого закона межзвездной экстинкции в УФ-области.

3. *Анализ данных.* Зависимости $E(\lambda - V)$ у девяти звезд в общем однотипны. Значительные вариации показывают только величины абсорбционных горбов. Суммарное покраснение этих звезд (рис. 1) в достаточной мере иллюстрирует те характерные особенности, на которые следует обратить внимание. Горб существенно ослаблен. Почти плоский ход непрерывной экстинкции в УФ указывает на то, что в ней на всех λ доминирует ЭКЧ. Вместе с тем наблюдается слабое возрастание экстинкции в дальнем УФ, свидетельствующее о присутствии небольшого вклада ЭМЧ (этот вклад заметно варьирует от звезды к звезде). Точки на $\lambda^{-1} = 6.45$ и 8.00 мкм^{-1} слегка приподняты, вероятно, из-за повышенного поглощения в линиях S IV λ 1550 и L_α у молодых звезд в Орионе.

Приступая к анализу наблюдаемой экстинкции, произведем сначала две подготовительные операции. Во-первых, перейдем к полным экстинкциям $A(\lambda) = E(\lambda - V) + A(V)$, определив нуль-пункт $A(V)$, что, как известно, сводится к экстраполяции покраснений $E(\lambda - V)$ до $\lambda^{-1} = 0$. Точность экстраполяции зависит от того, насколько хорошо известен наблюдаемый закон экстинкции. В нашем случае этот закон точно не известен, но на участке $\lambda \geq \lambda(U)$ может быть аппроксимирован зависимостью $A(\lambda) = x \cdot A_1(\lambda) - y \cdot \lambda^{-3}$, где $A_1(\lambda)$ — известный закон НЭ для $x = 1$, а показатель степени при λ был найден эмпирически, причем оказалось, что его изменения от -3.5 до -2.5 практически не сказываются на точности воспроизведения наблюдений и оценке $A(V)$. Неизвестные x и y можно определить из избыточной системы уравнений, составленной для наблюдаемых покраснений. Эта приближенная зависимость объясняется тем, что отношения избытков цвета в ИК и красной областях спектра в пределах ошибок не отличаются от нормальных, но отклонения от нормы быстро нарастают при переходе в голубую область. Это свойство экстинкции в туманности Ориона независимо было отмечено в недавней работе [34]. Экстинкция с аналогичными свойствами наблюдается в туманности Киля (см. рис. 6 в [28]). Найденные этим способом оценки $A(V)$ приведены в

табл. 1, а из рис. 1 видно, что аппроксимирующая линия достаточно точно воспроизводит наблюдения.

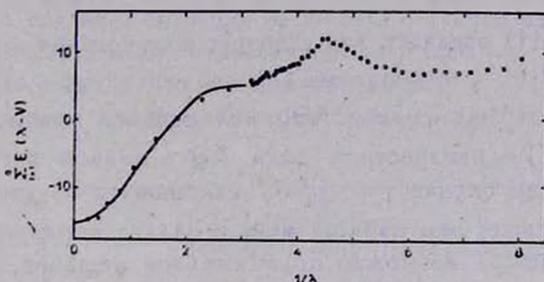


Рис. 1. Суммарные покраснения девяти звезд из туманности Ориона и их аппроксимация в инфракрасной и видимой спектральной областях зависимостью $E(\lambda - V) = 16.23 A_1(\lambda) - 0.261 \cdot \lambda^{-3} - 15.33$, где $A_1(\lambda)$ — нормальный закон экстинкции (см. текст).

Во-вторых, оценим силу абсорбционного горба. Его форма и положение известны, а его высоту легко определить, считая фон под его центральной частью линейным. Полученные оценки высоты горба $\Gamma(0.22)$ даны в табл. 1. Зная их, можно отделить горб от непрерывной экстинкции и анализировать эти компоненты независимо.

Не вся наблюдаемая $A(\lambda)$ аномальна хотя бы потому, что имеется компонент НЭ, возникающий в межзвездной среде между Землей и туманностью. В среднем по 34 наименее покрасневшим В-звездам скопления $E(B - V) = 0^m043 \pm 0^m002$. Соответствующая этому покраснению межзвездная НЭ составляет 0^m14 в V и имеет горб высотой 0^m15 . Вычтем эту составляющую.

Но и оставшаяся $A(\lambda)$ почти наверное все еще содержит некоторую примесь НЭ, возникающей уже в самой туманности. Аномалия экстинкции наблюдается в ее светлой части, а это — зона НII, возбужденная внутри обширной темной туманности, в которой закон покраснения близок к норме [17]. И хотя эта зона НII находится вблизи переднего, обращенного к наблюдателю края туманности, все же нет гарантии, что она совсем не экранирована темной, нормально ослабляющей свет материей, тем более что туманность весьма неоднородна и клочковата, а звезды погружены в нее по-разному. Скорее всего, мы наблюдаем некую смесь НЭ и АЭ, пропорции которой изменяются от звезды к звезде, хотя в целом у звезд из табл. 1 вклад АЭ, несомненно, преобладает.

Следовательно, в общем случае у звезд в туманности наблюдается $A(\lambda) = A_n(\lambda) + A_a(\lambda)$, где $A_n(\lambda)$ — компонент НЭ, $A_a(\lambda)$ — компонент

АЭ. Поделив на $A(V)$ и несколько преобразовав это уравнение, приводим его к виду, более удобному для анализа:

$$\gamma = [A_n^{(1)}(\lambda) - A^{(1)}(\lambda)] \cdot [A_n^{(1)}(\lambda) - A_n^{(1)}(\lambda)]^{-1}. \quad (2)$$

Верхний индекс (1) означает, что функция нормирована на свое значение в полосе V . $A^{(1)}(\lambda)$ — наблюдаемый закон экстинкции, $A_n^{(1)}(\lambda)$ — известный закон НЭ, $A_n^{(1)}(\lambda)$ — закон АЭ, который мы хотим определить, а $\gamma = A_n(V)/A(V)$ — неизвестная доля АЭ в полной экстинкции в полосе V . В общем случае γ и $A_n^{(1)}(\lambda)$ изменяются от звезды к звезде, неизвестных больше, чем наблюдений, и задача неразрешима. Однако для звезд из табл. 1 возможно приближенное решение, основанное на следующих двух особенностях этой выборки звезд.

Во-первых, если отделить абсорбционные горбы, то видно, что оставшиеся непрерывные составляющие наблюдаемых $A^{(1)}(\lambda)$ различаются от звезды к звезде, прежде всего, из-за различий в γ , тогда как различия в индивидуальных $A_n^{(1)}(\lambda)$ менее существенны и ими в первом приближении можно пренебречь. Тогда, считая непрерывные $A_n^{(1)}(\lambda)$ одинаковыми у всех девяти звезд, можно использовать формулу (2) для оценки γ по этим составляющим экстинкции, если непрерывная $A_n^{(1)}(\lambda)$ станет известна хотя бы для одной звезды.

Во-вторых, поскольку компонент НЭ обязан содержать абсорбционный горб высотой $\Gamma_n(0.22) = 1.09 \cdot A_n(V)$, наблюдаемая высота горба $\Gamma(0.22) = \Gamma_n(0.22) + \Gamma_a(0.22)$ дает оценку максимально возможного значения $A_n(V)$. Поэтому у таких звезд, как П 1993 и П 2085, у которых (после вычитания межзвездной НЭ) горбы исчезающе малы, вклад НЭ заведомо мал и наблюдаемая у них безгорбая $A(\lambda)$ дает неплохую первоначальную оценку непрерывной составляющей $A_n^{(1)}(\lambda)$, которую можно подставить в формулу (2) и тем самым начать процесс последовательного уточнения и значений γ , и функции $A_n^{(1)}(\lambda)$ по всем девяти звездам, принимая во внимание ограничение, накладываемое на величину γ высотой абсорбционного горба.

Найденные так оценки γ приведены в табл. 1, а усредненная по девяти звездам непрерывная $A_n^{(1)}(\lambda)$ показана на рис. 2. Ясно, что это типичная экстинкция крупными частицами, поэтому далее она будет обозначаться как $A_k^{(1)}(\lambda)$. Полная же АЭ есть $A_a(\lambda) = A_k(\lambda) + \Gamma_a(\lambda)$ и ее параметры даны в столбцах 7 и 8 табл. 1. Небольшой отрицательный горб у П 1956 находится в пределах ошибок (см. столбец 4) и обусловлен выбором γ для этой звезды как среднего из двух, не очень хорошо согласующихся оценок — по непрерывной составляющей и по горбу.

Параметры, приведенные в столбцах 6—8, не претендуют на высокую точность. Значительно точнее определена средняя $A_{\lambda}^{(1)}(\lambda)$. Среднеквадратический разброс индивидуальных значений $A_{\lambda}^{(1)}(\lambda)$ девяти звезд относительно их среднего значения на данной λ (точки на рис. 2) показан на рисунке вертикальными отрезками и в среднем по всем λ составляет $\sigma = 0.10$. Он включает в себя ошибки наблюдений и редуциций и неучтенные различия между звездами. Ошибки самих средних точек, естественно, в 3 раза меньше.

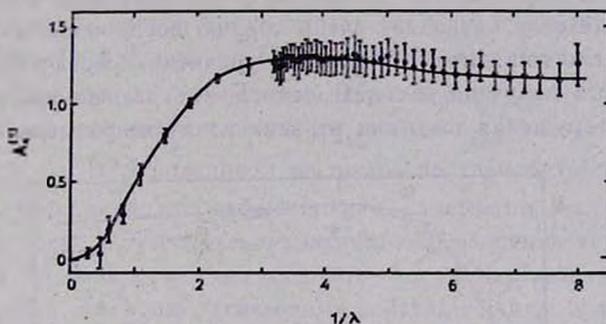


Рис. 2. Средний закон экстинкции anomalно крупными пылевыми частицами в центральной части туманности Ориона и его аппроксимация экстинкцией, вычисленной для популяции однородных непоглощающих шаров с показателем преломления $m=1.3$ и радиусами a , распределенными по экспоненте $f(a)=\exp(-a/a_0)$, где $a_0=0.12$ мкм.

Таким образом, на рис. 2 мы впервые видим эмпирически выведенную зависимость экстинкции крупными («визуальными») частицами от длины волны, обладающую весьма высокой внутренней относительной точностью $\sim 2.5\%$ почти на всем своем протяжении. Она характеризуется отношением $R = A(V)/E(B-V) = 6.25$, почти вдвое превышающим величину $R = 3.3$ для принятого закона нормальной межзвездной экстинкции. У звезд в туманности наблюдаются некоторые промежуточные значения R , обусловленные примесью нормального компонента.

4. Обсуждение. Для сравнения с найденной $A_{\lambda}^{(1)}(\lambda)$ надо выбрать подходящую теоретическую модель. Достаточно считать пылинки сферическими, поскольку речь идет об экстинкции, и однородными, поскольку нет достоверных сведений об их структуре. Следовательно, можно воспользоваться теорией Ми. Далее, свойства межзвездной поляризации показывают, что крупные пылинки должны быть диэлектрическими с очень малой мнимой частью показателя преломления [29—31], поэтому в первом приближении можно считать частицы непоглощающими. Показатель преломления m обычно слабо зависит от λ и его можно полагать постоянным. Таким образом, простейшей модели частиц вполне достаточно.

Главная особенность зависимости на рис. 2 — сильное сглаживание первого максимума фактора эффективности экстинкции одной частицы вследствие широкого распределения частиц по размерам. Часто применяемое в теоретических расчетах распределение Гринберга $f(u) = \exp(-5u^3)$ [32] такое сглаживание не обеспечивает, а потому определенно не подходит. Из простых функций распределения нужными сглаживающими свойствами обладает только экспонента $f(u) = \exp(-u)$, для которой, напомним, средний размер совпадает с характерным a_0 , а эффективный размер $a_{эфф} = \langle a^3 \rangle / \langle a^2 \rangle = 3a_0$. Ниже мы убедимся, что экспоненциальное распределение позволяет очень хорошо воспроизвести наблюдения. Теоретически оно выводится из того же уравнения роста-разрушения частиц, из которого получено распределение Гринберга, но при условии, что вероятность разрушения пылинки не зависит от ее размера.

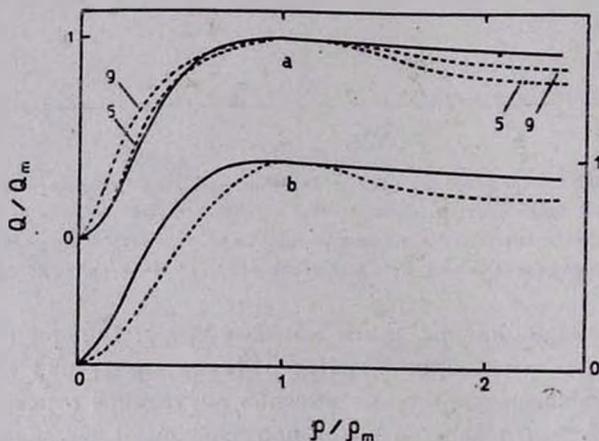


Рис. 3. Влияние функции распределения частиц по размерам на фактор эффективности экстинкции для популяции однородных непоглощающих шаров с m , близким к 1. Сплошные кривые соответствуют экспоненциальному распределению, пунктирные соответствуют: а) степенному распределению при значениях $a_+/a_- = 5$ и 9; б) распределению Гринберга. Кривые нормированы так, чтобы их максимумы совместились, ρ_m, Q_m — координаты максимума.

Что же касается предложенного в [33] и тоже часто используемого степенного распределения $f(a) = K \cdot a^{-3.5}$, $a_- \leq a \leq a_+$, то пробы показали, что хотя оно, будучи двухпараметрическим, и обеспечивает большее разнообразие форм кривых фактора эффективности, все же и с ним не удастся добиться хорошего воспроизведения точек на рис. 2.

Причина видна из рис. 3, где показано влияние обсуждаемых распределений на фактор эффективности экстинкции для простейшего случая популяции однородных непоглощающих шаров с m , близким к 1. При стес-

пенном распределении с $a_+/a_- = 5$ фактор эффективности перед своим максимумом довольно близок к случаю экспоненциального распределения, однако после максимума показывает значительный спад. Чтобы уменьшить этот спад, надо увеличивать a_+/a_- , но тогда деформируется ход кривой перед максимумом. Приемлемого компромисса не получается. Нижняя часть рисунка иллюстрирует то, что было сказано выше о распределении Гринберга.

Вещество крупных пылинок достоверно не известно. Чаще всего обсуждают либо силикаты с $m \approx 1.6$, либо вещества типа льда с $m \approx 1.3$. Из данных на рис. 2 нельзя точно определить показатель преломления, но различия в $(m-1)$ в 2 раза уверенно чувствуются, поэтому можно сравнить две упомянутые альтернативы. Вычисленная для $f(u) = \exp(-u)$ кривая факторов эффективности $Q(r_{эфф})$, где $r_{эфф} = 4\pi(m-1)a_{эфф}\lambda^{-1}$, совмещенная с $A_k^{(1)}(\lambda)$ подгонкой масштаба по горизонтали и вертикали, при $m = 1.6$ воспроизводит наблюдения с заметными систематическими искажениями, из-за чего среднеквадратическое отклонение точек от расчетной кривой в 3.5 раза хуже, чем для $m = 1.3$. Следовательно, вещество крупных пылинок по своим оптическим свойствам ближе к льду, чем к силикатам.

На рис. 2 показан результат подгонки для $m = 1.3$. Среднеквадратическое отклонение по всем точкам составляет 0.028 и практически совпадает со средней внутренней ошибкой 0.033 самих точек, то есть внешняя точность равна внутренней. Это означает, что расчетная кривая при данном выборе $f(u)$ и m представляет наблюдения с исчерпывающей полнотой. Средний размер крупных частиц $a_0 = 0.120 \pm 0.002$ мкм. Высокая формальная точность оценки была бы реальна, если бы m был известен точно. Поскольку этого нет, правильнее считать, что $a_0(m-1) = 0.0360 \pm \pm 0.0006$ мкм, где $m \approx 1.3$. Судя по найденной величине a_0 , размеры крупных пылинок в АЭ и НЭ различаются не сильно, так как для межзвездной среды обычно получают схожие оценки.

Масштаб подгонки по вертикали дает лучевую концентрацию крупных пылинок в туманности $N_k/A_k(V) = 4.99 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}/1^m$. Суммарная масса этих пылинок на луче зрения $\mathcal{M}_k/A_k(V) = 2.0 \cdot 10^{-5} \text{ г см}^{-2}/1^m$, если их плотность как у льда.

Входящие в состав АЭ абсорбционные горбы $\Gamma_a(\lambda)$ (см. столбцы 8 и 9 в табл. 1) сильно варьируют от звезды к звезде без какой-либо связи с величиной ЭКЧ или свойствами звезд. Наибольший горб у П 1772, и он всего в ~ 2 раза слабее нормы. С другой стороны, АЭ у звезд П 1956, 1993, 2031, 2085 вовсе не имеют горбов. NU Ori и звезды Трапеции занимают промежуточное положение по этому параметру. В среднем по девяти звездам горбы ослаблены в ~ 7 раз. Общее впечатление таково, что гор-

бы не связаны ни с крупными частицами, ни с отсутствующими в АЭ мелкими частицами. По-видимому, поглощающие в горбе неизвестные осцилляторы образуют самостоятельную популяцию.

5. **Заключение.** В результате анализа экстинкции, наблюдаемой у девяти горячих звезд в центральной, наиболее яркой части туманности Ориона, получены следующие выводы:

1) Наблюдаемая экстинкция представляет собою смесь нормального и аномального компонентов; пропорция смеси изменяется от звезды к звезде.

2) Аномальный компонент, в свою очередь, состоит из непрерывной экстинкции крупными частицами пыли и ослабленного абсорбционного горба на $\lambda_0 = 0.22$ мкм; абсорбция в горбе сильно варьирует от звезды к звезде; в среднем горбы ослаблены в ~ 7 раз.

3) Крупные частицы в аномальном компоненте распределены по размеру экспоненциально, функция распределения $f(u) = \exp(-u)$, $u = a/a_0$.

4) Показатель преломления этих частиц определенно ближе к $m = 1.3$, чем к $m = 1.6$, то есть вещество пылинок по оптическим свойствам более похоже на лед, чем на силикаты.

5) Средний размер крупных пылинок $a_0 = 0.120 \pm 0.002$ мкм при условии, что $m = 1.3$.

6) В создании визуальной аномальной экстинкции $A_k(V) = 1^m$ участвуют $4.99 \cdot 10^8$ крупных пылинок на луче зрения в столбце сечением 1 см^2 ; суммарная масса этих пылинок $2.0 \cdot 10^{-5}$ г, если их плотность как у льда.

7) Абсорбция в горбе, похоже, не связана ни с крупными, ни с мелкими пылевыми частицами; скорее всего, ответственные за горб осцилляторы образуют самостоятельную популяцию.

Ленинградский государственный
университет

THE ANOMALOUS EXTINCTION IN THE ORION NEBULA: AN ANALYSIS IN THE FIRST APPROXIMATION

O. S. SHULOV, E. N. KOPATSKAYA

An analysis of the reddening data ($\lambda^{-1} \leq 8 \mu m^{-1}$), has been found on nine hot stars located in the brightest central region of the Orion nebula. The observed extinction is a mixture varied from star to star of a normal component and an abnormal one. The abnormal component, in its turn, consists of a continuous extinction by large („visual“) dust grains and an absorption in the hump at $\lambda_0 = 0.22 \mu m$. The hump ab-

sorption varies strongly from star to star being, on the average, reduced by the factor of 7 in comparison with the normal interstellar extinction. The sizes of the large grains are shown to be distributed in accordance with the exponential law $f(a) = \exp(-a/a_0)$. The refractive index, m , is estimated as about 1.3 rather than about 1.6. The mean size of the grains is $a_0 = 0.12 \mu m$ provided that $m = 1.3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. Baade, R. Minkowski, Astrophys. J.*, 86, 123, 1937.
2. *K. Nandy, N. C. Wickramasinghe, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 154, 255, 1971.
3. *J. S. Mathis, S. G. Wallenhorst, Astrophys. J.*, 244, 483, 1981.
4. *Н. В. Вошинников, Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Астрономия*, 25, 98, 1986.
5. *R. C. Bohlin, B. D. Savage, Astrophys. J.*, 249, 109, 1981.
6. *R. J. Panek, Astrophys. J.*, 270, 169, 1983.
7. *M. Bregier, R. D. Gehrz, J. A. Hackwell, Astrophys. J.*, 248, 963, 1981.
8. *П. П. Паренато, Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга*, 25, 3, 1954.
9. *S. Sharpless, Astrophys. J.*, 116, 251, 1952; 119, 200, 1954.
10. *H. L. Johnson, Astrophys. J.*, 126, 134, 1957.
11. *C. Jaschek, H. Conde, A. C. de Sierra, Publ. Observ. la Plata*, 28, 153, 1964.
12. *I. Appenzeller, Zeitschrift, Astrophys.*, 64, 269, 1966.
13. *H. M. Johnson, Astrophys. J.*, 142, 964, 1965.
14. *T. A. Lee, Astrophys. J.*, 152, 913, 1968.
15. *M. F. Walker, Astrophys. J.*, 155, 447, 1969.
16. *M. V. Penston, Astrophys. J.*, 183, 505, 1973.
17. *M. V. Penston, J. K. Hunter, A. O'Neill, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 171, 219, 1975.
18. *В. С. Шевченко, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Фан. Ташкент, 1975, стр. 3.*
19. *E. G. Vaerwyck, W. R. Beardsley, Astrophys. J.*, 182, 121, 1973.
20. *H. Levato, H. A. Abt, Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 88, 712, 1976.
21. *W. H. Warren, J. E. Hesser, Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 34, 115, 1977.
22. *Т. Е. Дерзус, Тр. АО ЛГУ*, 38, 62, 1983.
23. *И. Суджус, Бюлл. Вильн. астрон. обсерв.*, 39, 18, 1974.
24. *T. J. Jones, A. R. Hyland, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 359, 1980.
25. *M. J. Seaton, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 187, 73, 1979.
26. *E. L. Fitzpatrick, D. Massa, Astrophys. J.*, 307, 286, 1986.
27. *D. Massa, E. L. Fitzpatrick, Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 60, 305, 1986.
28. *R. G. Smith, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 227, 943, 1987.
29. *P. G. Martin, Astrophys. J.*, 187, 461, 1974.
30. *P. G. Martin, Astrophys. J.*, 201, 373, 1975.
31. *P. G. Martin, J. R. P. Angel, Astrophys. J.*, 207, 126, 1976.
32. *М. Гринберг, Межзвездная пыль, пер. с англ., Мир, М., 1970, стр. 43.*
33. *J. S. Mathis, W. Rumpel, K. H. Nordsteck, Astrophys. J.*, 217, 425, 1977.
34. *J. A. Cardelli, G. C. Clayton, Astron. J.*, 95, 516, 1988.

УДК: 524.37—335.7

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

А. Г. ЕГИКЯН

Поступила 24 декабря 1987

Принята к печати 16 ноября 1988

Метод определения ионизационных температур ядер планетарных туманностей с помощью отношения интенсивностей двух спектральных линий иона С III — запрещенной, контролируемой столкновениями, и псевдорезонансной, контролируемой фотоионизацией, распространен на ионы Si III, Si II, Al II и Mg I, что дает возможность определять температуры ядер в широком диапазоне значений — от 40 000 К до 200 000 К. Расчет интенсивностей псевдорезонансных линий проведен с учетом диэлектронной рекомбинации, которая доминирует над фоторекомбинацией в условиях планетарных туманностей. Выведенные аналитические зависимости отношений интенсивностей линий от температур ядер сравниваются с аналогичными зависимостями, полученными в результате численных расчетов, основанных на фотонизационных моделях туманностей. Метод применен к четырем туманностям: NGC 3918, NGC 6572, NGC 7009 и NGC 7662.

1. *Введение.* Спектральные линии, нижние состояния которых метастабильны, в работе [1] предложено называть псевдорезонансными. Они могут представить определенный интерес для физики планетарных туманностей [2, 4, 19].

В условиях, когда псевдорезонансная линия контролируется фотоионизационными процессами, отношение ее интенсивности к интенсивности запрещенной линии, возникающей при переходах с метастабильного уровня, может зависеть от температуры центральной звезды [2]. В работе [2] эта зависимость для иона C^{++} выведена в аналитической форме и имеет вид

$$\frac{E(1909)}{E(1176)} = 5.76 \cdot 10^{-10} \frac{n_e}{W} \frac{T_e^{-1/2}}{T_s} \exp \left[\frac{552000}{T_s} \left(1 - 0.144 \frac{T_e}{T_s} \right) \right], \quad (1)$$

где n_e , T_e , W и T_s — соответственно электронная концентрация и температура туманности, коэффициент дилуции излучения и температура ядра.

В отличие от хорошо известных методов определения ионизационных температур (метод «О III—О II» [3]), в этом методе («С III») привлекаются линии одного и того же иона, к тому же с гораздо более близкими значениями длин волн.

Настоящая работа посвящена уточнению и расширению области применения метода «С III» при определении температур центральных звезд туманностей. При этом зависимость T_e от упомянутого отношения, полученная в [2] аналитически, сравнивается с подобной зависимостью, полученной, однако, в результате численных расчетов, основанных на фотоионизационных моделях туманностей [4]. Аналогичные аналитические формулы выводятся также для спектральных линий ионов Si III, Si II, Al II и Mg I и сравниваются с результатами соответствующих численных расчетов.

2. Аналитические формулы. Следуя работе [2], рассмотрим трехуровневную модель некоторого иона с метастабильным вторым состоянием ($A_{21} \ll A_{32} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, $A_{31} = 0$). Здесь A_{ik} — вероятность радиационного перехода $i \rightarrow k$, i — номер состояния. Для ионов типа Si III это термы $3s^2 1S$, $3s 3p \ ^3P^0$ и $3p^2 \ ^3P$, для Si II соответственно $3s^2 3p \ ^2P^0$, $3s 3p^2 \ ^4P$ и $3s 3p^4s \ ^4P^0$.

Рассмотрим баланс населенностей уровней 2 и 3, вместе с условием фотоионизационного равновесия:

$$\left. \begin{aligned} n_2(A_{21} + n_e q_{21} + n_e q_{23}) + n_2 R_{2c} &= n_1 n_e q_{12} + n_3(A_{32} + n_e q_{32}) + n_e n^+ a_2, \\ n_3[A_{31} + A_{32} + n_e(q_{32} + q_{31})] + n_3 R_{3c} &= n_1 n_e q_{13} + n_2 n_e q_{23} + n_e n^+ a_3, \\ n_1 + n_2 + n_3 &= n_0, \\ n_1 R_{1c} + n_2 R_{2c} + n_3 R_{3c} &= n_e n^+ a_1. \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь q_{ij} — коэффициенты ударных переходов,

$$q_{ij} = 8.63 \cdot 10^{-6} \cdot T_e^{-1.2} \frac{\Omega_{ij}}{g_i} e^{-\varepsilon_{ij}/kT_e}, \quad (3)$$

R_{ic} — скорость фотоионизации с уровня i :

$$R_{ic} = \int_{\nu_i}^{\infty} W \frac{4\pi B_\nu(T_s)}{h\nu} a_{i0} \left(\frac{\nu_i}{\nu}\right)^2 d\nu = 3.41 \cdot 10^{19} a_{i0} \chi_i^2 W T_s^2 e^{-\frac{11600 \cdot \chi_i}{T_s}}, \quad (4)$$

где Ω_{ij} — сила удара, ε_{ij} — разность энергий между уровнями i и j (эВ), g_i — статистический вес уровня i , a_{i0} — пороговое сечение фото-

ионизации, W — коэффициент дилуции излучения, $B_\nu(T_e)$ — функция Планка, и для простоты в (4) принята частотная зависимость сечения фотоионизации вида ν^{-2} . В (2) α_i — полная скорость рекомбинации (дизэлектронная плюс фоторекомбинация), α_i — скорость рекомбинации на уровень i , т. е. скорость заселения данного состояния, происходящего путем радиационного распада вышележащих автоионизационных и связанных состояний, а также фоторекомбинациями. n^+ — он атома n_0 : в условиях туманностей $n_2 \ll n_1$ и $n_3 \ll n_1$, так что $n_1 \approx n_0$, и четвертое уравнение в (2) связывает две стадии ионизации посредством фотоионизационного баланса 1 уровня. Из-за малости W коэффициенты R_{2c} и R_{3c} малы, $\sim 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, и ими можно пренебречь в сравнении с A_{21} и A_{32} , равными по порядку величины 10^2 и 10^8 с^{-1} соответственно.

Легко убедиться, что в условиях планетарных туманностей решение системы (2) для рассматриваемых ионов можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} n_2 &= \frac{n_e n_1 q_{12} + n_e n^+ (\alpha_2 + \alpha_3)}{A_{21}} \\ n_3 &= \frac{n_e n_1 q_{13} + n_e n^+ \alpha_3}{A_{32}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Тогда отношение интенсивностей интересующих нас спектральных линий, запрещенной ($2 \rightarrow 1$) и псевдорезонансной ($3 \rightarrow 2$) можно представить в виде:

$$\frac{n_2 A_{21} h \nu_{12}}{n_3 A_{32} h \nu_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{32}} \frac{q_{12} + \frac{n^+}{n_1} (\alpha_2 + \alpha_3)}{q_{13} + \frac{n^+}{n_1} \alpha_3} \quad (6)$$

Требую выполнения условия

$$q_{12} \gg \frac{n^+}{n_1} (\alpha_2 + \alpha_3) \gg q_{13}, \quad (7)$$

или

$$n_e q_{12} \gg R_{1c} \frac{\alpha_2 + \alpha_3}{\alpha_1} \gg n_e q_{13}, \quad (8)$$

что равносильно требованию о контролировании линии $2 \rightarrow 1$ ударами, а $3 \rightarrow 2$ — фотоионизацией, получим искомую зависимость между параметрами туманности и ионизационной температурой ядра. Легко показать, что (8) выполняется при $W \leq 10^{-14}$, $n_e \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ и значениях электронной

температуры T_e , соответствующих данному классу возбуждения туманности (табл. 2).

Таким образом, для отношения интенсивностей линий в переходах $2 \rightarrow 1$ ($3s3p^3P^0 - 3s^21S_0$) с длиной волны λ_1 и $3 \rightarrow 2$ ($3p^2^3P - 3s3p^3F^0$) с длиной волны λ_2 ионов Si III — λ 1888, 1300 Å; Al II — λ 2666, 1766 Å и Mg I — λ 4568, 2780 Å, получаем

$$R = \frac{E(\lambda_1)}{E(\lambda_2)} = 2.53 \cdot 10^{-25} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{Q_{12}}{a_{10} g_1 \chi_1^2} \frac{a_1}{a_3} \frac{n_e T_e^{-1/2}}{W T_e} e^{\frac{11600 \cdot \chi_1}{T_e}} \left(1 - \frac{\epsilon_{12} T_e}{\chi_1 T_e}\right), \quad (9)$$

где χ_1 — потенциал ионизации 1 уровня (эВ), $\epsilon_{12} = 12398.5/\lambda_1$ эВ (λ_1 в Å). Формула (9) верна и для пары линий иона Si II λ_1 2334, переход $2 \rightarrow 1$ ($3s3p^2^4P - 3s^23p^2P^0$) и λ_2 1351, переход $3 \rightarrow 2$ ($3s3p4s^4P^0 - 3s3p^2^4P$).

Поскольку для данного класса возбуждения туманности будет наблюдаться свой набор линий, можно получить границы применимости (9) для того или иного иона, требуя, например, чтобы имело место

$$E(\lambda_1) > 10^{-3} E_p, \quad (10)$$

где $E_p = 1.13 \cdot 10^{-21} \cdot n_e^2 / T_e$ эрг см⁻³ с⁻¹ [13] — интенсивность в линии H β , т. к. в противном случае линию λ_1 вообще нельзя будет зарегистрировать в спектре туманности. Используя найденные посредством численных расчетов (см. раздел 3) значения концентраций ионов (с учетом всех стадий ионизаций), можно показать, что (10) выполняется при следующих значениях T_e и при концентрации атомов водорода $n_H \sim 10^4$ см⁻³ и нормальном химическом составе: C III и Si III — $T_e \geq 60\,000$ K, Si II — $50\,000$ K $\leq T_e \leq 100\,000$ K, Al II — $50\,000$ K $\leq T_e \leq 80\,000$ K, Mg I — $40\,000$ K $\leq T_e \leq 80\,000$ K.

Рассмотрим более подробно множитель a_1/a_3 в (9). В работе [6] была установлена необходимость учета процесса диэлектронной рекомбинации при расчетах интенсивностей линий C III, контролируемых фотоионизацией, в условиях планетарных туманностей. Очевидно, что у рассматриваемых ионов диэлектронная рекомбинация будет играть такую же важную роль, поэтому попытаемся ее учесть при расчете величины a_3 . В [6] при расчете скорости диэлектронной рекомбинации учитывались стабилизирующие радиационные распады автоионизационных уровней, происходящие с участием захваченного электрона: в этом случае диэлектронная рекомбинация будет доминировать над фоторекомбинацией. Кстати, возможность осуществления подобных переходов внешних электронов при диэлектронной рекомбинации подтверждается лабораторными данными, в частности для Mg I, в спектре которого наблюдаются соответствующие линии [12]. Мы будем учитывать радиационные распады автоионизацион-

ных состояний $3p4f$ и $3p5f$ для Si III, $3p3d$ для Mg I и $3s3p4p$ для Si II, происходящие с участием внешнего электрона. В (9) α_3 есть не что иное, как эффективный коэффициент рекомбинации состояния 3:

$$\alpha_3 = \sum_{i=3}^{\infty} \alpha_i C_{i3}, \quad (11)$$

где α_i — коэффициент рекомбинации на уровень i , C_{i3} — элементы каскадной матрицы Ситона [9]. В (11) мы исходим из особенностей энергетического спектра ионов Si III, Si II, Al II и Mg I, пренебрегая в частности, двухэлектронными переходами, при этом в сумме (11) остается всего несколько членов. При вычислении α_i используем скорости диэлектронной рекомбинации этих ионов [6—8]. Тогда α_i есть доля радиационных распадов, приводящих к заселению состояния 3 (соответствующее $C_{i3} \lesssim 1$); среди всех возможных, с участием внешнего электрона. Вероятности как этих переходов, так и входящих в C_{i3} вычислялись в кулоновском приближении [14], либо принимались водородоподобными. Численные оценки показывают, что фоторекомбинацией при этом можно пренебречь.

В случае Al II α_i была вычислена как сумма $\sum_{n < 1} \alpha_n + \sum_{n > 1} \alpha_n$, в которой первое слагаемое есть сумма фоторекомбинаций на все уровни ниже терма $3p^2\ ^1S$ (они вычислены по формулам [15]), а соответствующие пороговые сечения фотоионизации — по [16]), и выше — в этом случае ионы считаются водородоподобными, а суммирование осуществляется согласно [9]. Скорость полной диэлектронной рекомбинации для Al II взята из работы [7] — она примерно в 2—3 раза больше скорости фоторекомбинации. Однако применить изложенный выше способ расчета α_3 для Al II с учетом диэлектронной рекомбинации не удалось, т. к. автоионизационные состояния Al II в лабораторном спектре не наблюдаются [11]. Поэтому при расчете α_3 пришлось ограничиться учетом только фоторекомбинации. Результаты вычислений α_i и α_3 приведены в табл. 1. Они свидетельствуют о том, что значения α_3 для Al II, по-видимому, занижены. Для практического использования (9) необходимо знание атомных параметров — все они собраны в табл. 1 из источников [4—12, 14—16, 21—24]. Отметим, что множитель α_i/α_3 для рассматриваемых ионов (кроме Al II) изменяется в указанных пределах T_e примерно в 3—7 раз. Для Al II это отношение в тех же пределах T_e превышает 50, что связано, как уже отмечалось, с неточными значениями α_3 . Поэтому для Al II примем $\alpha_i/\alpha_3 = 1$. Можно показать, что совершаемая при этом погрешность равна погрешности предположения, что уровень 3 Al II заселяется «косвенно»: $n_3 = n_0 - n_1 - n_2$, посредством общего рекомбинационного процесса $n_0 R_{1c} = n_e \cdot n_3 + \alpha_i$.

Подчеркнем, что как и в [2], при выводе (9) предполагалась одно-

Таблица 1

АТОМНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ОТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ МЕТОДОМ С III

	λ_1 А	λ_2 А	Q_{12}	g_1	γ_1 эВ	a_{10} см ²	$a_3(T_e)$ см ³ с ⁻¹				$a_1(T_e)$ см ³ с ⁻¹			
							T_e, K				T_e, K			
							8000	10000	15000	20000	80000	10000	15000	20000
С III	1908	1176	1.01	1	47.9	1.4-18	3.76-12	3.02-12	2.03-12	1.54-12	1.89-11	1.62-11	1.14-11	8.50-12
Mg I	4568	2780	1.27	1	7.65	9.38-18	5.11-13	1.22-12	3.43-12	5.11-12	1.31-12	3.14-12	8.79-12	1.31-11
Al II*	2666	1766	8.47	1	18.8	3.81-18	9.47-14	8.47-14	6.92-14	5.99-14	4.89-12	4.94-12	4.93-12	4.84-12
Si II	2334	1351	13.7	6	16.3	2.19-18	2.68-13	3.00-13	1.29-12	3.87-12	1.24-12	1.39-12	5.99-12	1.79-11
Si III	1888	1300	5.43	1	33.5	2.14-18	6.65-12	3.31-11	3.21-10	1.05-09	1.68-11	8.35-11	8.11-10	2.66-09

*) a_3 — без учета диэлектронной рекомбинации

родность туманности по плотности и температуре, а спектр излучения возбуждающей звезды считался чернотельным.

Рассчитанные с помощью (9) кривые зависимости отношений интенсивностей линий от температуры ядра приведены на рис. 1—5, при $W = 10^{-14}$, $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Чтобы определить с помощью этих зависимостей

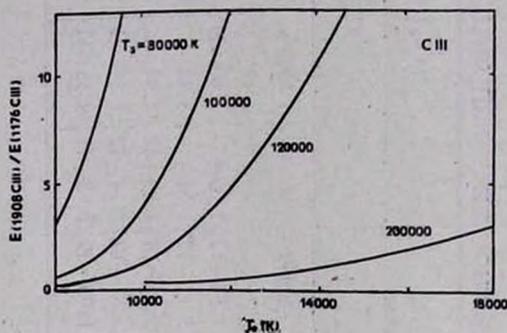


Рис. 1. Зависимость величины R (C III) от температуры ядра и туманности при $W = 10^{-14}$ и $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$.

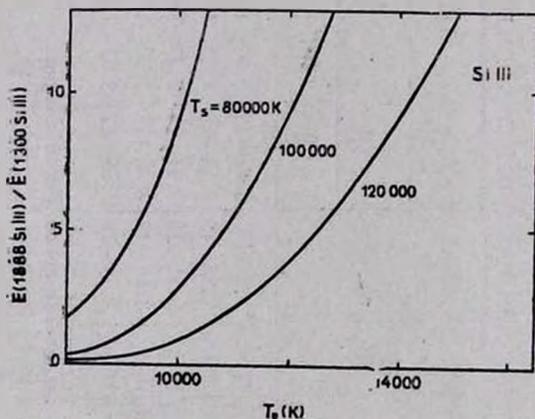


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для Si III.

значения T_c для конкретных туманностей, кроме наблюдаемого отношения интенсивностей линий (исправленных за межзвездное поглощение), необходимо иметь значения остальных трех параметров — T_e , n_e и W . Первые два можно определить стандартными методами [9], лучше всего посредством анализируемых линий данного иона. Коэффициент дилуции можно определить, например, следующими способами.

Если туманность имеет оптическую толщину порядка единицы в частотах псевдорезонансной линии, то в спектре ядра будет видна линия по-

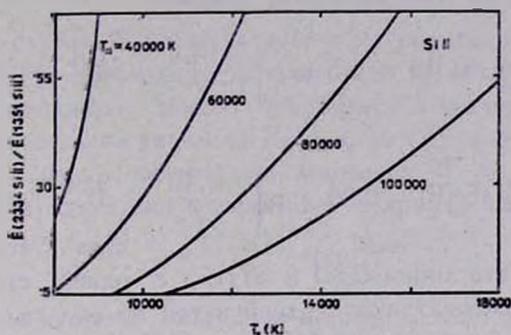


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 для Si II.

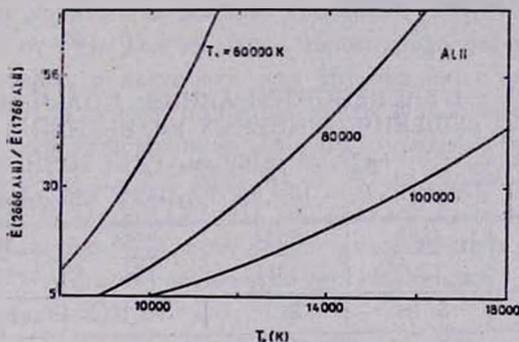


Рис. 4. То же, что и на рис. 1 для Al II.

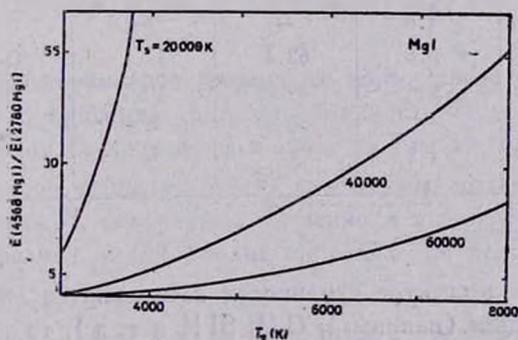


Рис. 5. То же, что и на рис. 1 для Mg I.

глощения [4], посредством которой можно определить линейный размер туманности [19]. Имея угловые размеры туманности в частотах соответствующей запрещенной линии, нетрудно определить W .

Если в данной туманности наблюдаются сразу две пары линий, например, C III и Si III, или Si II и Al II, то отношение формул (9) дает выражение, вообще не зависящее от W , а именно

$$R(\text{C III})/R(\text{Si III}) = 0.5 \cdot \exp \left[\left(\frac{14.4}{T_e} + \frac{0.1}{T_e} \right) \cdot 11600 \right], \quad (12)$$

и

$$R(\text{Al II})/R(\text{Si II}) = 0.06 \cdot \exp \left[\left(\frac{2.48}{T_e} + \frac{0.66}{T_e} \right) \cdot 11600 \right], \quad (13)$$

в предположении, что линии C III и Si III, с одной стороны, и Si II и Al II, с другой, возбуждаются в одной и той же области туманности. Результаты расчетов по формулам (12) и (13) практически совпадают с численными (табл. 2) в диапазонах температур ядер 100 000—200 000 и 40 000—80 000 К соответственно.

Таблица 2

ОТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПУТЕМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ ТУМАННОСТИ: $n_H = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $H = 10^{17} \text{ см}$, РАССТОЯНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ГРАНИЦЫ ОТ ЗВЕЗДЫ $R_0 = 10^{18} \text{ см}$, РАДИУС ЗВЕЗДЫ $R_* = 10^{10} \text{ см}$

T_e	$\frac{1908}{1176}$	$\frac{1888}{1300}$	$\frac{2334}{1351}$	$\frac{2666}{1766}$	$\frac{4568}{2780}$	\bar{T}_e
К	C III	Si III	Si II	Al II	Mg I	К
200000	4.1	4.1	—	—	—	20000
150000	4.5	4.3	—	—	—	16000
100000	9.0	4.8	—	—	—	13600
80000	3.8	5.8	62.1	11.1	11.9	10500
60000	5.9	6.4	34.7	10.1	11.8	9000
40000	—	—	16.6	8.9	11.3	5200
100000*	10.8	4.3	—	—	—	10100

* $n_H = 10^5 \text{ см}^{-3}$

Наконец, если в спектре туманности наблюдаются линии иона соседней стадии ионизации (например, C II, Si II и т. д.), то из условия фотоионизационного равновесия ионов II и III стадий ионизации W можно выразить через отношение концентраций соответствующих ионов, которое можно найти из наблюдаемого отношения запрещенных линий. Например, для линий ионов углерода имеем:

$$W = 9.1 \cdot 10^{-17} \frac{n_e}{T_s} \frac{n(\text{C III})}{n(\text{C II})} \exp\left(\frac{283040}{T_s}\right). \quad (14)$$

Правда, в этом случае W соответствует зоне ионизационного равновесия С II—С III, а в (9) необходимо использовать W зоны С III—С IV. Полагая, что они совпадают, можно ошибиться в значении W в несколько раз, что мало скажется на значении T_s , т. к. из (9) следует, что изменению T_s , например, в 2 раза, соответствует изменение W на 2 порядка. К тому же стратификации излучения туманностей в линиях ионов углерода и не должно наблюдаться, ведь $\tau_{\text{cont}}(\text{C}^{+4})|_{k=1-4} \lesssim 0.1$.

3. Численные расчеты. Благодаря не очень сильной связи между тремя дискретными состояниями 1, 2 и 3 в рассмотренной выше модели иона численное решение соответствующей задачи при дальнейшем увеличении числа дискретных уровней не должно привести, следует полагать, к сильным отклонениям от (9). Тем не менее, такого рода расчеты представляют определенный интерес, в частности для установления границ применимости этой формулы. За основу при этом взяты фотоионизационные модели туманностей [4], модернизированные за счет привлечения, помимо атомов Н, N, O, Si, еще и He, C, Ne, Mg, Al, S, Ar и Fe. Баланс населенностей ионов Si III, Si II, Al II, Mg I и C III составлялся на основе ударно-рекомбинационного механизма, при этом число учитываемых термов (уровней) равнялось 14, 13, 14, 12 и 8 соответственно. Источники атомных данных указаны выше (раздел 2).

На основе моделей вычислялись величины

$$R = \int n_j A_{j1} h\nu_{j1} dV / \int n_i A_{ij} h\nu_{ij} dV, \quad i > j \quad (15)$$

для одного набора параметров туманности нормального химического состава: $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$, линейная толщина туманности $H = 10^{17} \text{ см}$. Значения R в зависимости от T_s приведены в табл. 2. Там же приведены значения средней электронной температуры \bar{T}_e для данной модели туманности. Из сравнения значений R , полученных численно и аналитически, следует, что расхождения невелики, и (9) вполне пригодна для использования в условиях туманностей.

4. Применение к реальным туманностям.

NGC 3918. $R(\text{C III}) = 20.4$, $\bar{n}_e = 5000 \text{ см}^{-3}$, $\bar{T}_e = 13000 \text{ K}$, $W = 1.11 \cdot 10^{-15}$ [26]. С помощью этих данных получаем из (9): $T_s = 127000 \text{ K}$. По не-ЛТР моделям эффективная температура ядра равна 140000 K [26].

NGC 6572. R (C III) = 15.9 [25], T_e (C III) = 10 700 К [17], $n_e = 7000 \text{ см}^{-3}$ [20], тогда для ионизиционной температуры ядра получаем при $W = 10^{-14}$ и 10^{-15} соответственно значения $T_s = 82\,000$ и $116\,000$ К. В [20] для этой звезды определена «цветовая температура» из наблюдаемой ионизации гелия и кислорода, равная $75\,000$ К.

NGC 7009. R (C III) = 2.9, $\bar{n}_e = 8000 \text{ см}^{-3}$, $\bar{T}_e = 11\,100$ К [18]. W в данном случае можно оценить с помощью соотношения (14). Так как n (C III)/ n (C II) для этой туманности равно 82.1 [18], тогда из (9) и (14) получим $T_s = 132\,000$ К. Это значение температуры ядра характеризует ее излучение за границей ионизации C III ($\lambda < 260 \text{ \AA}$), а полученная с помощью *IUE* кривая распределения энергии в спектре ядра в области $\lambda < 2040 \text{ \AA}$ указывает как раз на значение температуры $T_s \sim 130\,000$ К [18].

NGC 7662. R (C III) = 7.5 [27], T_e (C III) = 13 600 К [17], $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ [27], $W = 1.1 \cdot 10^{-14}$ ($R_s = 3.2 \cdot 10^{10} \text{ см}$ [28], $H = 0.05 \text{ пк}$ [29]), и формула (9) дает $T_s = 118\,000$ К. Отметим, что занстровская температура этой звезды T_z (He II) = 113 000 К.

В заключение отметим, что поскольку значения параметров n_e и T_e планетарных туманностей определяются достаточно уверенно посредством наблюдаемых эмиссионных линий соответствующих ионов, а распределение энергии в коротковолновых спектрах ядер дает наиболее реалистичские значения температур, формулу (9) в этом случае можно использовать также и для независимого определения коэффициента дилуции.

Автор благодарен Г. А. Гурзядяну за постановку задачи и конструктивное обсуждение полученных результатов.

Ереванский политехнический
институт

DETERMINATION OF TEMPERATURES OF THE CENTRAL STARS OF PLANETARY NEBULAE

A. G. EGİKIAN

The method of the determination of ionization temperatures of the central stars of planetary nebulae by the relation of intensities of two spectral lines of C III controlled by electron impact and photoionization is extended to ions Si III, Si II, Al II and Mg I. The intensities of pseudoresonance lines are derived allowing dielectronic recombination. The results obtained were compared with those numerical calculations by the ionization model of nebula. The method is applied to NGC 3918, 6572, 7009 and 7662.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 189, 1981.
2. Г. А. Гурзаян, Докл. АН СССР, 292, 304, 1986.
3. Г. А. Гурзаян, Сообщ. Бюракан. обсерв., вып. 16, 3, 1955.
4. А. Г. Еликян, *Астрофизика*, 25, 263, 1987.
5. А. Г. Еликян, *Астрофизика*, 1988 (в печати).
6. P. J. Storey, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 195, 27P, 1981.
7. H. N. Nussbamer, P. J. Storey, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 64, 545, 1986.
8. J. M. Shull, M. Van Steenberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 95, 1982.
9. D. E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, Freeman and Comp., San-Francisco, 1974.
10. G. A. Victor, R. F. Stewart, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 237, 1976.
11. W. C. Martin, R. Zalabas, *J. Phys. and Chem. Ref. Data*, 8, 817, 1979.
12. А. Р. Стриганов, Г. А. Одинцова, Таблицы спектральных линий атомов и ионов, Наука, М., 1982.
13. Г. А. Гурзаян, *Звездные хромосферы*, Наука, М., 1984.
14. И. И. Сوبельман, Введение в теорию атомных спектров, Наука, М., 1977.
15. А. Ф. Холтыгин, Т. Х. Феклистова, *Вестн. ЛГУ*, № 19, 84, 1983.
16. R. J. Gould, *Astrophys. J.*, 219, 250, 1978.
17. J. B. Kaler, *Astrophys. J.*, 308, 322, 1986.
18. M. Perinotto, P. Benvenuti, *Astron. and Astrophys.*, 101, 88, 1981.
19. Г. А. Гурзаян, А. Г. Еликян, Докл. АН СССР, 300, 316, 1988.
20. В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Язык, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 59, 167, 1979.
21. Л. А. Вайнштейн, И. И. Сובельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, Наука, М., 1979.
22. А. Ф. Холтыгин, Канд. диссертация, Ленинград, 1981.
23. C. E. Moore, *Atomic Energy Levels and Multiplet Tables. Si II — Si IV*, NSRDS-NBS 3, Sect. 1, W., 1965.
24. W. C. Martin, R. Zalabas, *J. Phys. and Chem. Ref. Data*, 9, 1, 1980.
25. S. Torres-Pelmbert, M. Pena, *Rev. mex. astron. y astrofis.*, 6, 301, 1981.
26. R. E. S. Clegg, J. P. Harrington, M. J. Barlow, J. R. Walsh, *Astrophys. J.*, 314, 551, 1987.
27. J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 517, 1982.
28. R. C. Kirkpatrick, *Astrophys. J.*, 176, 381, 1972.
29. R. C. Bohlin, J. P. Harrington, T. P. Stecher, *Astrophys. J.*, 219, 575, 1978.

УДК: 524.37—54

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ: ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЕЛИ

И. В. ИГУМЕНЦЕВ, А. В. ТУТУКОВ, Б. М. ШУСТОВ

Поступила 29 февраля 1988

Принята к печати 13 мая 1988

Методами двумерной численной газодинамики исследована эволюция оболочек планетарных туманностей (ПТ). Основные параметры модели — асимметрия и скорость истечения вещества на фазе интенсивной потери массы (сверхветра). Темп потери массы $6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ / год, продолжительность фазы сверхветра $\sim 10^3$ лет. Показано, что для объяснения некоторых двухоболочечных ПТ достаточен однократный выброс вещества при учете эффектов проекции. Асимметрия скорости в большей степени, чем асимметрия плотности теряемого вещества определяет вид ПТ. Критическим параметром является скорость истечения; если она ниже 10 км/с, асимметрия исходной потери массы может «забываться». В ходе динамической эволюции слой нейтрального газа может разбиваться на сгустки.

1. *Введение.* Эволюция подавляющего большинства звезд с начальными массами $1-10 M_{\odot}$ после стадии красного гиганта заканчивается сбросом оболочки и образованием горячего ($T \gtrsim 3 \cdot 10^4$ К) углеродно-кислородного карлика — ядра планетарной туманности (ЯПТ) [1, 2]. В настоящее время известно более 1400 планетарных туманностей (ПТ), а их общее число в Галактике, по-видимому, составляет несколько десятков тысяч [3]. Подавляющее большинство ПТ имеет угловые размеры менее $10''$. Средний линейный радиус ПТ составляет $\sim 10^{17}$ см, электронная концентрация в ионизованной области $n_e = 3.5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$, электронная температура газа $T_e = 12000$ К, $\lg T_{\text{янт}} = 4.75$, $\lg L_{\text{янт}} = 3.9$. Эти оценки получены для 70 туманностей [4]. Практически все параметры существенно меняются в процессе эволюции ПТ и ЯПТ.

Численные модели, построенные в приближении сферической симметрии [5—9], послужили основой при построении первых эволюционных сценариев для ПТ. В этой работе, оставаясь в основном в рамках модели Огорокова и др. [9], мы ввели двумерность — необходимое условие для рассмотрения морфологической эволюции. Наиболее часто на основе морфологических данных предполагают эллиптический, цилиндрический, тороидальный и другие виды распределений плотности в ПТ [10].

Предложено несколько вариантов морфологической классификации ПТ. Хромов и Когоутек [11] рассматривают многообразие форм ПТ в основном как результат проекции торообразной структуры. Филипс и Рей [12] выделили следующие типы форм ПТ: биполярные (пример NGC 7027 в радиодиапазоне, в оптике один из ярких «полюсов» не виден, по-видимому, из-за сильного локального поглощения), кольцевые (NGC 7293), «песочные часы» (NGC 2474—5), дискообразные (NGC 3041). Балик [10] принял практически такую же эмпирическую морфологическую последовательность (круглые — R , эллиптические — E , «бабочки» — B), но ввел также и эволюционный индекс в каждой последовательности (ранний — e , средний — m , поздний — l). Из 51 изученной им ПТ для 80% можно указать четкий тип согласно этой классификации и лишь около 20% имеют аморфную или неправильную структуру.

Какова причина осевой симметрии выброса вещества красным (сверх-)гигантом — предшественником ПТ? Луис [13] обсуждает сброс оболочки вращающимся гигантом. Киркпатрик [14], рассматривая эволюцию оболочки под воздействием постоянного ускоряющего фактора, делает заключение о том, что первоначально сжатая оболочка становится вытянутой. Филипс и Рей [12] построили аналитическую модель, учитывающую дифференциальное вращение и давление излучения, и получили ПТ разнообразной формы. Нам кажется, что возможная роль вращения одиночных звезд в этих моделях несколько преувеличена, ибо в силу законов сохранения роль вращения в оболочке одиночного сверхгиганта должна падать по мере расширения оболочки.

Одним из основных «формообразующих» параметров ПТ является, вероятно, исходное, т. е. на некотором уровне отрыва, распределение скорости и плотности вещества по углу θ . Наблюдения инфракрасных сверхгигантов в мазерных линиях молекулы ОН показали [15], что компактные оболочки размерами $\sim 10^{16}$ см вокруг этих звезд обнаруживают явные отклонения от сферической симметрии. Вариации темпа потери массы в зависимости от направления выброса достигают нескольких раз. Эти объекты являются, по-видимому, предшественниками ПТ и отражают симметрию исходного ветра.

Начальные модели и метод расчета двумерной газодинамической эволюции ПТ описаны в разделе 2, результаты обсуждаются в разделе 3, выводы приведены в разделе 4.

2. Метод расчета и начальные модели. Для исследования динамики ПТ использован метод расчета, в основном совпадающий с методом, описанным Ружичкой и др. [16]. Численно интегрируется система уравнений гравитационной газодинамики в случае двух пространственных измерений в сферической системе координат (r, θ, φ) . В расчетах предполагается

симметрия относительно полярной оси ($\theta = 0^\circ$) и относительно плоскости экватора ($\theta = 90^\circ$), так что расчетная область представляет собой квадрант меридионального сечения оболочки. Расчетная сетка по r -координате содержит 120 точек. В разложениях функций по сферическим гармоникам учитываются первые 20 членов ряда.

На начальной стадии эволюции ПТ моделируется интенсивное истечение вещества («сверхветер») из звезды — предшественника ПТ. Сверхветер определяется заданием на внутренней границе счетной области ($r = 10^{15}$ см) скорости и плотности вещества с угловым распределением

$$v_r(\theta) = v_0 \cdot (1 + \alpha \cdot P_2(\cos \theta)), \quad (1)$$

$$\rho(\theta) = \rho_0 \cdot (1 + \beta \cdot P_2(\cos \theta)), \quad (2)$$

где α — параметр, задает степень несимметричности скорости истечения вещества ($-1 < \alpha < 2$); β — параметр, аналогичный α ; $P_2(\cos \theta) = (3 \cdot \cos^2 \theta - 1)/2$ — полином Лежандра.

Эволюция модели начинается с момента «включения» сверхветра. Предполагалось, что к этому моменту вещество «старого ветра», т. е. продукт потери массы красным сверхгигантом на предыдущих фазах, распределено сферически симметрично по закону $\rho(r) \sim r^{-2}$ и имеет параболическую скорость в каждой точке. На фазе сверхветра длительностью 830 лет темп потери \dot{M} составлял $6 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{год}$. После окончания фазы сверхветра \dot{M} уменьшился примерно на 3 порядка при сохранении того же среднего значения радиальной скорости на внутренней границе счетной области.

Массы ЯПТ — $0.6 M_\odot$, вещества сверхветра — $0.05 M_\odot$ и старого ветра — $0.022 M_\odot$. Эти числа соответствуют средним значениям масс ЯПТ, масс самих ПТ и массы вещества, потерянного красным сверхгигантом в пределах границ счетной области ($3 \cdot 10^{17}$ см). Эволюция основных параметров ЯПТ: светимости L и температуры T задавалась согласно результатам расчетов Вуда и Фолкнера [17].

При достаточном повышении температуры ЯПТ в динамике сброшенной оболочки начинает играть важную роль образующаяся зона Н II. При расчетах зоны Н II используется уравнение стационарного ионизационного баланса водорода (см. [18]):

$$(1 - s) \cdot \sigma_H \cdot \Phi = s^2 \cdot (\alpha_H - \alpha_1) \cdot \rho / m_H \quad (3)$$

и уравнение переноса для нерассеянного ионизирующего излучения центральной звезды:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \Phi) = - ((1 - s) \cdot \sigma_H / m_H + \kappa) \cdot \rho \cdot \Phi. \quad (4)$$

Здесь Φ — поток ионизирующих квантов, σ_H — среднее сечение поглощения для водорода, α_H — коэффициент фоторекомбинации для водорода, α_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень водорода, κ — непрозрачность, обусловленная пылью (полагалась равной $100 \text{ см}^2/\text{г}$), s — степень ионизации водорода, m_H — масса атома водорода. Уравнения (3), (4) решаются для каждого направления отдельно. Газовое давление аппроксимируется формулой:

$$P = \frac{R}{\mu} (2 \cdot T_{HII} \cdot s + T_{HI} \cdot (1 - s)) \cdot \rho, \quad (5)$$

где T_{HI} и T_{HII} — равновесные температуры в областях HI и HII; соответственно, в расчетах полагается $T_{HI} = 100 \text{ К}$ и $T_{HII} = 10\,000 \text{ К}$, R — газовая постоянная, μ — молекулярный вес газа. Поток ионизирующих квантов от ЯПТ определяется по таблицам, рассчитанным Аведисовой [15].

Все рассчитанные нами эволюционные серии моделей отличаются только выбором параметров, определяющих истечение вещества на фазе сверхветра. Эти параметры: отношение ρ_0/ρ_{90} плотностей газа при $\theta = 0^\circ$ к плотности при $\theta = 90^\circ$, отношение v_0/v_{90} скоростей газа при тех же значениях полярного угла и среднее значение скорости истечения v_{cp} на внутренней границе приведены в табл. 1.

Таблица 1
НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Номер (серии) моделей	ρ_0/ρ_{90}	v_0/v_{90}	v_{cp} (км/с)
1	1	1	25
2	1/3	1	25
3	1/3	1	10
4	1/9	1	25
5	3	1	25
6	1	1/2	25
7	1	2	25

Для контроля возмущений, вносимых численной схемой, модель 1 была задана сферически симметричной. Расчеты показали, что в целом численная схема сохраняет симметрию.

3. Обсуждение результатов расчетов. Основные этапы эволюции ПТ можно проследить на примере модели 6 (см. табл. 1). На рис. 1 показаны

распределения плотности для этой модели в квадранте меридионального сечения. После сброса основной массы оболочки на фазе сверхветра и достаточного разогрева ЯПТ вокруг него возникает компактная зона Н II. Распространяющаяся перед ионизационным фронтом (*D*-типа) ударная волна создает зону сжатого нейтрального газа (рис. 1а). Сплюснутость оболочки по оси *z* является прямым следствием начальных условий. Ионизация внутреннего края газовой оболочки вызывает интенсивный отток ионизованного газа к звезде. Последующая эволюция приводит к ионизации оболочки преимущественно в тех направлениях, где толщина оболочки для ионизирующего излучения ЯПТ относительно мала. В модели б это происходит в направлениях, близких к оси *z*. На рис. 1б показана фаза «прорыва» ионизационного фронта. Уплотненность оболочки несколько уменьшается, т. к. ионизованный газ начинает расширяться в направлениях, близких к оси *z*, со скоростью, которая превышает скорость расширения неионизованной части оболочки. Дальнейшее расширение газа и увеличение числа ионизирующих квантов вследствие нагрева ЯПТ приводят к полной ионизации оболочки (см. рис. 1с). Последующее расширение ионизованной оболочки приводит к сглаживанию неоднородностей и к ее сферизации (см. рис. 1д).

На рис. 2 приведены распределения меры эмиссии ME в проекции на картинную плоскость, задаваемой углом θ наклона оси симметрии туманности к лучу зрения. На рис. 2а и 2б показаны распределения ME в двух проекциях $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, которые соответствуют распределению плотности ПТ, приведенному на рис. 1а. Хорошо видна двухоболочечная структура, хотя ПТ образована при однократном выбросе вещества из звезды. Следовательно, появление двойных оболочек может являться следствием эффектов проекции на картинную плоскость. Структура модели на фазе полной ионизации (ср. рис. 1с) представлена на рис. 2с при $\theta = 45^\circ$. В этом случае получаем часто встречающуюся эллипсоидальную кольцевую структуру. На рис. 2д показан вид туманности с ребра ($\theta = 90^\circ$), соответствующий распределению плотности вещества, изображенному на рис. 1д. Неоднородности в распределении меры эмиссии размываются и туманность в этой проекции становится биполярной, хотя при $\theta = 0^\circ$ она обнаруживает кольцевую структуру.

В целом эволюцию ПТ можно разделить условно на три этапа. Первый этап — это распространение зоны Н II внутри вещества сверхветра. На этой фазе могут наблюдаться двухоболочечные структуры из-за эффектов проекции. На втором этапе (ионизационный фронт достигает границы оболочки в отдельных направлениях) характерно образование неионизованных сгустков газа. В наблюдениях эта фаза эволюции будет характеризоваться наличием локальных ярких структур или фрагментов в оболочке ПТ. Третий этап эволюции — это полная ионизация оболочки.

Все неоднородности, возникающие в ходе предыдущей эволюции, сглаживаются и ПТ постепенно сферизуется. Здесь возможно наблюдение слабо-контрастных кольцевых или биполярных структур и протяженных оболочек ПТ. Вид ПТ на всех трех этапах эволюции будет существенно зависеть от условий, при которых происходит сброс оболочки. Результаты расчетов остальных моделей подтверждают это заключение.

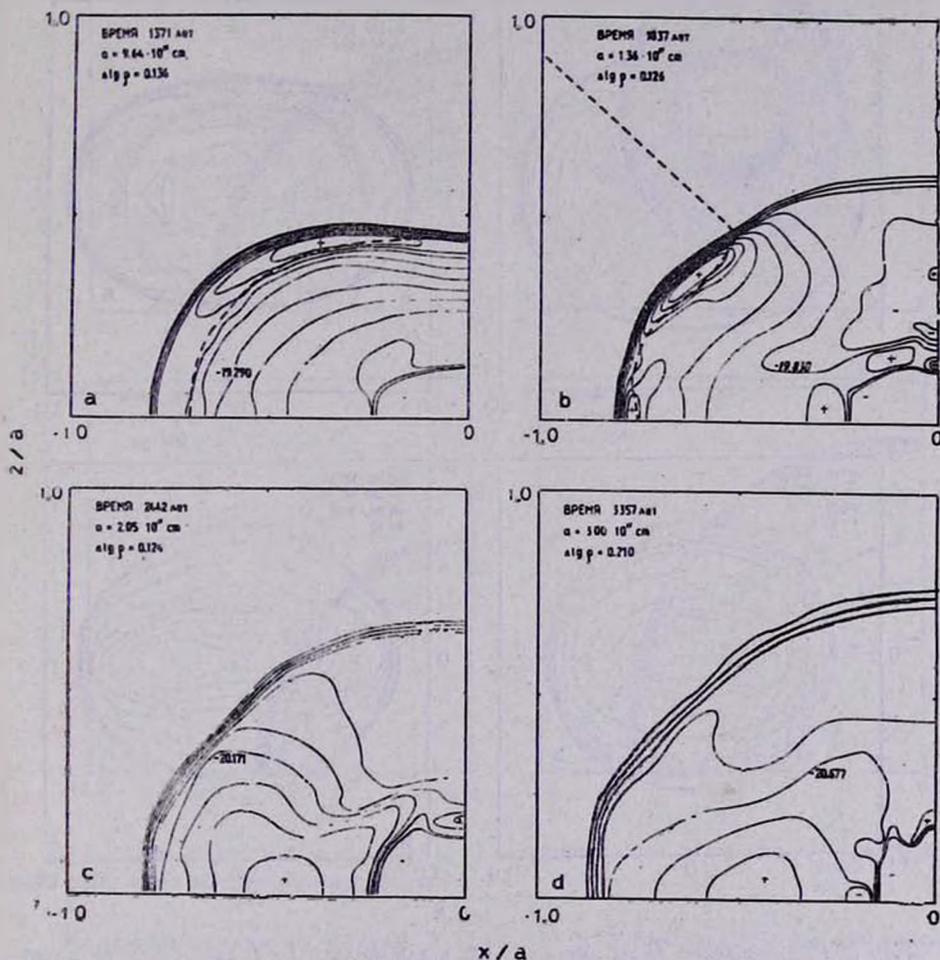


Рис. 1. Эволюция структуры планетарной туманности (модель 6). Изображены линии равной плотности с постоянным шагом $\Delta \lg \rho$; для одной из линий указано значение $\lg \rho$ (г/см³). Локальные максимумы и минимумы отмечены знаками + и - соответственно. Масштаб a задан для каждого момента времени. Граница зоны ионизованного водорода показана штриховой линией. Можно выделить три фазы эволюции: а) компактной зоны Н II, б) «прорыва» ионизационного фронта, с и д) полной ионизации.

Структура модели 2 в последовательные моменты времени показана на рис. 3а, 3с и 3d. На первом этапе эволюции (рис. 3а) внешняя граница оболочки почти сферична, а зона Н II внутри оболочки вытянута вдоль оси z . Поэтому вначале оболочка ионизуется именно в этом направлении (см. рис. 3с). В течение этой фазы внешняя граница оболочки приобре-

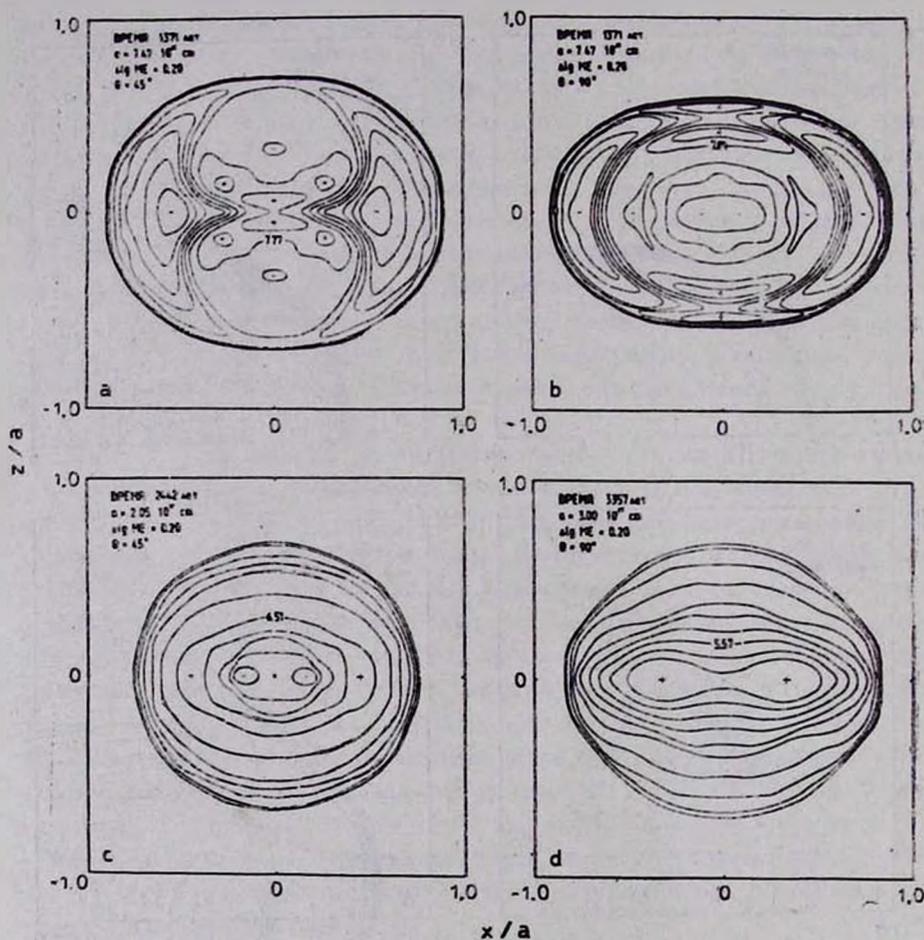


Рис. 2. Распределение меры эмиссии (МЕ) для модели 6. Указаны момент времени, масштаб a , шаг $\Delta \lg \text{МЕ}$ и угол θ наклона оси симметрии. Для одного из контуров указан $\lg \text{МЕ}$ (лж/см 3).

тает слегка вытянутую вдоль оси z форму. На фазе полной ионизации (рис. 3d) внутри туманности наблюдается слабое кольцевое уплотнение, которое расплывается со временем. Такие кольца — типичный структурный элемент многих ПТ. На рис. 3b показано распределение МЕ, соответ-

ствующее распределению плотности на рис. 3а. Следует отметить, что развитие модели 4 протекает подобным же образом, отличие от модели 2 лишь в контрастах плотности.

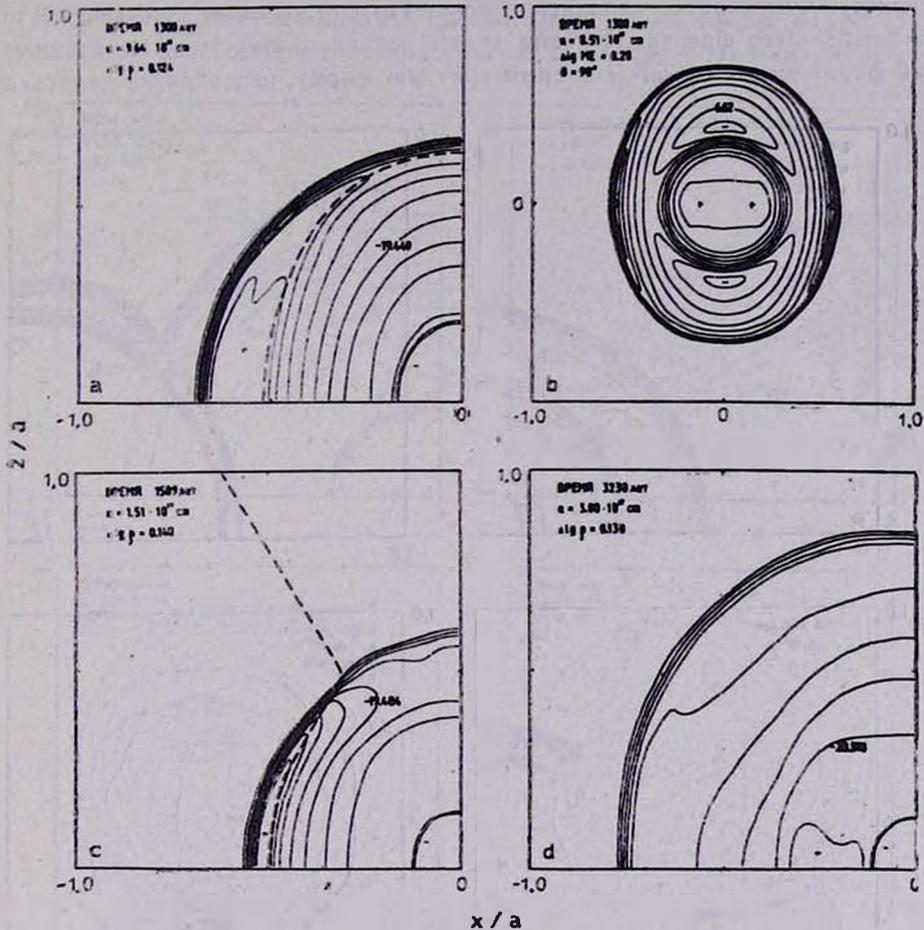


Рис. 3. Эволюция модели 2: а), с), д) — распределение плотности; б) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

Характер эволюции модели 3 (рис. 4) в корне отличается от модели 2, хотя в начальных условиях различаются только скорости сброса оболочки (см. табл. 1). В модели 2 скорость сброса превышает тепловую скорость ионизованного газа, в то время как в модели 3 скорость сброса меньше тепловой скорости. На рис. 4а асимметрия в распределении плотности в оболочке соответствует асимметрии в начальных условиях. Однако в более поздний момент (рис. 4б) ситуация изменяется, теперь основная масса неионизованного вещества оболочки концентрируется бли-

же к оси z , а распределение плотности внутри зоны Н II довольно однородно. Таким образом, ионизационный фронт в данной модели распространяется во все стороны с практически одинаковой скоростью. Это объясняется тем, что низкая скорость расширения оболочки обеспечивает возможность однородного заполнения зоны Н II веществом, оттекающим от ионизационного фронта. Поэтому линии равной плотности и ионизационный фронт имеют сферически симметричную форму, несмотря на заметную

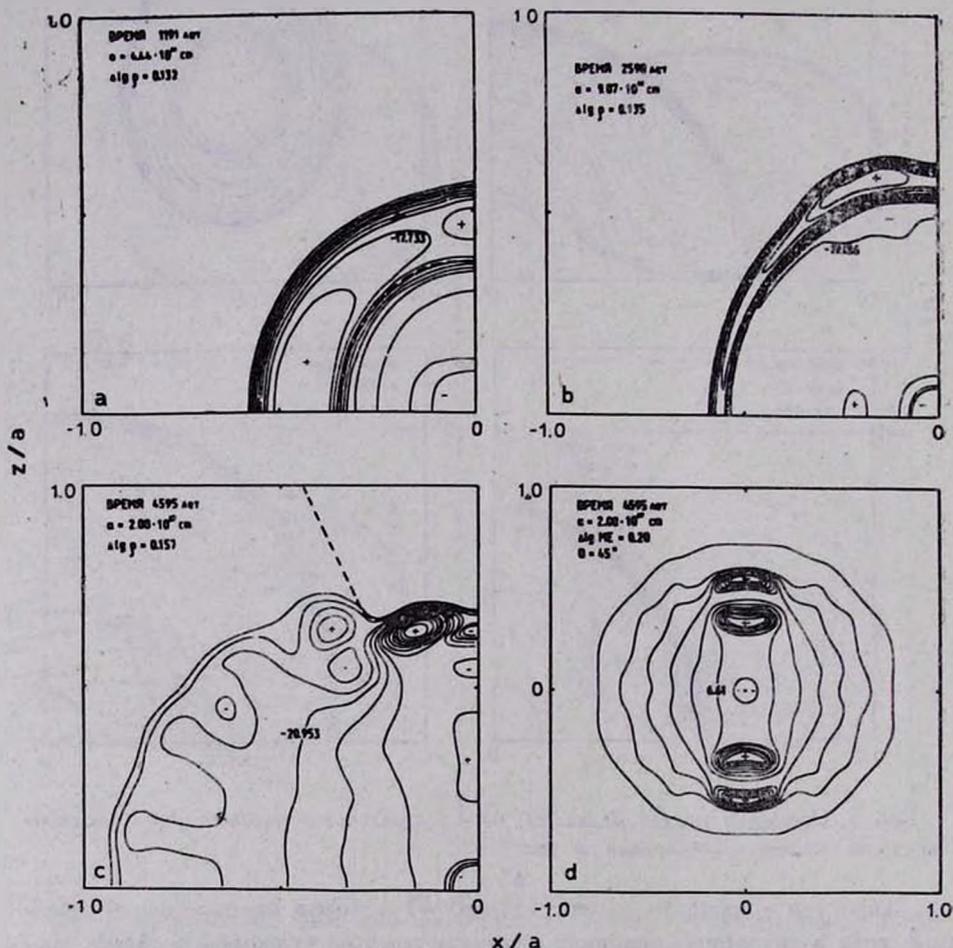


Рис. 4. Эволюция модели 3: а), б), с) — распределение плотности; д) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

асимметрию исходного распределения плотности. Сквозная ионизация оболочки туманности начинается в экваториальной плоскости (рис. 4с). Поведение ионизируемой оболочки на этой фазе также отличается от рассмотренных ранее моделей. Слой нейтрального газа сначала делится на

фрагменты, по-видимому, вследствие развития неустойчивости Рэлея—Тейлора, а затем эти фрагменты ионизируются. На рис. 4с остатки таких фрагментов наблюдаются в виде характерных «шипов» в распределении плотности, вид ПТ в этот момент показан на рис. 4d.

Результаты расчетов модели 5 проиллюстрированы на рис. 5. Рис. 5а соответствует фазе распространения зоны Н II внутри оболочки. Хорошо

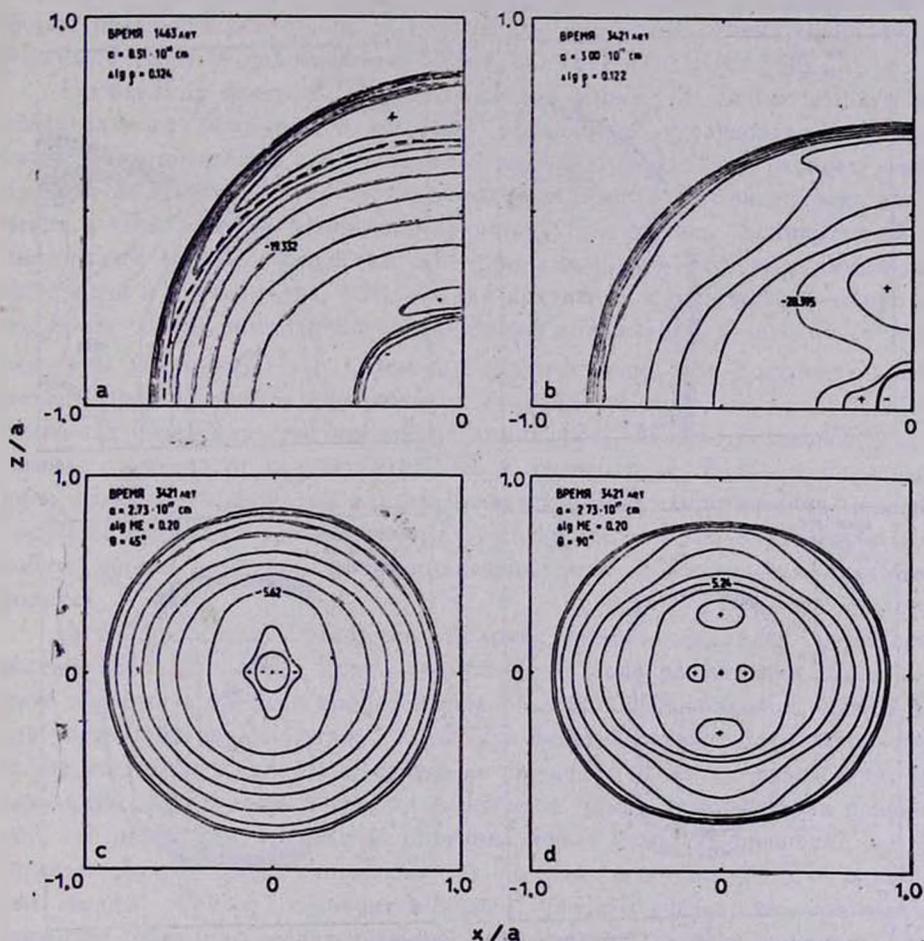


Рис. 5. Эволюция модели 5: а), б) — распределение плотности; в), д) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

заметна ее асимметрия. Сквозная ионизация оболочки начинается в экваториальной плоскости. Фаза полной ионизации показана на рис. 5б — распределение плотности газа, и на рис. 5с и 5д — распределение ME в двух проекциях $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 90^\circ$.

Эволюция модели 7 (рис. 6) демонстрирует более сильное отклонение от сферически симметричного распределения вещества, чем модель 5. Скорость движения оболочки в z направлении значительно превышает здесь скорость звука в зоне Н II, и, как следствие, слой сжатого нейтрального газа перед фронтом ионизации в этом направлении имеет большую ширину (рис. 6а). На рис. 6б представлена фаза частичной ионизации туманности. Вид ПТ в двух проекциях на этой фазе дан на рис. 6с и 6д.

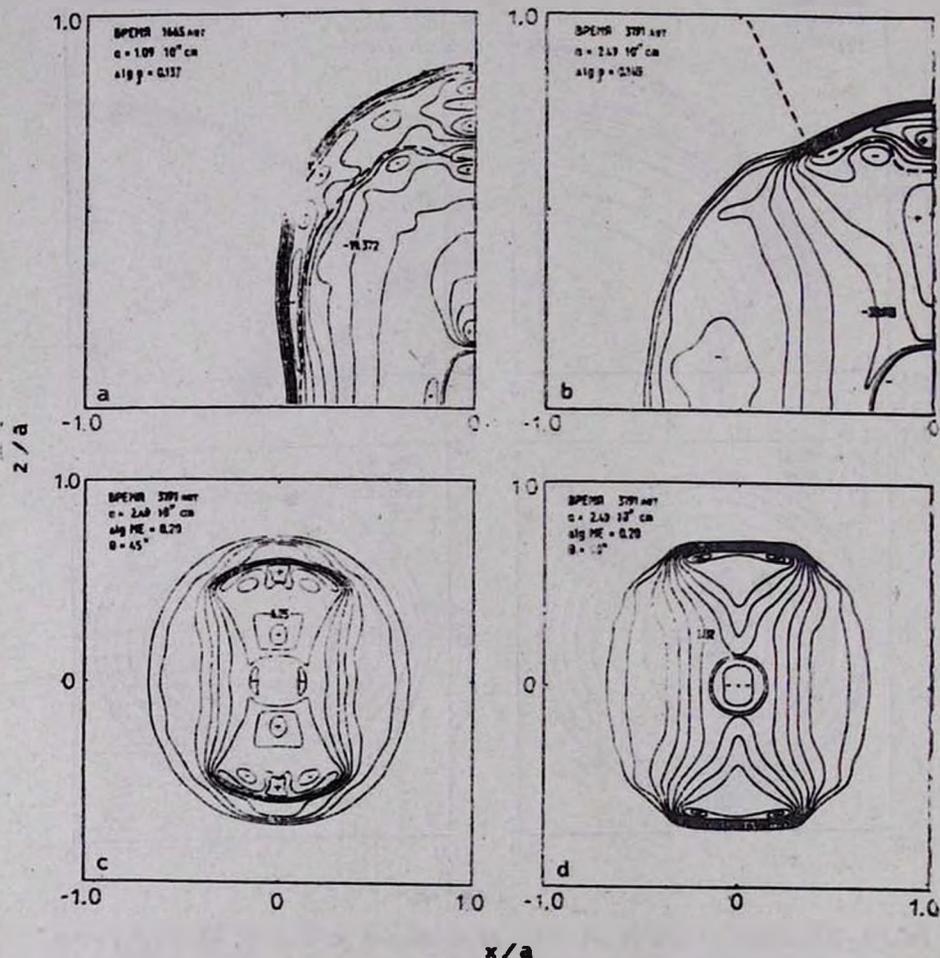


Рис. 6. Эволюция модели 7: а), б) — распределение плотности; с), д) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

Распределение меры эмиссии по диску модели ПТ может быть сопоставлено теперь с распределением яркости наблюдаемых туманностей, приведенных Баляком [10]. При некоторой условности такого сравнения нам

кажется полезным отметить ПТ — возможные аналоги вычисленных моделей. Рис. 2а напоминает по форме Красный Прямоугольник, а рис. 2d — IC 5217. Рис. 3b имеет сходство с NGC 7139 и Abell 82, а вид этой модели при $\theta = 45^\circ$ напоминает кольцеобразную структуру типичной ПТ NGC 6720, NGC 2438. Форма модели на рис. 4d может быть сравнена с формами туманностей: M2—9, IC 5217. Значительная часть ПТ имеет форму овала без резкого края, полученную на рис. 4: Abell 30, IC 4593. Модель 7 (рис. 6) напоминает IC 2149, IC 5217 или NGC 2346.

Необходимо отметить, что наблюдаемая форма ПТ сильно зависит от спектрального диапазона, в котором проводится исследование. Прежде всего это относится к наблюдениям в линиях, поскольку распределение яркости не всегда следует распределению плотности. Интенсивность излучения в спектральной линии определяется плотностью, температурой и химическим составом вещества. Мы принимали, что оболочка химически однородна и изотермична, поэтому для сравнения с наблюдениями нужно выбирать линии, интенсивность излучения которых мало зависит от температуры (например, H_β). Весьма перспективными для сравнения с моделями представляются изображения туманностей, которые строятся в отношениях интенсивностей некоторых линий [22]. Можно подобрать отношения, практически нечувствительные к температуре. Важным направлением возможного развития модели является расчет теоретических моделей профилей оптически тонких спектральных линий, что позволит сравнить с наблюдениями не только фотометрические, но и кинематические свойства моделей.

Цилиндрическую симметрию оболочки можно объяснить двойственностью ЯПТ [20—27]. Если сверхгигант в ходе расширения заполняет свою полость Роша, то в процессе образования общей оболочки значительная часть орбитального углового момента будет передана оболочке красного сверхгиганта, ускорив тем самым ее вращение. Если же сверхгигант не заполняет свою полость Роша, но расстояние между компонентами сравнимо с его размерами, то наличие спутника может ускорить вращение сверхгиганта. Долгое время считалось, что все или почти все ЯПТ — одиночные звезды. Сейчас становится ясным, что это убеждение — результат эффектов селекции, препятствующей обнаружению слабого спутника около яркого ЯПТ. Действительная степень двойственности ЯПТ не менее 10—20% [24—26].

4. Выводы. 1. Большое значение для видимой формы ПТ имеют эффекты проекции. Например, даже при однократном истечении вещества с постоянным темпом потери, ПТ может выглядеть как двухоболочечная. В процессе развития форма ПТ может существенно меняться, общее направление этих изменений зависит от асимметрии истечения и ее начальной скорости.

2. Анализ моделей показывает, что асимметрия начальной скорости истечения в большей степени определяет форму туманности, чем такая же (в относительном измерении) асимметрия плотности. Критическим параметром является скорость истечения. Если она ниже тепловой скорости в зоне Н II, асимметрия исходной потери массы может «забываться» в процессе эволюции.

3. В ходе динамической эволюции слой нейтрального газа, окружающий зону Н II, может, как показали расчеты, разбиваться на сгустки вследствие неустойчивости Релея—Тейлора.

Авторы выражают благодарность Х. Йорку (ФРГ, Геттингенский университет), предоставившему возможность использовать в качестве основы разработанный им совместно с М. Ружичкой, В. Чарнугером и К. Винклером алгоритм расчета неодномерных задач газовой динамики.

Астрономический совет
АН СССР

PLANETARY NEBULAE: AXISYMMETRIC MODELS

I. V. IGUMENSHCHEV, A. V. TUTUKOV, B. M. SHUSTOV

Evolution of planetary nebulae envelopes (PNE) is studied by means of two-dimensional hydrodynamics. Basic model parameters are asymmetry and are the velocity of intensive mass outflow (superwind). Mass loss rate is assumed to be $6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/y$ and the duration of superwind phase is $\sim 10^3$ years. According to the models some two-shell PNE may be a result of projection effects for one outflow event. Asymmetry of the initial wind velocity is a more important factor for the structure of PNE than asymmetry of wind density. The initial velocity of outflow is of critical significance, if it is lower than 10 km/s, the initial asymmetry may be forgotten in the course of evolution. The layer of neutral gas around Н II region may be dynamically unstable.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gatow, Phys. Rev., 67, 120, 1945.
2. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 33, 315, 1956.
3. С. Потташ, Планетарные туманности, М., 1987.
4. Е. В. Костякова, Физика планетарных туманностей, М., 1982.
5. R. L. Ferch, E. E. Salpeter, Astrophys. J., 202, 195, 1975.
6. А. В. Тутуков, Б. М. Шустов, Науч. инф. Астрон. сов АН СССР, 46, 111, 1979.
7. S. Kwok, Astrophys. J., 258, 280, 1982.
8. M. Schmidt-Voigt, J. Köppen, Astron. and Astrophys., 174, 211, 1987.

9. *V. A. Okorokov, B. M. Shustov, A. V. Tutukov, H. W. Yorke*, *Astron. and Astrophys.*, 142, 441, 1985.
10. *B. Balick*, *Astron. J.*, 94, 671, 1987.
11. *G. S. Khromov, L. Kohoutek*, *IAU Symp. No. 34*, 227, 1968.
12. *J. P. Phillips, N. N. Reay*, *Astron. and Astrophys.*, 59, 91, 1977.
13. *R. Loutse*, *Mem. Soc. Roy. Liege*, 5, 465, 1973.
14. *R. C. Kirkpatrick*, *Astrophys. Lett.*, 17, 7, 1976.
15. *R. S. Booth, A. J. Kus, R. P. Morris, N. P. Poster*, *Nature*, 290, 382, 1981.
16. *M. Rozyczka, W. M. Tscharnuter, K. -H. Winkler, H. W. Yorke*, *Astron. and Astrophys.*, 83, 118, 1980.
17. *P. R. Wood, D. J. Foulkner*, *Astrophys. J.*, 307, 659, 1986.
18. *В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев*, *Гидродинамическая теория космической плазмы*, М., 1977.
19. *В. С. Аведисова*, *Астрон. ж.*, 56, 965, 1979.
20. *M. Livio, J. Salzman, G. Shavit*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 188, 1, 1979.
21. *B. Paczynski*, *IAU Symp. No. 73*, 75, 1976.
22. *M. P. Veron-Cetty, P. Veron, L. Woltjer*, *Astron. and Astrophys.*, 151, 101, 1985.
23. *И. Г. Колесник, Л. С. Пулюзин*, *Астрон. ж.*, 63, 279, 1986.
24. *K. C. Sahu, J. N. Desai*, *Astron. and Astrophys.*, 161, 357, 1986.
25. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov*, *IAU Symp. No. 131*, 1987 (в печати).
26. *H. E. Bond, A. D. Grauer*, *STSI, prepr. No. 182*.
27. *A. V. Tutukov, L. R. Yungelson*, *IAU Symp. No. 83*, 401, 1978.

УДК: 524.522

ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ДИНАМИКА ГИГАНТСКИХ
РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧЕК НЕЙТРАЛЬНОГО
ВОДОРОДА

И. Г. КОЛЕСНИК, С. А. СИЛИЧ

Поступила 21 января 1988

Принята к печати 20 августа 1988

Предложена эволюционная модель образования гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода в галактиках. Оболочки возникают в сверхоблаках на поздних этапах развития звездных комплексов. Для объяснения наблюдаемых динамических характеристик наибольших оболочек необходимо учитывать, что они могут инициировать звездообразование в холодных облачках, существующих в сверхоблаках за счет тепловой неустойчивости. Для удовлетворительного описания свойств сверхоболочек эффективность стимулированного звездообразования должна составлять менее 1%.

1. *Введение.* Проведенные в последнее десятилетие радиообзоры нашей [1—2] и ряда близких [3—7] галактик в линии 21 см существенно расширили представления о крупномасштабной структуре и физических процессах, определяющих динамическое и энергетическое состояние межзвездной среды. В распределении нейтрального водорода были обнаружены гигантские «дыры» [4—5] и тонковолокнистые структуры, связанные с расширяющимися оболочками [1—2]. Радиусы обнаруженных оболочек заключены в пределах $0.1 \div 1.0$ кпк, выметаемые массы достигают $10^6 \div 10^7 M_{\odot}$. Подобные структуры наблюдаются также в распределении ионизированного водорода [8—10].

Интерпретация наблюдательных данных, связанных с наиболее крупными структурами, не всегда однозначна. В [11] было высказано мнение, что не все наблюдавшиеся в Галактике объекты являются реальными оболочками. В [12] показано, что протяженный рентгеновский источник в Лебедь [13], видимо, образуется в результате наложения множества расположенных вдоль луча зрения дискретных источников. В то же время вся совокупность накопленных наблюдательных данных свидетельствует о том, что расширяющиеся оболочки и «дыры» являются характерными

структурными образованиями в крупномасштабном распределении нейтрального водорода во всех спиральных и иррегулярных галактиках, видимых с достаточным расширением.

Оценки показывают, что для образования наибольших оболочек требуются энергии до 10^{54} эрг. В качестве источников таких экстремальных энергий предлагались различные механизмы: каскады вспышек сверхновых и звездные ветры в ОВ-ассоциациях [14—16], развитие зон Н II и распространение ионизационных волн вокруг ОВ-ассоциаций [17], столкновение с диском галактики высокоскоростных облаков [18], лучевое давление звезд поля [19], волны звездообразования [20—22] и взрывы очень массивных звезд [23, 24].

Наблюдательные данные показывают, что хотя в Галактике лишь для небольшой доли оболочек прослеживается связь с ОВ-ассоциациями, оболочки и «дыры», обнаруженные в БМО, М31 и др. близких галактиках, как правило, пространственно связаны с ОВ-ассоциациями и областями недавнего звездообразования [4, 5, 20, 25]. В большинстве случаев «дыры» малых размеров совпадают с областями Н II, для более крупных характерна связь с ОВ-ассоциациями, а вдоль границ наибольших оболочек располагаются очаги звездообразования [4, 5, 20, 25]. Все это свидетельствует о том, что массивные звезды, вспыхивающие в конце эволюции как сверхновые, являются основным источником, поставляющим энергию в сверхоболочки.

С другой стороны, синтез наблюдательных данных о распределении и собственном движении молодых звезд и скоплений показывает, что процессы звездообразования охватывают большие области пространства, приводя к формированию звездных комплексов с характерными размерами около 600 пк [26, 27]. Это наибольшие после спиральных рукавов структурные образования в галактиках. Звездные комплексы, «дыры» и гигантские расширяющиеся оболочки обладают близкими характеристиками в различных галактиках. Это наводит на мысль о существовании в галактических системах фундаментального универсального масштаба неоднородности, с которым связано происхождение рассматриваемых крупномасштабных объектов.

Действительно, наблюдательные данные и теоретические исследования показывают [28—31], что в газовых дисках галактик могут образовываться неоднородности с массами $\sim 10^7 M_{\odot}$ и размерами порядка 1 кпк, получившие название сверхоблаков нейтрального водорода. В [31] показано, что именно в таких огромных гравитационно связанных сгущениях создаются условия, благоприятные для возникновения гигантских молекулярных облаков, дающих начало звездным комплексам и ассоциациям.

Близость характерных размеров и масс перечисленных образований позволяет считать, что сверхоблака, скопления гигантских молекулярных облаков, звездные комплексы, «дыры» в распределении и сверхоболочки нейтрального водорода связаны с различными этапами развития единого эволюционного процесса, приводящего к образованию крупнейших гравитационно связанных структур в галактиках. В этом случае «дыры» в распределении HI и гигантские расширяющиеся оболочки нейтрального водорода связаны с поздними стадиями эволюции, на которых коллективное воздействие образующихся в звездных комплексах сверхновых вызывает выметание газа и приводит к его концентрации на периферии сверхоблаков.

Настоящая работа посвящена исследованию заключительных стадий описанного эволюционного процесса — изучению коллективного взаимодействия сверхновых со сверхоблаками нейтрального водорода.

В разделе 2 дано описание предлагаемой модели, в 3 приведены основные уравнения, получены выражения для темпа поступления энергии в полость на разных эволюционных стадиях, раздел 4 посвящен обсуждению основных закономерностей движения оболочек с иницированным образованием сверхновых, в разделе 5 сформулированы основные выводы работы.

2. *Описание модели.* Исследование структуры и эволюции сверхоблаков содержится в работах [30, 31].

Исходное сверхоблако (рис. 1а) представляет собой двухфазную гравитационно связанную систему, состоящую из холодных плотных облачков с массами $m_c \sim 100 M_\odot$ и размерами 5—10 пк [42], погруженных в разреженный теплый межзвездный газ. В центральных, $r \lesssim 100$ пк, областях сверхоблака создаются условия [30—31] для образования гигантских молекулярных облаков и выделяются холодные ядра, в которых заключено всего несколько процентов массы сверхоблака. Плотные ядра сверхоблаков поддерживаются в равновесии турбулентным давлением [30—31], имеют довольно крутой градиент плотности $\rho \sim r^{-1.4}$ и погружены в протяженную изотермическую почти однородную оболочку. Именно в плотных турбулентных ядрах сверхоблаков начинается звездообразование, приводящее к возникновению исходной ОВ-ассоциации. Взаимодействие звездного ветра и остатков вспыхивающих в ОВ-ассоциациях сверхновых с окружающим газом приводит к выметанию газа из ассоциации и образованию расширяющейся оболочки. Через $\sim 5 \cdot 10^6$ лет, образуя сверхновые, исчезают последние О-звезды — наиболее важный источник ионизирующего излучения и звездного ветра. Оболочка (рис. 1б) выходит за пределы турбулентного плотного ядра в почти однородную ко-

рону сверхоблака. Ее движение определяется в основном вспышками умеренно массивных, $10\text{--}30 M_{\odot}$, звезд исходной ассоциации. Динамика таких оболочек исследовалась в [15, 16]. Зависимость скорости расширения оболочки от радиуса на данной стадии эволюции может быть представлена в виде:

$$u_{\text{ра}} = 5.7 (NE_{\text{с1}}/n_0)^{1/3} (R/97)^{-2.3} \text{ км/с}, \quad (1)$$

где N — число массивных звезд, взрывающихся как сверхновые, $E_{\text{с1}}$ — выделяющаяся при взрыве каждой сверхновой энергия в единицах 10^{51} эрг, n_0 — плотность числа частиц в окружающем оболочку газе.

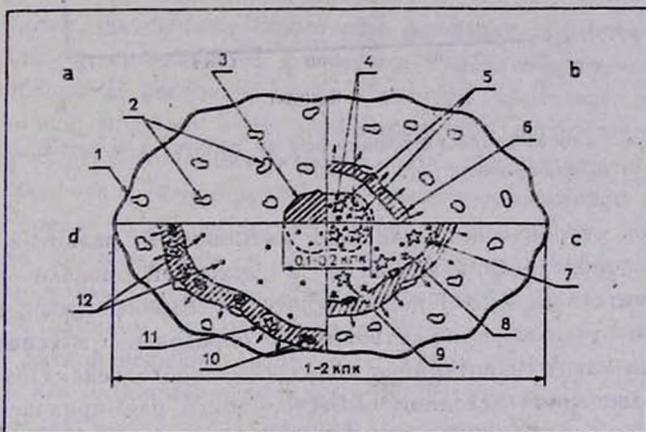


Рис. 1. Различные стадии зарождения и эволюции сверхоболочек. 1 — Сверхоблако, 2 — холодные облачка, 3 — гигантское молекулярное облако, 4 — ОБ-ассоциация, 5 — SN первого поколения, 6 — расширяющаяся оболочка, 7 — сжатые облачка, 8 — массивные звезды второго поколения, 9 — SN второго поколения, 10 — вылетаемые облачка, 11 — сверхоблачка, 12 — маломассивные звезды.

В соответствии с (1) скорости расширения оболочек должны довольно быстро падать с увеличением их размеров, а для образования наиболее крупных из наблюдаемых объектов необходимы ОБ-ассоциации, состоящие более чем из 10^3 членов [15, 32]. Между тем, типичная ОБ-ассоциация содержит не более 100 звезд, а наблюдения свидетельствуют о малом разбросе скоростей расширения оболочек при значительном изменении их линейных размеров (рис. 2) и даже об увеличении скоростей расширения с увеличением радиусов оболочек [4, 5]. Таким образом, исходной ОБ-ассоциации, расположенной в центре полости, оказывается недостаточно для поддержания наблюдаемых скоростей расширения оболочек в достаточно большом диапазоне изменения их линейных размеров. Создается впечатление, что в процессе эволюции оболочек возникают допол-

нительные распределенные по объему полости источники энергии. Они могут появиться в результате стимулирования звездообразования самими оболочками [20—22, 33]. Такое предположение согласуется с имеющимися данными о концентрации очагов звездообразования вдоль внутренних границ наибольших оболочек и указанием на существование в ряде случаев градиентов возрастов звезд от центра к краю полости [20, 25].

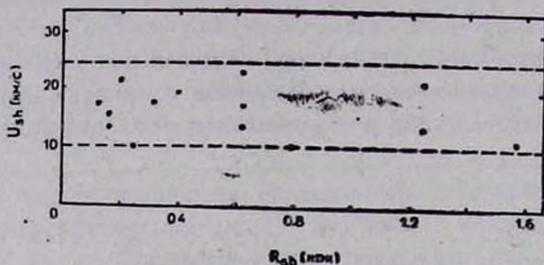


Рис. 2. Зависимость скорости расширения от радиуса для наблюдаемых в Галактике оболочек по данным работы [1].

С другой стороны, потенциальная возможность развития стимулированного звездообразования заложена в исходной модели сверхоблака [30]. Действительно, в [34] показано, что в сталкивающихся с умеренными скоростями газовых потоках возможно образование массивных (десятки солнечных масс) гравитационно связанных протозвезд. Поэтому столкновение образованной исходной ОВ-ассоциацией расширяющейся оболочки с хаотически разбросанными по сверхоблаку облачками может служить спусковым механизмом, приводящим к образованию распространяющейся от центра сверхоблака волны звездообразования. Относительно быстрая эволюция (за время $\sim 10^7$ лет) образующихся массивных звезд второго поколения приводит к распространению вслед за оболочкой волны вспышек вторичных сверхновых (рис. 1с). Эти сверхновые и определяют динамику наиболее крупных оболочек. На заключительных стадиях эволюции оболочка стребает холодные облачка, что может привести к возникновению областей звездообразования в пределах самой оболочки и частичному ее разрушению (рис. 1d).

Возникновение волны вспышек вторичных сверхновых ведет к перемещению основного источника энергии из центра на периферию полости. Возможные наблюдательные проявления такого перемещения источника энергии обсуждались в [22, 35]. На ранних стадиях эволюции распространение от центра полости вспыхивающих сверхновых должно приводить к изменению распределения рентгеновского излучения вдоль радиуса полости [35], а на поздних может вытягивать оболочку вдоль галактической плоскости [22]. Как показывают наблюдения, скорости расширения обо-

лочек сосредоточены в узком интервале [1, 4, 5]. Это накладывает дополнительные ограничения на свободные параметры моделей. Сравнение полученных таким образом параметров с независимыми данными может служить одним из критериев справедливости развиваемой теории.

Качественный анализ показывает, что в рассматриваемой модели скорости расширения оболочек остаются заключенными в узком интервале в течение продолжительного промежутка времени только в том случае, когда эффективность стимулированного звездообразования близка к типичному для молекулярных облаков Галактики значению [27] и составляет менее 1%.

3. Основные уравнения. Рассмотрим динамику оболочек на расстояниях, больших по сравнению с размерами турбулентного молекулярного ядра сверхоблака. В настоящей работе расчеты проведены для сферически-симметричной модели. Учет неоднородности распределения газа по z -координате существенен для внутренних областей галактики [32, 36, 37]. Динамика оболочек с иницированным звездообразованием в стратифицированных средах будет рассмотрена в следующей работе.

Толщина оболочек мала по сравнению с их радиусами, скорости расширения относительно невелики. Давление в полости поддерживается центральным источником и распространяющейся от центра к периферии сверхоблака волной вспышек сверхновых. Такие оболочки заведомо находятся на поздней радиационной стадии [38, 39] и их движение может быть описано системой уравнений 1.5-мерной газодинамики [38—40]:

$$M(R) = M_0 (R/R_0)^3, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} (Mu) = 4\pi R^2 p - \frac{GM^2}{2R^2}, \quad (3)$$

$$\frac{dE_\tau}{dt} = \epsilon_0(t) - 4\pi R^2 pu, \quad (4)$$

$$E_\tau = \frac{4\pi R^3}{3(\gamma - 1)} p, \quad (5)$$

$$u = dR/dt, \quad (6)$$

$$M_0 = 4\pi \rho_0 R_0^3/3. \quad (7)$$

Поскольку масса выметаемого газа велика и существенно превышает суммарную массу образующихся звезд, в (3) включен член, описывающий самогравитацию оболочек [41]. Приток энергии в полость описывается членом $\epsilon_0(t)$, который определяется вначале центральным источником, а затем совместным действием вторичных сверхновых и сверхновых, вспыхивающих в исходной ассоциации. В качестве характерного пространствен-

ного масштаба выбирался начальный радиус оболочки R_0 , который в большинстве вариантов расчетов полагался равным 100 пк. Начальные данные (скорости и ускорения оболочек при $R = R_0$) брались такими же, как в модели Кафатоса—Мак Крея [15].

Исключая из (2)—(5) $M(R)$, ρ , дифференцируя (5) по времени и приравнявая результат дифференцирования (4), сведем систему уравнений (2)—(5) к одному уравнению второго порядка относительно u :

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + (7 + 3\gamma) \frac{u}{R} \frac{du}{dt} + \frac{9\gamma u^3}{R^2} + \frac{2(2 + 3\gamma) \pi a \rho_0}{3} = \frac{9(\gamma - 1) \varepsilon_0(t)}{4\pi \rho_0 R^4}. \quad (8)$$

В зависимости от преимущественного механизма притока энергии в полость в развитии сверхоболочек можно выделить три стадии.

1. Основным источником энергии вспышки сверхновых в исходной ОБ-ассоциации. Динамика оболочки описывается моделью [15].

2. Основным источником энергии вспышки проэволюционировавших звезд второго поколения, образование которых инициировано самой оболочкой. Эта стадия начинается с момента вспышки первой SN второго поколения и оканчивается, когда внутри полости вспыхивает последняя массивная звезда, образование которой инициировано расширяющейся оболочкой.

3. Внутри полости проэволюционировали все массивные звезды исходной ОБ-ассоциации и образовавшиеся в результате взаимодействия оболочки с плотными облачками. Поток энергии в полость в результате вспышек SN прекращается. Оболочка расширяется под действием оставшегося внутри горячего газа и накопленной кинетической энергии*.

Определим темп поступления энергии от вспышек SN в полость, ограниченную оболочкой, на каждой из выделенных эволюционных стадий.

Частота вспышек SN и темп выделения энергии в исходной ОБ-ассоциации определяются распределением звезд ассоциации по массам и временем жизни звезды заданной массы на главной последовательности. Для звезд с массами $7 M_{\odot} \leq M \leq 30 M_{\odot}$, составляющих основную долю энергии в полость [15], время жизни на главной последовательности τ_0 равно $\tau_0 = \tau_L (M/10 M_{\odot})^{-\alpha}$, где $\alpha \simeq 1.6$, $\tau_L \simeq 3 \cdot 10^7$ лет [15].

Принимая [15] степенное распределение звезд по массам:

$$dN/dm = C m^{\delta} \quad (9)$$

* Если взаимодействие оболочки с плотными облачками инициирует образование звезд более массивных, чем звезды исходной ОБ-ассоциации, то между второй и третьей стадиями может возникнуть интервал времени, когда основным источником энергии вновь станут вспышки сверхновых в исходной ассоциации.

со спектральным индексом $\delta \simeq -2.6$, $C \simeq -(\delta + 1) N m_1^{-(\delta+1)}$ (N — общее число массивных звезд в ассоциации, m_1 — минимальная масса взрывающейся звезды), получаем приблизительно постоянный темп выделения энергии в исходной ассоциации [15, 16]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^{(1)}(t) &= -E_0 \frac{dN}{dt} = -\frac{(\delta + 1) N E_0^{-\delta} L^{(\delta+1)/2}}{\alpha (m_1/10 M_\odot)^{\delta+1}} t^{-\frac{\delta+\alpha+1}{\alpha}} = \\ &= \frac{N E_0 (m_1/10 M_\odot)^{1.6}}{\tau_L}. \end{aligned} \quad (10)$$

В (10) E_0 — средняя энергия, выделяющаяся при вспышке каждой сверхновой.

Спектр масс звезд, образующихся в результате взаимодействия оболочки с плотными облачками, неизвестен. Поэтому будем в дальнейшем полагать, что все звезды второго поколения имеют одинаковую массу. Это упрощение не влияет на качественные выводы настоящей работы. Процесс инициированного звездообразования начинается с выходом оболочки из ядра сверхоблака и оканчивается, когда оболочка достигает его границы. Однако дополнительный приток энергии в полость за счет вспышек вторичных сверхновых прекращается раньше. Это происходит тогда, когда оболочки нагребают достаточно большую массу и начинают выметать из полости встречающиеся на их пути облачка. Взаимодействие облачков с оболочкой весьма сложно и сопровождается образованием вторичных ударных волн, уплощением облачков, интенсивным охлаждением образующегося при взаимодействии плотного слоя [34]. Для грубой оценки критического радиуса R_c , начиная с которого оболочка начинает эффективно захватывать облачка и образование вторичных звезд внутри полости прекращается, учтем лишь обмен импульсом сферического облачка постоянной массы с набегающим потоком газа. В системе отсчета, связанной с оболочкой, уравнение движения облачков имеет вид:

$$d(m_c v_c)/dt = \rho_{sh} S_c v^2, \quad (11)$$

где m_c , S_c , v_c — масса, площадь поперечного сечения и скорость облачка относительно оболочки, ρ_{sh} — плотность газа в оболочке. Переходя от дифференцирования по времени к производной d/dr , где r отсчитывается от внешней границы оболочки внутрь полости, получим:

$$\frac{1}{v_c} \frac{dv_c}{dr} = -\frac{\rho_{sh} S_c}{m_c}, \quad (12)$$

$$v_c = v_0 \exp(-r/r_0), \quad (13)$$

где $r_0 = \frac{3m_c \Delta r}{\rho_0 S_c R}$, Δr — толщина оболочки, R — ее радиус. Ясно, что облачка начинают существенно увлекаться оболочкой, когда выполняется условие $r_0 \approx \Delta r$, отсюда получаем оценку критического радиуса оболочки R_c :

$$R_c \approx 3m_c / \rho_0 S_c. \quad (14)$$

Для типичных параметров облачков $m_c \approx 100 M_\odot$, $z_c \approx 5$ пк [42] и плотности числа частиц в короне сверхоблака $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ получаем $R_c \approx 300$ пк.

Время между столкновением облачка с оболочкой и вспышкой образовавшейся звезды как сверхновой приблизительно равно времени жизни звезды на главной последовательности τ_0 . Поэтому темп поступления энергии в полость от SN второго поколения в момент времени t определяется размерами и скоростью оболочки в предыдущий момент $t - \tau_0$:

$$\varepsilon_0^{(2)}(t) = 4\pi R^2 (t - \tau_0) u(t - \tau_0) E_0 n_s, \quad (15)$$

где n_s — плотность образующихся массивных звезд второго поколения. Аппроксимируя $u(t)$ на первой (до вспышек SN второго поколения) фазе движения решением [15]

$$u(t) = \frac{3}{5} \left(\frac{250}{308\pi} \right)^{1/5} \left(\frac{\varepsilon_0^{(1)}}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-2/5}, \quad (16)$$

для темпа поступления энергии в полость в результате вспышек SN второго поколения получаем выражение:

$$\varepsilon_0^{(2)}(t) = 2.4\pi E_0 n_s \left[\frac{2.5 N E_0 (m_1/10 M_\odot)^{1.6}}{3.08 \pi \tau_0 \rho_0} \right]^{3/5} (t - \tau_0)^{4/5}. \quad (17)$$

Введем эффективность вынужденного звездообразования β , равную отношению массы образовавшихся внутри объема V сверхоблака массивных звезд к массе первоначально заключенного в этом же объеме газа. Если массы образующихся звезд равны m_2 , то их число будет равно $N^{(2)} = M_s/m_2 = \beta M_c/m_2$, а плотность

$$n_s = N^{(2)}/V = \beta \rho_0/m_2, \quad (18)$$

где M_c , ρ_0 — масса и плотность короны сверхоблака. Подставляя (18) в (17), получим

$$\varepsilon_0^{(2)}(t) = 2.4\pi\beta \left[\frac{2.5^3 N^3 E_0^3 \rho_0^2 (m_1/10 M_\odot)^{4.5}}{(3.08\pi)^3 \tau_0^3 m_2^5} \right]^{1/5} (t - \tau_0)^{4/5}. \quad (19)$$

В момент вспышки первой сверхновой второго поколения скорость оболочки перестает описываться выражением (16), соответственно перестает быть справедливым и выражение (19) для темпа поступления энергии от вспышек SN второго поколения. Однако в большинстве случаев оболочки достигают критических размеров раньше, чем успевают проэволюционировать образовавшиеся внутри полости звезды второго поколения, и выражение (19) для темпа поступления энергии в полость от сверхновых второго поколения, остается справедливым в течение всего времени эволюции.

На заключительной стадии, после того, как внутри оболочки вспыхивает последняя сверхновая, дополнительный приток энергии в полость прекращается и дальнейшее расширение определяется оставшимся внутри оболочки горячим газом и накопленной кинетической энергией, $\epsilon_0^{(3)} = 0$.

4. *Закономерности движения оболочек. Обсуждение результатов.* Получить аналитическое решение уравнения (8) при принятых начальных данных и правых частях не удается, поэтому оно решалось численно. В качестве единиц измерения радиуса, скорости, времени и ускорения выби-
рались R_0 , u_0 , $\tau = R_0/u_0$, $z = u_0^2/R_0$. Уравнение (8) эквивалентно системе безразмерных уравнений первого порядка:

$$dR/dt = u, \quad (20)$$

$$du/dt = z, \quad (21)$$

$$dz/dt = At^m/R^4 - (7 + 3\gamma)uz/R - 9\gamma u^3/R^3 - Bu \quad (22)$$

с коэффициентами A и B , равными

$$A = \frac{9(\gamma - 1)\epsilon_0}{4\pi\rho_0 R_0^{2-m} u_0^{3+m}}, \quad B = \frac{2(2 + 3\gamma)\pi a\rho_0 R_0^2}{3u_0^2}, \quad (23)$$

где $\epsilon_0 = \epsilon_0^{(1)}/t$, $m = 1$ для первой фазы, $\epsilon_0 = \epsilon_0^{(2)}/(t - \tau_0)^{4/5}$, $m = \frac{4}{5}$ для второй, $\epsilon_0 = 0$, $m = 0$ для третьей. В качестве параметров задавались: число звезд в исходной ОВ-ассоциации, N ; плотность частиц в короне сверхоблака, n_0 ; эффективность вынужденного звездообразования, β ; минимальные массы звезд, взрывающихся как сверхновые, m_1 и массы звезд второго поколения, m_2 ; значение критического радиуса, R_c .

Пределы изменения N , n_0 довольно жестко ограничены. В большинстве расчетов полагалось $N = 25, 100$; $n_0 = 0.5 \div 1 \text{ см}^{-3}$. Для m_1 так же, как в [15], принималось $m_1 = 7 M_\odot$, m_2 полагалось равным 10 или $20 M_\odot$, $R_c = 200 \div 400 \text{ пк}$. Параметр β подбирался в процессе расчетов из усло-

вия, чтобы скорости расширения оболочек соответствовали наблюдательным данным [1, 5] и в процессе эволюции оставались заключенными в относительно узком интервале $10 \lesssim u \lesssim 25$ км/с.

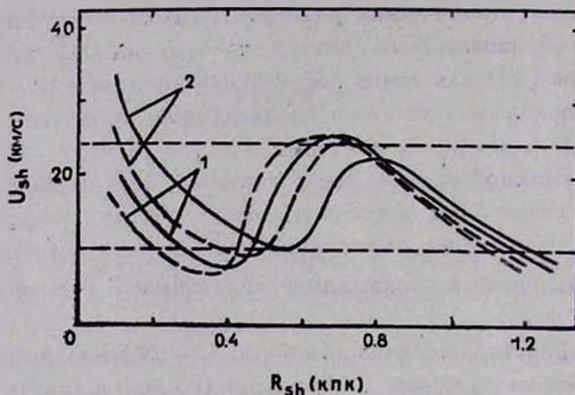


Рис. 3. Зависимость скорости расширения оболочки от радиуса при разном числе звезд в исходной ОВ-ассоциации (1. $N = 25$; 2. $N = 100$) и плотности числа частиц газа в короне сверхоблака (сплошные линии — $n_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$, пунктирные — $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$). $\beta = 0.5\%$, $M_1 = 7 M_\odot$; $M_2 = 10 M_\odot$, $R_c = 0.3 \text{ кпк}$.

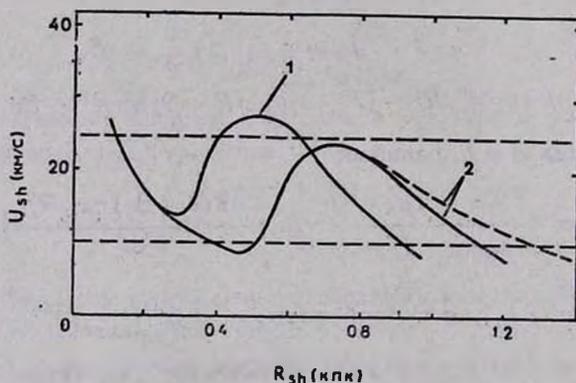


Рис. 4. Зависимость скорости расширения оболочки от радиуса при разных массах звезд второго поколения. 1. $M_2 = 20 M_\odot$; 2. $M_2 = 10 M_\odot$. Пунктиром показана зависимость $u(R)$ при $M_2 = 10 M_\odot$ без учета самогравитации оболочки. $n_0 = 1.0 \text{ см}^{-3}$, $N = 100$, $\beta = 0.5\%$, $R_c = 0.3 \text{ кпк}$.

Результаты расчетов приведены на рис. 3—6. Как следует из рисунков, параметры исходной ассоциации слабо влияют на динамику оболочек и практически «забываются» на поздних этапах эволюции. Во всех случаях скорости расширения оболочек становятся наименьшими в области

0.3—0.6 кпк, после чего начинают довольно резко расти, достигают максимума и затем плавно убывают. Положение минимума определяется в основном массами звезд второго поколения и с увеличением последних сдвигается в область меньших радиусов (рис. 4).

В ускоряющихся оболочках создаются условия для развития рэлей-тейлоровской неустойчивости [32]. Как следует из (8), ускорение оболочек не превышает величины

$$g_{\max} = \varepsilon_0^{(2)}(t) / 8\pi u R^3 \rho_0. \quad (24)$$

Отсюда получаем, что характерное время развития рэлей-тейлоровской неустойчивости $\tau_{R-T} \simeq (\lambda/2 \pi g)^{1/2}$ всегда больше

$$\tau_{\min} = (4i u R^3 \rho_0 / \varepsilon_0^{(2)})^{1/2}. \quad (25)$$

Оценки показывают, что при характерных для фазы ускорения размерах оболочек $R \sim 0.5$ кпк, минимальное время раскачки крупномасштабных мод $\lambda \geq 0.1 R$ оказывается порядка длительности самой ускоренной фазы, если эффективность стимулированного звездного образования достаточно мала ($\beta < 10^{-2}$). Поэтому рэлей-тейлоровская неустойчивость не успевает разрушить оболочки, если β достаточно мало.

Ускорение крупных оболочек предсказывается также предложенным в [19] механизмом лучевого давления звезд поля. Однако, как показано в [43], учет самогравитации оболочек качественно изменяет полученный в [19] результат. Оболочки могут ускоряться лучевым давлением звезд поля только в том случае, когда плотность энергии излучения превышает критическое значение $U_c \approx 3.6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³, которое больше среднего значения плотности энергии излучения звезд поля в Галактике $U_{cp} \approx 7 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³ [19]. Поэтому для систем с параметрами, близкими к параметрам Галактики, этот механизм оказывается не эффективным.

В рассматриваемой модели самогравитация не сильно сказывается на динамике оболочек и проявляется лишь на заключительных этапах эволюции, когда скорости расширения становятся сравнимыми со скоростями турбулентных движений в сверхоблаке (~ 10 км/с), а радиусы превышают 1 кпк (рис. 4).

Требование малого разброса скоростей расширения оболочек в течение всего времени их эволюции накладывает существенные ограничения на эффективность инициированного звездообразования β . Чтобы скорости расширения оболочек оставались в узком интервале, соответствующем наблюдениям, параметр β должен быть меньше 10^{-2} (рис. 5), что находится в хорошем согласии с данными о низкой эффективности звездообразования в гигантских молекулярных облаках, порождающих ОВ-ассоциации [27]. С ростом β увеличивается количество энергии, поставляемой сверх-

новыми второго поколения, и оболочки разгоняются до больших скоростей. К такому же эффекту (рис. 6) приводит увеличение размеров R_c объема полости, охваченного инициированным звездообразованием. При этом размеры оболочек, соответствующие максимальным скоростям расширения, растут.

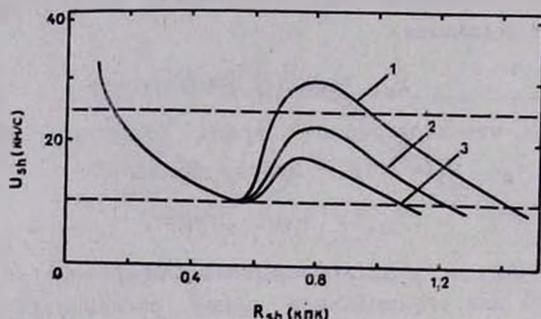


Рис. 5. Зависимость скорости расширения оболочки от радиуса при разных значениях эффективности звездообразования. 1. $\beta = 1\%$, 2. $\beta = 0.5\%$, 3. $\beta = 0.25\%$. $\rho_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$, $N = 100$, $M_1 = 7 M_\odot$, $M_2 = 10 M_\odot$, $R_c = 0.3 \text{ кпк}$.

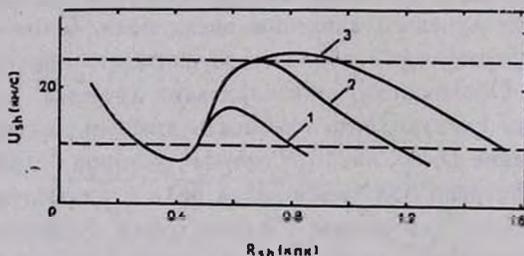


Рис. 6. Зависимость скорости расширения оболочки от радиуса при разных значениях критического радиуса R_c . 1. $R_c = 0.2 \text{ кпк}$, 2. $R_c = 0.3 \text{ кпк}$, 3. $R_c = 0.4 \text{ кпк}$. $\rho_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$, $N = 25$, $M_1 = 7 M_\odot$, $M_2 = 10 M_\odot$, $\beta = 0.5\%$.

5. Основные выводы. 1. Предложена эволюционная модель образования гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода в галактиках. Оболочки возникают в сверхоблаках на поздних этапах развития звездных комплексов, когда за счет вспышек верхних нейтральный газ начинает выметаться из центральных областей сверхоблака. Для объяснения наблюдаемых характеристик наибольших оболочек HI необходимо учитывать, что расширяющиеся оболочки могут инициировать звездообразование в холодных облачках с массой $\sim 100 M_\odot$, существующих в сверхоблаках за счет тепловой неустойчивости. В результате из таких облачков

образуются звезды с массами $\sim 10 M_{\odot}$, которые за время $\sim 10^7$ лет превращаются в сверхновые, обеспечивая дополнительный рассредоточенный по объему источник энергии для поддержания движения расширяющейся оболочки.

2. Получено уравнение, описывающее динамику сферически-симметричных оболочек с учетом эффектов стимулированного звездообразования.

3. Для получения в предложенной модели наблюдаемых скоростей расширения $10\text{--}25$ км/с и радиусов ~ 1 кпк оболочек требуется, чтобы эффективность стимулированного звездообразования не превышала 1%, что находится в хорошем согласии с данными об эффективности звездообразования в гигантских молекулярных облаках, порождающих ОВ-ассоциации.

4. Рассмотренная модель предсказывает увеличение скоростей расширения оболочек в диапазоне радиусов $0.3\text{--}0.6$ кпк. Такая же тенденция проявляется для наблюдавшихся в М 31 оболочек и, вероятно, наиболее крупных оболочек в LMC. Представляет интерес более полное изучение зависимости скоростей расширения оболочек от их размеров.

5. Процесс звездообразования, начинающийся в центре сверхоблака, на протяжении $10^7\text{--}10^8$ лет охватывает области пространства в сотни парсек. Поскольку масса расширяющейся оболочки увеличивается, начиная с некоторого расстояния $R_c \approx 0.2\text{--}0.5$ кпк, она начинает увлекать холодные облачка. Поэтому в оболочках наибольших размеров области звездообразования должны быть сосредоточены у внутреннего края или в самой оболочке. Внутри охваченной оболочкой полости должен существовать градиент возрастов звездного населения. Более молодые звезды должны располагаться на периферии полости, что и наблюдается в наиболее крупных оболочках.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

ORIGIN AND DYNAMICS OF EXPANDING NEUTRAL HYDROGEN SUPERSHELLS

I. G. KOLESNIK, S. A. SILICH

The evolutionary model of expanding supershells regulated by induced star formation is proposed. It is suggested that giant expanding shells are formed in superclouds at a late evolutionary stage of star

complexes. To understand the dynamics of the most huge supershells it is necessary to take into account that the expanding shells can trigger star formation in cold dense pre-existing cloudlets. Efficiency of induced star formation must be less than one percent to fit observational properties of supershells.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Heiles, *Astrophys. J.*, 229, 533, 1979.
2. C. Heiles, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 55, 585, 1984.
3. E. Braunsfurth, J. V. Feltzinger, *Astron. and Astrophys.*, 127, 113, 1983.
4. E. Brinks, *Astron. and Astrophys.*, 95, L1, 1981.
5. E. Brinks, E. Bajaja, *Astron. and Astrophys.*, 169, 14, 1986.
6. C. Goudis, J. Meaburn, *Astron. and Astrophys.*, 68, 189, 1978.
7. J. Meaburn, R. X. McGee, L. M. Newton, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 206, 705, 1984.
8. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, A. Laval, G. Mounet, M. Rosado, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 54, 459, 1983.
9. J. A. Graham, D. A. Lawrie, *Astrophys. J.*, 253, L73, 1982.
10. J. Meaburn, *Highlights Astron.* 6, 665, 1983.
11. И. В. Госачинский, Письма в Астрон. ж., 8, 214, 1982.
12. N. G. Bochkarev, T. A. Sitnik, *Astrophys. and Space Sci.*, 108, 237, 1985.
13. W. Cash, P. Charles, S. Bowyer, F. Walter, G. Garmire, G. Riegler, *Astrophys. J.*, 238, L71, 1980.
14. F. G. Bruhweiler, T. R. Gull, M. Kafatos, S. Sofia, *Astrophys. J.*, 238, L27, 1980.
15. R. McCray, M. Kafatos, *Astrophys. J.*, 317, 190, 1987.
16. K. Tomisaka, A. Habe, S. Ikeuchi, *Astrophys. and Space Sci.*, 78, 273, 1981.
17. G. Tenorio-Tagle, *Publ. Astron. Inst. Czech. Acad. Sci.*, 58, 168, 1983.
18. G. Tenorio-Tagle, P. Bodenheimer, M. Rozyczka, J. Franco, *Astron. and Astrophys.*, 170, 107, 1986.
19. B. G. Elmegreen, W.-H. Chiang, *Astrophys. J.*, 253, 666, 1982.
20. M. A. Dopita, D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Astrophys. J.*, 297, 599, 1985.
21. J. V. Feltzinger, A. E. Glassgold, H. Gerola, P. E. Seiden, *Astron. and Astrophys.*, 98, 371, 1981.
22. С. А. Силич, *Астрофизика*, 22, 563, 1985.
23. С. И. Блинныеков, В. С. Имшенник, В. П. Утробин; Письма в Астрон. ж., 8, 671, 1982.
24. V. P. Utrobin, *Astrophys. and Space Sci.*, 98, 115, 1984.
25. A. Coulet, L. Deharveng, Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 110, 185, 1982.
26. Ю. Н. Ефремов, Письма в Астрон. ж., 4, 125, 1978.
27. Ю. Н. Ефремов, *Итоги науки и техн. ВИНТИ*, Астрон. 27, 102, 1985.
28. B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 31, 1983.
29. B. G. Elmegreen, *Protostars and Planets II*. Univ. Arizona Press., 1985, p. 33.
30. И. Г. Колесник, *Кинемат. и физ. небесн. тел.*, 2, № 5, 3, 1986.
31. И. Г. Колесник, *Кинемат. и физ. небесн. тел.*, 3, № 6, 50, 1987.

32. *G. Tenorio-Tagle, P. Bodenheimer, H. Rozyczka, Astron. and Astrophys.*, 182, 120, 1987.
33. *Т. А. Лозинская, Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом галактики, Наука, М., 1986.*
34. *J. H. Hunter, Astrophys. J.*, 305, 309, 1986.
35. *С. А. Силич, П. И. Фомин, Препр. ИТФ АН УССР, № 84-65Р, 1984.*
36. *K. Tomisaka, S. Ikeuchi, Publ. Astron. Soc. Jap.*, 38, 697, 1986.
37. *М. -М. Mac Low, R. McCray, Astrophys. J.*, 1986 (in press).
38. *Г. С. Бисноватый-Козан, С. И. Блинников, Астрон. ж.*, 59, 876, 1982.
39. *В. П. Пасько, С. А. Силич, Кинемат. и физ. небесн. тел*, 2, № 3, 115, 1986.
40. *В. І. Hnatyk, V. A. Krol', Proc. Intern. Conf. Plasma Phys., Kiev, USSR, 1987, p. 249.*
41. *R. E. Williams, W. A. Christiansen, Astrophys. J.*, 291, 80, 1985.
42. *Д. Клейтон, в кн. «Протозвезды и планеты», ч. 1, Мир, М., 1982, стр. 18.*
43. *В. П. Пасько, С. А. Силич, Кинемат. и физ. небесн. тел*, 4, № 2, 1988.

УДК: 524.7—76

ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛАКТИК В РАДИО-, ОПТИЧЕСКОМ И ИК-ДИАПАЗОНАХ

Ю. И. ИЗОТОВ, И. Ю. ИЗОТОВА

Поступила 16 марта 1988

Принята к печати 16 июня 1988

Проведено статистическое исследование галактик Маркарьяна в оптическом, дальнем инфракрасном и радиодиапазонах. На основе ранговых коэффициентов Спирмена показано существование истинной корреляции между мощностью излучения галактик Маркарьяна на длине волны 6.3 см и их светимостью в дальнем ИК-диапазоне. Массы атомарного водорода и вириальные (полные) массы галактик лучше коррелируют с оптической светимостью. Показано, что активные ядра не оказывают заметного влияния на темпы звездообразования в сейфертовских галактиках.

1. *Введение.* В [1] было проведено статистическое исследование галактик Маркарьяна в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах. В данной работе характеристики, полученные в [1], сравниваются с результатами наблюдений галактик Маркарьяна в радиодиапазоне.

Подобные исследования для отдельных выборок из списка Маркарьяна проводились в ряде работ. В [2] обнаружена тесная корреляционная связь между радиомощностью голубых компактных галактик (BCG) на длине волны 6.3 см и их светимостью в дальнем инфракрасном диапазоне. Показано, что BCG в радиодиапазоне характеризуются более плоскими спектрами, чем спиральные галактики, поэтому значительная доля радиоизлучения голубых компактных галактик имеет тепловую природу. Была найдена слабая корреляционная связь между светимостью в ИК-диапазоне и массой атомарного водорода в BCG по наблюдениям в линии 21 см. В [2] приводятся аргументы в пользу того, что ИК-излучение в голубых компактных галактиках возникает в зонах ионизованного водорода, а не в гигантских молекулярных облаках.

Сравнение характеристик голубых компактных галактик в оптическом и радиодиапазоне на длине волны 6.3 см проведено в работе [3]. В среднем отношение светимостей в радио- и оптическом диапазонах у BCG в 10 раз выше, чем у спиральных галактик. Отмечается, что зависимость

радиосветимости VCG на $\lambda = 6.3$ см от оптической светимости L_V , отличная от зависимости для нормальных галактик, указывает на малый вклад синхротронного излучения на длине волны 6.3 см, которое в VCG генерируется при вспышках сверхновых.

В [4] проведено исследование 4 клочковатых неправильных галактик, входящих в список Маркаряна. В двух галактиках отношение радиомощности $P_{6.3}$ к инфракрасной светимости L_{FIR} значительно превосходит соответствующую величину для нормальных галактик из каталогов RC2, UGC и CGCG. У неправильных галактик, по-видимому, отсутствует ядро, поэтому нетепловое радиоизлучение генерируется преимущественно массивными звездами, тогда как нагрев пыли осуществляется как массивными звездами, так и звездами промежуточных масс. Высокое значение $P_{6.3}/L_{FIR}$ у двух из рассматриваемых в [4] галактик свидетельствует о большой скорости звездообразования, в частности, у Марк 297 она в 10 раз выше, чем в нормальных спиральных галактиках, а частота вспышек сверхновых оценивается в 1 событие за 2—3 года.

В работах [6, 7] исследуются функция радиосветимости, двумерная (радио, рентген) и трехмерная (радио, рентген, оптика) функции светимости сейфертовских галактик. Показано существование истинной корреляции между радио- и рентгеновским излучениями галактик типа Sy 1, а также определена зависимость средней радиосветимости $\bar{P}_{1.4}$ и функции радиосветимости $F (\geq P)$ от оптической светимости L_p галактик.

Сравнение характеристик отдельных галактик Маркаряна в оптическом, ИК- и радиодиапазонах проведено также в [8, 9].

В настоящей работе проводится статистическое исследование галактик всего списка Маркаряна, для которых известны радиоданные.

2. Сравнение характеристик галактик Маркаряна в оптическом, дальнем инфракрасном и радиодиапазонах. В [1] показано, что сейфертовские и H II-галактики из списка Маркаряна имеют ряд отличительных свойств в оптическом и инфракрасном диапазонах. Поэтому в данной работе сохранено разделение галактик Маркаряна на сейфертовские (IRS) и H II-галактики (IRE). Данные наблюдений в дальнем ИК-диапазоне предоставлены Центром астрономических данных Астрономического совета АН СССР, результаты наблюдений в радиоконтинууме на длинах волн 6.3 см и 20 см приведены в [2—5, 9—11], массы атомарного водорода и вириальные массы галактик по наблюдениям на длине волны 21 см—в [5, 12—23]. Данные об излучении галактик в оптическом диапазоне взяты из работ, перечисленных в [1].

На рис. 1 представлены дифференциальные функции радиосветимости сейфертовских и H II-галактик, входящих в списки Маркаряна, на длине волны 6.3 см. Функции радиосветимости построены с учетом точных зна-

чений и верхних пределов потоков в радиодиапазоне. При этом использовалась методика, разработанная в [24]. Как следует из рис. 1, сейфертовские галактики в среднем имеют в ~ 15 раз более высокую светимость, чем H II-галактики, однако диапазон изменения $P_{6.3}$ в обоих случаях велик и составляет 3 порядка величины.

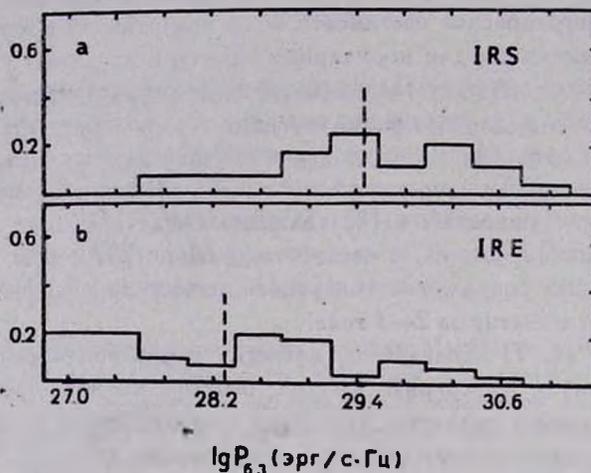
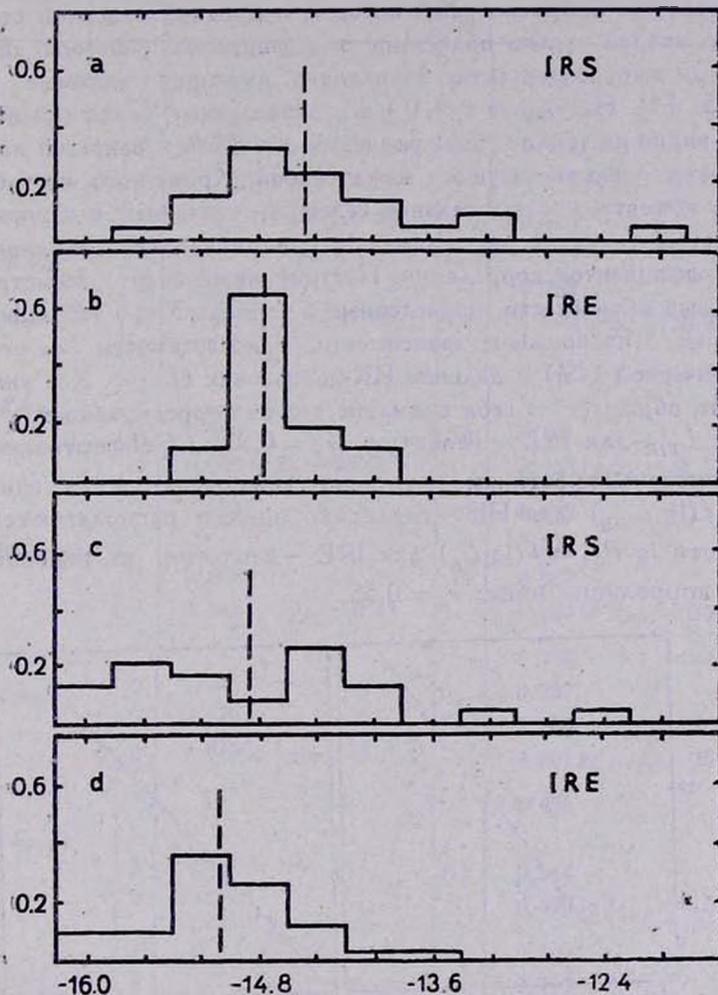


Рис. 1. Дифференциальная функция радиосветимости IRS и IRE-галактик на длине волны $\lambda = 6.3$ см.

На рис. 2 изображены распределения галактик Маркарьяна по величинам $P_{6.3}/L_{FIR}$ и $P_{6.3}/L_B$, также учитывающие вклад галактик с верхними пределами потоков на длине волны 6.3 см. Приведенные на рис. 2 распределения позволяют сделать определенные выводы о тесноте связи между L_B и $P_{6.3}$, а также L_{FIR} и $P_{6.3}$. Средние значения $P_{6.3}/L_{FIR}$ и $P_{6.3}/L_B$ для сейфертовских галактик мало отличаются от тех же величин в случае IRE-галактик. Однако разброс величин для сейфертовских галактик значительно больше, что указывает на слабую связь радиосветимости и светимостей в оптическом и инфракрасном диапазонах для IRS-галактик. С другой стороны, несмотря на большой разброс радиосветимостей IRE-галактик, значения $P_{6.3}/L_{FIR}$ для них находятся в узком диапазоне, что является прямым указанием на тесную корреляционную связь между $P_{6.3}$ и L_{FIR} . Из рис. 2 также следует, что радиосветимость IRE-галактик с оптической светимостью связана слабее, чем с инфракрасной.

В данной работе проводился поиск регрессионных зависимостей между характеристиками галактик Маркарьяна в оптическом диапазоне (оптической светимостью L_B), в дальнем ИК-диапазоне (инфракрасной светимостью L_{FIR}), светимостью L_h (горячего компонента пыли), отношением L_{FIR}/L_B и радиодиапазоне (мощностью радиоизлучения на длине волны

6.3 см $P_{6.3}$, массой атомарного водорода M_H и вириальной массой M_T . В табл. 1 в строках 3 и 4 приведены коэффициенты линейной корреляции r и уравнения регрессии для зависимостей с $r > 0.5$, по крайней мере, для одного класса объектов. Здесь n — количество галактик, по которым на-



$$\lg(P_{6.3}/L_{FIR}), \lg(P_{6.3}/L_B)$$

Рис. 2. Гистограммы распределения галактик Маркаряна по

$$\frac{P_{6.3}}{L_{FIR}} \text{ (a, b) и } \frac{P_{6.3}}{L_B} \text{ (c, d)}.$$

ходились корреляционные связи, при этом выбирались лишь галактики с надежными измерениями потоков на длинах волн 60 и 100 мкм, 6.3 см и в

линии 21 см. Однако, как отмечалось в [7], определенные таким образом корреляционные связи могут быть подвержены эффектам селекции. Для выявления истинных корреляционных связей и выяснения вопроса о том, в какой степени коэффициенты линейной корреляции отражают реальные зависимости, для тех же выборок были рассчитаны коэффициенты ранговой корреляции Спирмена [25], которые приведены в первой строке таблицы. Во второй строке приведены коэффициенты ранговой корреляции для полных выборок галактик Маркаряна, имеющих видимые величины $m \leq 13^m5$ [1]. На уровне $q = 0.1$ все приведенные коэффициенты значимы. Как видно из табл. 1, коэффициенты линейной и ранговой корреляции достаточно хорошо согласуются между собой. Кроме того, из табл. 1 следует, что эффекты наблюдательной селекции, связанные с неполнотой выборок слабых галактик, не оказывают принципиального влияния на значение коэффициентов корреляции. Поэтому ниже будут рассмотрены корреляционные зависимости, приведенные в строках 3 и 4 таблицы.

На рис. 3 изображены зависимости радиосветимости $P_{6.3}$ от светимости в оптическом (L_B) и дальнем ИК-диапазонах (L_{FIR}). Как уже отмечалось выше, обращает на себя внимание тесная корреляционная связь между $P_{6.3}$ и L_{FIR} для IRE — галактик ($r_c = 0.93$). Сейфертовские галактики (помечены крестиками) хорошо укладываются на зависимость $\lg P_{6.3} = f(\lg L_{FIR})$ для III — галактик, однако располагаются правее зависимости $\lg P_{6.3} = f(\lg L_B)$ для IRE — галактик, их ранговый коэффициент корреляции ниже: $r_c = 0.55$.

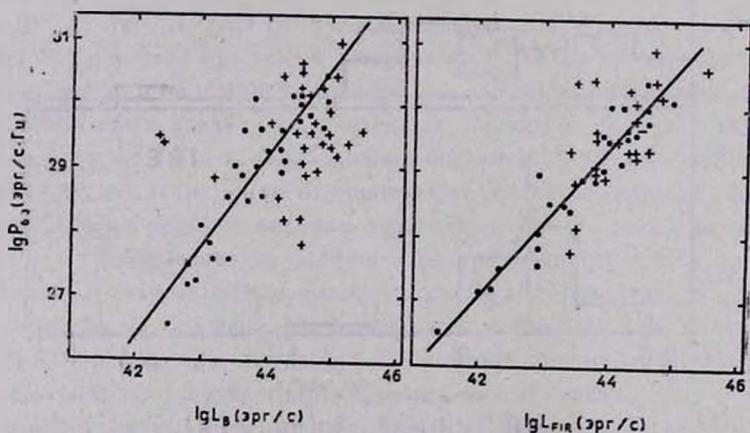


Рис. 3. Зависимость мощности радиоизлучения $P_{6.3}$ галактик Маркаряна $\lambda = 6.3$ см волны $\lambda = 6.3$ см от оптической L_B и инфракрасной L_{FIR} светимостей. Крестиками обозначены галактики Сейфорта, точками — H II-галактики. Сплошными линиями проведены уравнения регрессии для H II-галактик.

Тесная корреляционная связь между $P_{6.3}$ и L_{FIR} показывает, что инфракрасное и радиоизлучение возникают в одних и тех же местах галак-

Таблица 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ И УРАВНЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Зависимость	Тип галактик				
	IRS		IRE		
	r	N	r	N	
$\lg P_{6.3} = f(\lg L_B)$	1		0.871	25	
	2		0.969	14	
	3	0.254	28	0.891	25
	4			$1.390 \lg L_B - 31.72$	
$\lg M_H = f(\lg L_B)$	1		0.685	49	
	2		0.739	20	
	3	0.673	28	0.753	49
	4	$1.075 \lg L_B - 37.72$		$1.092 \lg L_B - 38.41$	
$\lg M_T = f(\lg L_B)$	1		0.635	32	
	2		0.691	13	
	3	0.750	16	0.701	32
	4	$0.908 \lg L_B - 28.95$		$0.958 \lg L_B - 31.1$	
$\lg P_{6.3} = f(\lg L_{FIR})$	1	0.552	24	0.933	24
	2			0.978	14
	3	0.589	24	0.957	24
	4	$0.863 \lg L_{FIR} - 8.43$		$1.130 \lg L_{FIR} - 20.29$	
$\lg M_H = f(\lg L_{FIR})$	1		0.588	44	
	2		0.737	20	
	3	0.571	21	0.700	44
	4	$0.826 \lg L_{FIR} - 26.31$		$0.801 \lg L_{FIR} - 25.57$	
$\lg M_T = f(\lg L_{FIR})$	1		0.496	33	
	2				
	3	0.364	12	0.544	31
	4			$0.520 \lg L_{FIR} - 11.87$	
$\lg P_{6.3} = f\left(\lg \frac{L_{FIR}}{L_B}\right)$	1		0.600	24	
	2		0.793	14	
	3	0.278	24	0.747	24
	4			$2.066 \lg \left(\frac{L_{FIR}}{L_B}\right) + 29.01$	
$\lg P_{6.3} = f(\lg L_h)$	1	0.614	25	0.956	17
	2			0.965	12
	3	0.733	25	0.962	17
	4	$1.503 \lg L_h - 37.23$		$1.121 \lg L_h - 23.91$	

тик Маркаряна. Оптические светимости L_B и $P_{6.3}$ в IRE-галактиках связаны несколько слабее ($r_c = 0.87$), а для сейфертовских галактик корреляционная связь отсутствует ($r_c = 0.30$).

В работе [26] в качестве величины, характеризующей скорость звездообразования в галактике, используется отношение светимости в дальнем ИК-диапазоне к оптической светимости L_{FIR}/L_B .

На рис. 4 представлены зависимости радиомощности $P_{6.3}$ от избытка инфракрасного излучения L_{FIR}/L_B для сейфертовских и Н II-галактик. Обнаружена довольно тесная корреляционная связь между $\lg P_{6.3}$ и $\lg(L_{FIR}/L_B)$ ($r_c = 0.75$) для Н II-галактик, показывающая, что с увеличением L_{FIR}/L_B , а, следовательно, и темпа звездообразования в галактике, растет светимость галактики в радиодиапазоне. Зависимость $P_{6.3}$ от L_{FIR}/L_B свидетельствует о том, что радиоизлучение в IRE-галактиках возникает в областях звездообразования.

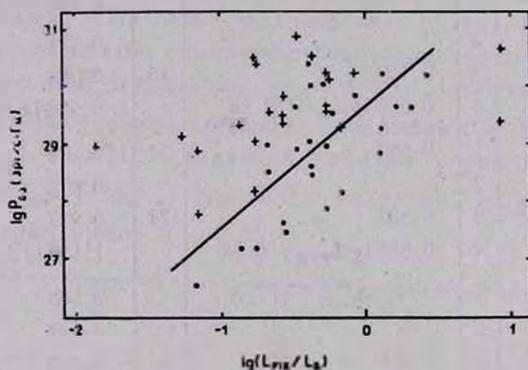


Рис. 4. Зависимость мощности радиоизлучения $P_{6.3}$ галактик Маркаряна $\lambda = 6.3$ см от инфракрасного избытка L_{FIR}/L_B . Обозначения те же, что и на рис. 3.

В случае сейфертовских галактик корреляционная связь между $P_{6.3}$ и L_{FIR}/L_B не обнаружена ($r_c = 0.30$). В галактиках Сейферта температура пыли выше, чем в Н II-галактиках [1], что указывает на высокую активность звездообразования в них. Отсутствие зависимости между $P_{6.3}$ и L_{FIR}/L_B для IRS-галактик возможно объясняется тем, что активные ядра галактик Сейферта не дают заметного вклада в излучение в дальнем инфракрасном диапазоне [27], однако их светимость в оптическом диапазоне сравнима со светимостью галактики. Поэтому галактики Сейферта на диаграмме $\lg P_{6.3} - \lg(L_{FIR}/L_B)$ находятся систематически выше Н II-галактик.

Для Н II-галактик зависимость $P_{6.3}$ от L_B (рис. 3) более крутая, чем для нормальных галактик, где $P_{6.3} \sim L_B^{0.94}$ [3, 28]. Следовательно, темп звездообразования в Н II-галактиках увеличивается с ростом светимости

в оптическом диапазоне. Такой же вывод следует из зависимости $P_{6.3}$ от L_{FIR}/L_B (рис. 4), поскольку для IRE-галактик величина L_{FIR}/L_B увеличивается с ростом L_B [1].

Отметим также, что в IRE-галактиках зависимость $P_{6.3} \sim L_{FIR}^{1.13}$ более крутая, чем для спиральных галактик [28] и совпадает с зависимостью для голубых компактных галактик [2], тогда как зависимость $P_{6.3} \sim L_B^{1.39}$ значительно отличается от зависимости $P_{6.3} \sim L_B^{0.72}$ для VCG [3].

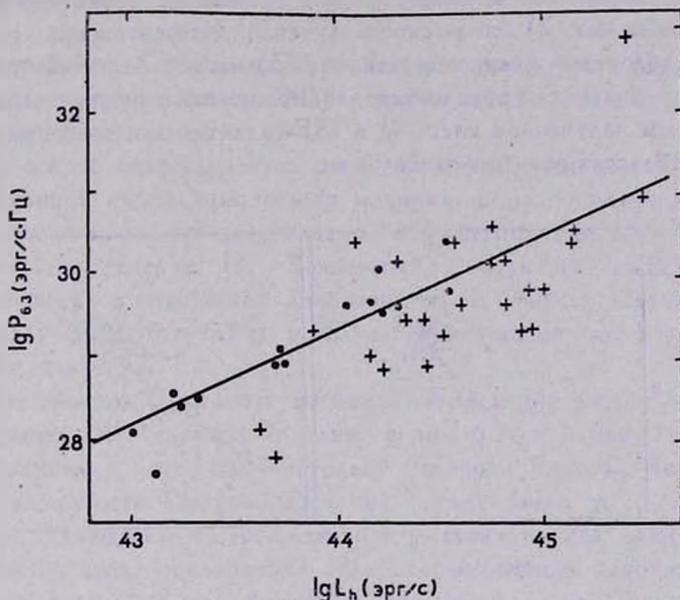


Рис. 5. Зависимость разносветимости галактик $P_{6.3}$ от светимости L_h горячего компонента пыли. Обозначения те же, что и на рис. 3.

В работе [29] показано, что значительный вклад в излучение сейфертовских галактик в дальнем ИК-диапазоне дает пыль, нагретая до температуры $\sim 10^2$ К. Выясним, связано ли излучение горячего компонента пыли с областями звездообразования, или это результат активности ядер. Для этого примем, что излучение в дальнем ИК-диапазоне (12—100 мкм) обусловлено присутствием в галактике двухкомпонентной пыли—«горячей» с $T_d \sim 100$ —200 К и «холодной» с $T_d \sim 30$ —50 К. На рис. 5 представлены зависимости радиосветимости $P_{6.3}$ от светимости «горячего» компонента L_h для галактик с измеренными плотностями потоков на длинах волн 12 и 25 мкм. Так же, как и в случае зависимости $P_{6.3}$ от L_{FIR} , характеризующей излучение «холодного» компонента (рис. 3), наблюдается тесная корреляционная связь ($r_c = 0.96$) между $P_{6.3}$ и L_h для IRE-галактик,

подтверждающая вывод о том, что в III-галактиках Маркаряна инфракрасное и радиоизлучение возникают в областях звездообразования. Для сейфертовских галактик корреляционная связь между $P_{\nu.3}$ и L_h существенно слабее ($r_c = 0.61$), а сами IRS-галактики на рис. 5 располагаются систематически ниже IRE-галактик. Это, наряду с тем фактом, что IRS-галактики хорошо укладываются на зависимость $\lg P_{\nu.3} - \lg L_{FIR}$ для IRE-галактик (рис. 3) и полным отсутствием корреляции между $P_{\nu.3}$ и L_B , позволяет сделать следующие выводы:

1) радиоизлучение в сейфертовских галактиках возникает в областях звездообразования; 2) оптическое излучение сейфертовских галактик не связано с областями звездообразования; 3) нагрев «горячей» пыли в сейфертовских галактиках обусловлен как молодыми горячими звездами, так и нетепловым излучением ядер; 4) в IRE-галактиках нагрев пыли осуществляется в областях звездообразования.

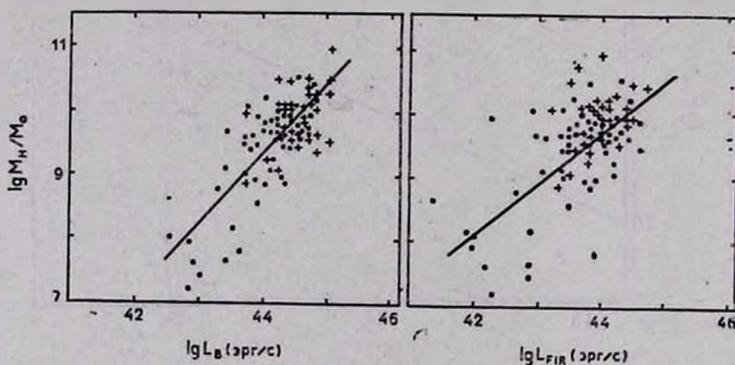


Рис. 6. Зависимость массы атомарного водорода в галактиках Маркаряна от оптической светимости. Обозначения те же, что и на рис. 3.

На рис. 6 представлены зависимости массы атомарного водорода M_H в галактиках Маркаряна, полученной по наблюдениям в линии 21 см, от светимости в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах. В отличие от $P_{\nu.3}$ масса газа M_H в галактиках IRE несколько лучше коррелирует со светимостью в оптическом диапазоне, а у сейфертовских галактик наоборот. Сейфертовские галактики хорошо укладываются на зависимость

$\lg \frac{M_H}{M_\odot} = f(\lg L_B)$ для III-галактик, однако располагаются выше зави-

симости $\lg \frac{M_H}{M_\odot} = f(\lg L_{FIR})$ и степень корреляции у них существенно ниже.

Сравним зависимости вириальной (полной) массы галактик Маркаряна M_T от L_B и L_{FIR} (таб. 1).

Так же, как и в случае зависимости массы газа M_H от L_B и L_{FIR} , корреляционная связь между полной массой IRE-галактик M_T и их светимостями в оптическом диапазоне более тесная, чем связь между M_T и L_{FIR} . Зависимости, изображенные на рис. 6, и отсутствие корреляционной связи между M_H , M_T и L_{FIR}/L_B показывают, что полная масса галактики M_T и масса газа M_H не являются основными факторами, влияющими на темп звездообразования в ней.

3. *Заключение.* Сформулируем основные результаты сравнительного анализа характеристик галактик Маркаряна в оптическом, дальнем инфракрасном и радиодиапазонах.

1) На основе коэффициентов ранговой корреляции показано существование истинной корреляции между мощностью радиоизлучения IRE-галактик на длине волны 6.3 см, инфракрасной светимостью L_{FIR} и светимостью горячего компонента L_h . Зависимость мощности радиоизлучения $P_{6.3}$ от светимости в оптическом диапазоне более слабая. Сделан вывод, что радиоизлучение с $\lambda = 6.3$ см и ИК-излучение возникают в одних и тех же областях галактик.

2) Показано существование истинной корреляции между мощностью радиоизлучения IRE-галактик на длине волны 6.3 см и избытком инфракрасного излучения L_{FIR}/L_B . Поскольку величина L_{FIR}/L_B является индикатором активности звездообразования в галактиках, то обнаруженная зависимость показывает, что непрерывное радиоизлучение может возникать в областях звездообразования. Наиболее вероятный источник излучения на длине волны 6.3 см — вспышки сверхновых звезд. Отсутствие связи между $P_{6.3}$ и L_{FIR}/L_B для сейфертовских галактик объясняется тем, что активные ядра не оказывают значительного влияния на светимость в дальнем ИК-диапазоне, но сравнимы со светимостью галактики в оптическом диапазоне. Этот вывод находится в согласии с результатами, полученными в [27] и [1].

3) В сейфертовских галактиках радиоизлучение на длине 6.3 см, так же, как и в IRE-галактиках, возникает в областях звездообразования, тогда как оптическое излучение IRS-галактики не связано с процессами звездообразования.

4) Нагрев «горячей» пыли в сейфертовских галактиках обусловлен как молодыми горячими звездами, так и в значительной степени нетепловым излучением активных ядер, что подтверждает вывод, сделанный в [29].

5) Для IRE-галактик мощность радиоизлучения на длине волны 6.3 см, $P_{6.3} \sim L_{FIR}^{1.13}$, совпадает с зависимостью для голубых компактных

галактик. Более крутая, чем линейная, зависимость указывает на увеличение скорости звездообразования с ростом инфракрасной светимости L_{FIR} .

6) Масса газа M_H и вириальная масса галактик M_T для IRE-галактик несколько лучше коррелируют с оптической светимостью L_B , чем со светимостью в дальнем ИК-диапазоне. Для IRS-галактик эта корреляция слабая. Отсутствие зависимости массы газа M_H и вириальной массы галактики M_T от избытка инфракрасного излучения L_{FIR}/L_B показывает, что темп звездообразования в галактике не зависит от M_H и M_T .

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР
Киевский государственный
университет

STUDY OF THE FAR INFRARED EMISSION OF MARKARIAN GALAXIES. II. COMPARISON OF THE GALAXY CHARACTERISTICS IN RADIO, OPTICAL AND FAR INFRARED RANGES

YU. I. IZOTOV, I. YU. IZOTOVA

The statistic study of Markarian galaxies in the optical, radio and far infrared ranges is carried out. The existence of true correlation between 6.3 cm radio emission and far infrared luminosity of the Markarian galaxies has been shown on the basis of the rank correlation coefficients. The atomic hydrogen masses and virial masses of the galaxies have closer correlation with optical luminosities. It has been shown that active nuclei of Seyfert galaxies do not appreciably influence the star formation rate.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Изотов, И. Ю. Изотова, *Астрофизика*, 30, 34, 1989.
2. D. Kanth, F. Serve, Paris Inst. Astrophys., Prepr. № 114, 1985.
3. U. Klein, R. Wislebinski, T. X. Thuan, *Astrophys. J.*, 141, 241, 1984.
4. U. Klein, J. Heidmann, R. Wislebinski, E. Wanderlich, *Astron. and Astrophys.*, 154, 373, 1986.
5. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Texas, 1976.
6. Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 18, 580, 1982.
7. Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 26, 301, 1987.
8. H. Karoji, M. Dennefeld, N. Uklita, *Astron. and Astrophys.*, 155, L3, 1986.

9. C. G. Wynn-Williams, E. E. Becklin, *Astrophys. J.*, 308, 620, 1986.
10. J. M. Mazzarella, V. A. Balzano, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 751, 1986.
11. A. S. Wilson, E. J. Meurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 50, 217, 1984.
12. J. H. Blegung, P. Biermann, *Astron. J.*, 88, 161, 1983.
13. P. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, *Astron. and Astrophys.*, 75, 19, 1979.
14. G. D. Botham, J. M. Heckman, R. A. Schommer, B. Balick, *Astron. J.*, 89, 1293, 1984.
15. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, J. Heidman, *Astron. and Astrophys.*, 22, 281, 1973.
16. J. R. Fisher, R. B. Tully, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 47, 139, 1981.
17. M. P. Haynes, R. Giovanelli, *Astron. J.*, 89, 758, 1984.
18. T. M. Heckman, B. Balick, W. T. Sullivan III, *Astrophys. J.*, 224, 745, 1978.
19. W. K. Huchtmeier, O. G. Richter, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 63, 323, 1986.
20. I. F. Mirabel, A. S. Wilson, *Astrophys. J.*, 277, 92, 1984.
21. S. E. Schneider, G. Helou, E. E. Salpeter, Y. Terzian, *Astron. J.*, 92, 742, 1986.
22. J. B. Hutchings, A. C. Gower, R. Price, *Astron. J.*, 92, 6, 1987.
23. J. M. Jackson, A. H. Barrett, J. T. Armstrong, P. T. P. Ho, *Astron. J.*, 93, 531, 1987.
24. Y. Avni, A. Soltan, H. Tananbaum, G. Zamorant, *Astrophys. J.*, 238, 800, 1980.
25. М. Дж. Кендалл, А. Стьюарт, Статистические выводы и связи, Наука, М., 1973.
26. T. de Jong, P. E. Clegg, B. T. Soifer, M. Rowan-Robinson, H. J. Habing, J. R. Houck, H. H. Aumann, E. Ratmond, *Astrophys. J.*, 278, L67, 1984.
27. J. M. R. Espinosa, R. J. Rudy, B. Jones, *Astrophys. J.*, 309, 76, 1986.
28. T. de Jong, U. Klein, R. Wislebinski, E. Wunderlich, *Astron. and Astrophys.*, 147, L6, 1985.
29. M. H. K. deGrijp, G. K. Miley, J. Lub, T. de Jong, *Nature*, 314, 240, 1985.

УДК: 524.7—76

ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА КАК ИСТОЧНИКИ ДАЛЕКОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Р. А. КАНДАЛЯН, А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 25 февраля 1988

Принята к печати 28 апреля 1988

Создана выборка 235 галактик Маркаряна с тепловым спектром излучения. 173 из них оказались источниками *FIR*-излучения. Из сопоставления *FIR* и оптических свойств этих галактик сделаны следующие выводы: 1) УФ-галактики превосходят нормальные по избытку и цветовой температуре *FIR*, что является результатом высокого темпа звездообразования в них (ТЭО). 2) Ранние спиральные галактики с перемычкой чаще являются источниками *FIR*, чем спирали без перемычки. 3) E—SO/a-галактики Маркаряна по частоте встречаемости *FIR*-излучения и по *FIR*-свойствам не отличаются от других УФ-галактик. 4) В иррегулярных и компактных УФ-галактиках нагрев пыли производится более горячими молодыми звездами. 5) У спиралей в *FIR*-области излучает вся галактика. Если у ранних спиралей с перемычкой последняя является основным местом концентрации ранних звезд и пыли, то у поздних — их распределение более равномерно.

1. *Введение.* В ходе первого Бюраканского спектрального обзора неба было обнаружено 1500 внегалактических объектов с сильным УФ-континуумом [1—3]. Более 80% из них оказались галактиками с сильным УФ-континуумом тепловой природы, обусловленным излучением горячих голубых звезд (см., например, [4]). В настоящее время часть из них считается объектами типа H II-областей [5], галактиками со вспышкой звездообразования в их ядерных областях [6], лайнерами [7]. Наблюдательные данные свидетельствуют о протекании бурных процессов звездообразования в этих галактиках.

Если предположить, что в галактиках инфракрасное излучение имеет тепловую природу (переизлучение УФ-излучения звезд частицами пыли в инфракрасный диапазон, см., например, [8]), то наблюдаемое сильное инфракрасное излучение, аналогично ультрафиолетовому, является проявлением бурного процесса звездообразования в них.

До недавнего времени для подавляющего большинства галактик Маркаряна наблюдения в далекой инфракрасной области спектра (*FIR*) отсутствовали. Благодаря инфракрасному астрономическому спутнику (IRAS) в настоящее время такие наблюдения имеются.

В настоящей работе проводится сопоставление инфракрасных и оптических свойств галактик Маркаряна, в первую очередь спиральных галактик, с тепловым спектром излучения.

2. *Выборка галактик.* С целью многостороннего и корректного исследования инфракрасных и оптических свойств галактик Маркаряна из общего обзора (1500) нами отобраны объекты, удовлетворяющие следующим критериям:

а) Они входят в область обзора IRAS и одновременно являются объектами Уппсальского генерального каталога галактик (UGC) [9].

б) Не классифицированы как сейфертовская галактика, квазар или лацертида.

в) Не являются членами взаимодействующих систем галактик и не обладают сложной ядерной структурой (многоядерные галактики).

Кратко рассмотрим суть каждого критерия.

а) IRAS в течение приблизительно 10 месяцев охватил наблюдениями около 96% неба. Причем большой участок неба — многократно. Галактики и квазары, отождествленные как источники далекого инфракрасного излучения, каталогизированы в работе [10]. Этот каталог создан на основе полного списка точечных источников IRAS [11].

Как отмечено в [10], лишь 54 из 1500 галактик Маркаряна не вошли в поле обзора IRAS.

Как известно, каталог UGC составлен на основе учета размеров больших осей галактик, а не их светимостей. Каталог считается статистически полным для объектов с предельным диаметром 1.0 на голубых Паломарских картах (ПА) [12]. Он также содержит все галактики ярче 14.^m5, независимо от их диаметров.

Согласно [13], наблюдаемое *FIR*-излучение галактики является функцией от наклона галактики к лучу зрения. С другой стороны, существует определенная корреляция между *FIR*-излучением и морфологическим типом галактики [14]. С целью более корректного учета этих факторов и был использован каталог UGC.

б) Невключение в нашу выборку активных галактик продиктовано двумя причинами. Во-первых, аналогичные исследования по выборке активных галактик проведены уже в нескольких работах (см., например, [15]). Во-вторых, природа источника *FIR*-излучения в этих объектах еще не полностью ясна [16, 17], и их совместное с другими галактиками рассмотрение затруднило бы дальнейшую интерпретацию полученных результатов.

в) Оптическое отождествление источников IRAS показало, что среди внегалактических источников *FIR*-излучения доля взаимодействующих

объектов и галактик со сложной ядерной структурой намного выше, чем среди других типов галактик [18]. Среди таких объектов немало маркарьяновских галактик (Марк 171, 273 и др.).

Взаимодействующие галактики и галактики со сложной ядерной структурой трудно морфологически классифицировать, что имеет важное значение для настоящей работы. Кроме того, их инфракрасные свойства хорошо исследованы (см., например, [19]). Исходя из этого, мы решили не включать в нашу выборку все те УФ-галактики, которые в UGC описаны как двойная или тройная система или, по нашим данным, являются таковыми, а также имеют многоядерную структуру [20, 21].

В итоге, отобранная нами выборка содержит 235 галактик Маркарьяна.

3. *Рассмотренные параметры.* Отобранная нами общая выборка разделена на подвыборки по морфологическим типам галактик.

Морфологический тип большинства объектов заимствован из каталога UGC. На основе крупномасштабных снимков галактик Маркарьяна, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, а также по аналогичным данным других авторов (в основном, согласно работе [4]) сделаны исправления и добавления к морфологической классификации исследуемых галактик.

Нами определялся морфологический тип тех галактик, которые в [9] описаны как компактные или S, без детальной классификации, или вообще не были классифицированы. Исправлялись также грубые несоответствия. Например, Марк 905 в [9] классифицирована как объект типа S0, а, согласно снимкам 2.6-м телескопа, это классическая SBb-галактика.

В настоящей работе сравниваются оптические и FIR-светимости галактик Маркарьяна. Оптические светимости вычислены на основе фотографических видимых звездных величин Цвикки (m_p), взятых из каталога UGC.

Вычисления FIR-светимостей основаны на оценках инфракрасных потоков, от 42.5 до 122.5 мкм с центром на 82.5 мкм [10]. При вычислении светимостей галактик использованы лучевые скорости, взятые из каталога [22]. Они исправлены за движение Солнца вокруг Галактики. Для постоянной Хаббла принималось значение $H_0 = 75$ км/с Мпк. Для всех FIR-источников вычислено отношение FIR-светимости к оптической. По данным работы [10] для них определены также отношения плотностей потоков на 100 мкм и 60 мкм, так называемый инфракрасный цвет.

С целью исследования влияния наклона галактики на ее инфракрасное и оптическое излучения, вычислены отношения размеров большой оси на малую.

Все числовые параметры приведены в логарифмической форме.

4. *Результаты.* Сопоставление нашей выборки галактик Маркаряна с каталогом внегалактических источников IRAS [10] показало, что из 235 объектов 173 (около 74%) являются источниками *FIR*-излучения.

Галактики общей выборки по морфологическому типу разделены на группы, содержащие соответственно: а) эллиптические и линзовидные галактики (E—S0/a); б) ранние спирали с перемычкой (SBa—RBbc); в) ранние спирали без перемычки (SAa—SAbc); г) поздние спирали с перемычкой (SBc—SBm); д) поздние спирали без перемычки (SAc—SAm); е) иррегулярные и пекулярные галактики (Irr—Pec); ж) компактные галактики (комп.); з) галактики без определенного морфологического типа.

В табл. 1 для каждой упомянутой группы приведены: общее число галактик в группе; число источников *FIR*-излучения; частота встречаемости галактик и частота встречаемости источников *FIR*-излучения в каждой группе.

Таблица 1

ОБЩЕЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК И ИСТОЧНИКОВ *FIR*

Морфологический тип	Общее число галактик	Число источников <i>FIR</i>	Относительная доля галактик данного типа в выборке	Относительная доля источников <i>FIR</i> в выборке
E — S0/a	49	29	0.208±0.030	0.123±0.023
SAa — SAbc	30	17	0.128±0.023	0.072±0.017
SBa — SBbc	45	41	0.191±0.028	0.174±0.027
SAc — SAm	24	19	0.102±0.021	0.081±0.018
SBc — SBm	41	34	0.174±0.027	0.145±0.025
Irr + Pec	28	20	0.119±0.022	0.085±0.019
Комп.	8	7	0.034±0.012	0.030±0.011
Без классиф.	10	6	0.042±0.013	0.025±0.010

Распределение галактик по основным морфологическим типам (табл. 1) хорошо совпадает с аналогичным распределением ярких ($13^m_0 \leq m_p \leq 14^m_0$) галактик Маркаряна [23]. [23].

Сравнивая частоты встречаемости источников *FIR*-излучения среди линзовидных галактик, ранних и поздних спиралей, иррегулярных галактик и компактных объектов, с учетом частот встречаемости галактик этих типов в общей выборке, получаем, что существенной является только разница частот встречаемости источников *FIR* в ранних спиралях с перемычкой и без нее (уровень достоверности — 95%). Таким образом, ранние спирали с перемычкой чаще являются источниками инфракрасного излучения, чем галактики без перемычки.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА, ЯВЛЯЮЩИХСЯ ИСТОЧНИКОМ FIR

Морфологический тип	r (Мпк)	$\lg L_B/L_\odot$	$\lg D/d$	$\lg L_{FIR}/L_\odot$	$\lg L_{FIR}/L_B$	$\lg S_{100}/S_{20}$
E-S0/a	70 \pm 9 (29)	9.88 \pm 0.13 (29)	0.16 \pm 0.03 (25)	10.22 \pm 0.18 (22)	0.26 \pm 0.06 (22)	0.24 \pm 0.02 (22)
SAa-SAbc	57 \pm 11 (16)	9.97 \pm 0.15 (16)	0.20 \pm 0.05 (16)	10.04 \pm 0.17 (15)	0.11 \pm 0.08 (15)	0.28 \pm 0.04 (15)
SBa-SBbc	69 \pm 9 (41)	10.19 \pm 0.07 (41)	0.15 \pm 0.02 (41)	10.27 \pm 0.08 (39)	0.15 \pm 0.04 (39)	0.28 \pm 0.02 (39)
SAc-SAm	60 \pm 8 (19)	10.07 \pm 0.12 (19)	0.23 \pm 0.05 (19)	10.33 \pm 0.16 (19)	0.26 \pm 0.06 (19)	0.28 \pm 0.02 (19)
SBc-SBm	52 \pm 4 (34)	9.98 \pm 0.09 (34)	0.20 \pm 0.03 (34)	10.15 \pm 0.10 (34)	0.17 \pm 0.04 (34)	0.31 \pm 0.01 (34)
Irr+Pec	48 \pm 8 (20)	9.94 \pm 0.12 (20)	0.18 \pm 0.03 (18)	10.25 \pm 0.15 (17)	0.22 \pm 0.07 (17)	0.20 \pm 0.03 (17)
Комп.	56 \pm 12 (7)	9.86 \pm 0.20 (7)	0.07 \pm 0.03 (7)	10.01 \pm 0.20 (6)	0.16 \pm 0.11 (6)	0.18 \pm 0.04 (6)
Без классиф.	56 \pm 16 (6)	9.82 \pm 0.24 (6)	0.17 \pm 0.07 (6)	9.79 \pm 0.57 (5)	-0.06 \pm 0.16 (5)	0.27 \pm 0.04 (5)

В табл. 2, 3 приведены средние значения и стандартные отклонения некоторых параметров галактик с далеким инфракрасным излучением и без заметного далекого инфракрасного излучения соответственно. В скобках указано число галактик, по которому определялось среднее значение данного параметра.

Таблица 3

СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА, НЕ ЯВЛЯЮЩИХСЯ ИСТОЧНИКАМИ FIR

Морфологический тип	r (Мпк)	$\lg L_B/L_\odot$	$\lg D/d$
E—S0/a	59±8 (20)	9.86±0.12 (20)	0.11±0.02 (20)
SAa—SAbc	68±7 (10)	10.03±0.09 (10)	0.30±0.07 (13)
SBa—SBbc	83±16 (4)	10.13±0.10 (4)	0.09±0.06 (4)
SAc—SAm	51±19 (5)	9.33±0.27 (5)	0.41±0.12 (5)
SBc—SBm	63±24 (7)	9.39±0.44 (7)	0.22±0.06 (7)
Irr+Pec	35±12 (7)	8.96±0.36 (7)	0.22±0.09 (8)
Комп.	95 (1)	10.42 (1)	0.26 (1)
Без классиф.	46±15 (4)	9.62±0.41 (4)	0.07±0.02 (4)

На основе данных, приведенных в табл. 2 и 3, проведем сравнение средних значений рассмотренных параметров объектов как между различными морфологическими группами для источников FIR-излучения (табл. 2), так и между одинаковыми группами, содержащими FIR-источники и без них. Как и раньше, будем считать, что разница между двумя средними значениями существенная, если уровень достоверности выше, чем 95%. Следует отметить, что при сравнении средних значений параметров учитывалась неодинаковость числа галактик в отдельных группах.

Сопоставление данных табл. 2, 3 выявляет только следующие существенные различия: 1. Галактики SBa—SBbc, имеющие инфракрасное излучение, в оптических лучах ($\lg L_B$) в среднем более яркие, чем галактики E—S0/a. 2. Оптическая светимость иррегулярных и пекулярных галактик с инфракрасным излучением превосходит таковую для галактик без инфракрасного излучения. 3. Инфракрасный спектральный индекс ($\lg S_{100}/S_{60}$) для иррегулярных и компактных галактик значительно меньше, чем спектральный индекс поздних, а также SBa—SBbc спиралей. Кроме того, спектральный индекс SBc—SBm галактик значительно больше, чем у линзовидных.

Для линзовидных, ранних и поздних спиралей с перемычкой и без нее, а также иррегулярных галактик рассмотрен вопрос о возможной ре-

альности линейных зависимостей типов: $\lg L_B = f(\lg S_{100}/S_{60})$, $\lg L_{FIR} = f(\lg D/d)$, $\lg L_{FIR} = f(\lg S_{100}/S_{60})$, $\lg L_{FIR}/L_D = f(\lg D/d)$, $\lg L_{FIR}/L_B = f(\lg S_{100}/S_{60})$.

Из всех рассмотренных связей реальными оказались следующие.

Для спиральных галактик ранних морфологических типов избыток инфракрасного излучения отрицательно коррелирует с инфракрасным цветом $\lg S_{100}/S_{60}$:

$$\lg L_{FIR}/L_B = -0.98 \lg S_{100}/S_{60} + 0.42, \quad (r = -0.43 \pm 0.26, \quad N = 57),$$

что является следствием существования аналогичной зависимости для ранних спиральных галактик с перемычкой.

Такая же тенденция наблюдается и для поздних спиральных галактик,

$$\lg L_{FIR}/L_B = -1.24 \lg S_{100}/S_{60} + 0.57, \quad (r = -0.45 \pm 0.27, \quad N = 53).$$

Только в этом случае галактики с перемычкой и без нее участвуют в этой зависимости примерно с одинаковым весом.

5. *Дискуссия.* Из 1446 галактик Маркаряна, наблюдаемых IRAS, 635 (~ 44%) оказались источниками далекого инфракрасного излучения [10]. Согласно настоящей выборке процент источников *FIR* около 74%. Такая разница по частоте встречаемости источников *FIR* для галактик Маркаряна, входящих в каталог Нильсона, и общей выборки объектов с УФ-избытком, по всей вероятности, в основном обусловлена тем, что характерное среднее расстояние для галактик нашей выборки (58 ± 12 Мпк) значительно меньше, чем таковое для общей выборки галактик Маркаряна (90 ± 9 Мпк) [22].

По нашим данным 59% E—S0/a галактик Маркаряна являются источниками *FIR*-излучения. Это более чем в 5 раз превышает данные для рассмотренных в [14] E—S0 галактик Шепли-Эймс (из 54 E—S0 галактик только 6 (11%) являются источниками *FIR*) и более 2-х раз, для ярких ($B_T < 12^m5$) E—S0 галактик скопления Дева (из 32 E—S0 галактик 9 (28%) являются источниками *FIR*) [24]. На это обстоятельство впервые обращено внимание в работе [22].

Как видно из данных табл. 2, по инфракрасному избытку и светимости галактики E—S0/a не отличаются от маркаряновских галактик других морфологических типов. С другой стороны, так как инфракрасное излучение у этих галактик, в основном, имеет тепловую природу [25], то можно предположить, что повышенная инфракрасная светимость таких объектов определяется наличием повышенного темпа звездообразования, звездного состава и содержанием пыли безотносительно к морфологическому типу. При этом очень важно, что во всех морфологических группах,

как для источников с инфракрасным излучением, так и без него, наклон галактик к лучу зрения в среднем одинаков. На повышенный ТЭО в этих галактиках указывают также наличие мощного УФ-континуума и сильных эмиссионных линий в их спектрах.

В качестве показателя ТЭО можно принимать как избыток инфракрасного излучения $\lg L_{FIR}/L_B$, так и цветовую температуру $\lg S_{100}/S_{60}$. Далекое инфракрасное излучение галактик умеренной активности хорошо представляется двухкомпонентным тепловым излучением пыли с цветовыми температурами 30 К и 80 К [25, 26]. Излучение холодного компонента обусловлено переизлучением ультрафиолетового излучения А—В звезд [27], а более теплого — О—В звезд [8].

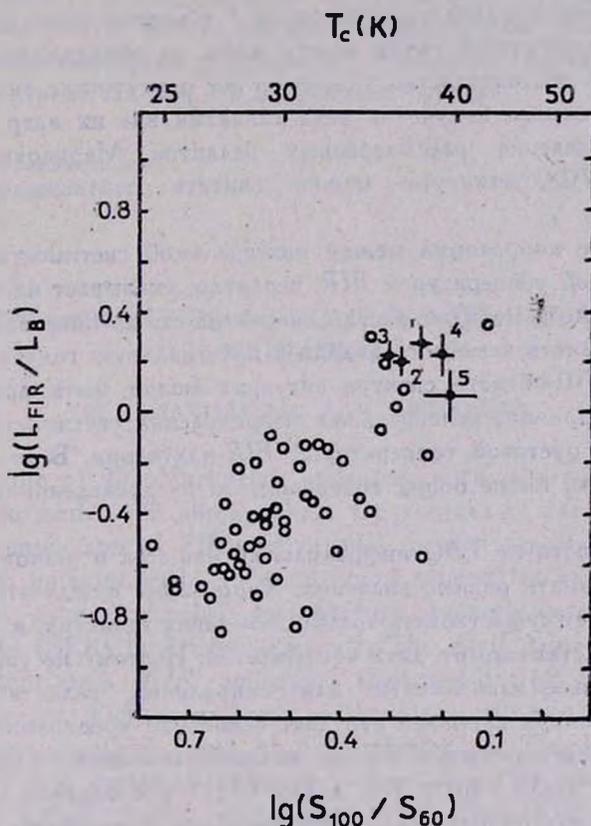


Рис. 1. Зависимость инфракрасного избытка ($\lg L_{FIR}/L_B$) от цветовой температуры T_c (верхняя шкала) и от отношения потоков на 100 мкм и 60 мкм. Кружки — для галактик Шепли-Эймс [14]. Точки — положения УФ-галактик: 1 — ESO/a, 2 — ранние спирали, 3 — поздние спирали, 4 — иррегулярные и 5 — компактные объекты.

На рис. 1 из работы [14] воспроизведена зависимость между инфракрасным избытком и цветовой температурой для нормальных галактик

выборки Шепля-Эймс. Нами там же нанесены положения, занимаемые линзовидными (1), ранними (2), поздними (3) спиральными, а также иррегулярными (4) и компактными (5) галактиками Маркаряна. Видно, что галактики Маркаряна на этой диаграмме, занимают место объектов с повышенным темпом звездообразования. Среди галактик Маркаряна наиболее высокие цветовые температуры характерны для иррегулярных и компактных галактик (см. также [28]). Если учитывать то обстоятельство, что по значению *FIR*-избытка они существенно не отличаются от других типов галактик, то их высокая цветовая температура может быть результатом другой начальной функции масс звездообразования [29, 30].

Для разных морфологических типов нами рассмотрены зависимости между величиной наклона галактик и их *FIR*-светимостью, инфракрасным избытком. Существенной связи между ними не обнаружено. По всей вероятности, это обстоятельство указывает на присутствие сильного компонента инфракрасного излучения этих галактик вне их ядер [13]. Равномерное распределение рассмотренных галактик Маркаряна по $s+sd$ и $ds+d$ типам УФ-континуума можно считать подтверждением данного объяснения.

Отсутствие корреляции между интегральной светимостью в голубых лучах и цветовой температурой *FIR*, вероятно, указывает на то, что недавно образовавшиеся молодые звезды, несмотря на их повышенное содержание, не могут иметь заметного вклада в интегральную голубую светимость галактик. В УФ-области спектра ситуация может быть другой. Вероятно, по той же причине интегральная инфракрасная светимость галактик не коррелирует с цветовой температурой *FIR*-излучения. В этом случае может играть роль также общее содержание и распределение пыли в галактиках.

В зависимости от ТЗО инфракрасный избыток и цветовая температура могут принимать разные значения. Корреляция между этими показателями ТЗО будет существовать только для таких галактик, в которых *FIR*-излучение представлено от двух компонентов. Поэтому не удивительно существование такой зависимости для спиральных галактик Маркаряна. Причем, для ранних спиралей это дает основание предположить, что если у галактики есть перемычка, то она является основной областью концентраций ранних звезд и пыли (см. также [31]), а в поздних спиралах ранние звезды и пыль одинаково распределены как в перемычке, так и в спиральных рукавах галактик.

6. **Заключение.** Таким образом, резюмируя, можно заключить:

1) Независимо от морфологического типа, галактики Маркаряна с тепловым спектром излучения превосходят нормальные галактики по избытку и цветовой температуре далекого инфракрасного излучения. Это яв-

ляется результатом высокого темпа звездообразования в них. Согласно [32, 33], аналогичный результат получен и для галактик Маркаряна со вспышкой звездообразования.

2) Около 59% эллиптических и линзовидных галактик Маркаряна являются источниками *FIR*-излучения. По своим *FIR*-свойствам они не отличаются от УФ-галактик других морфологических типов.

3) Нагрев пыли в иррегулярных и компактных галактиках с УФ-избытком обусловлен более молодыми и горячими звездами. Инфракрасное излучение этих объектов исходит от всей галактики.

4) В спиральных галактиках с УФ-избытком в излучении далекой инфракрасной области спектра играют заметную роль как ядерные, так и внеядерные области. У ранних спиралей с перемычкой молодые звезды и пыль в основном находятся в перемычке. У поздних спиралей они распределены как в перемычке, так и в спиральных рукавах.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

MARKARIAN GALAXIES AS SOURCES OF FAR INFRARED RADIATION

R. A. KANDALIAN, A. R. PETROSIAN

The sample of 235 Markarian galaxies with thermal emission-like spectrum is formed. 173 among them are sources of far infrared emission. The comparison of *FIR* and optical properties of these galaxies shows: 1) The galaxies with *UV* continuum exceed the normal ones either in infrared excess or color temperature, being a result of high star formation rate (SFR) in *UV*-galaxies. 2) The early type of barred spirals more often show *FIR* emission, than non-barred spirals. 3) The *FIR* properties of E-S0/a galaxies with *UV* continuum are not different from those of other types of *UV*-galaxies. 4) The heat of dust in the irregular and compact galaxies is due to hotter and young stars than in the other types of galaxies. 5) The *FIR* emission of spiral galaxies comes from the whole galaxy. In the case of early type of barred spiral stars and dust are concentrated in the barred region, while in the late type of barred spirals the distribution of stars and dust is more uniform.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 433, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
4. J. P. Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 35, 171, 1977.
5. H. B. French, *Astrophys. J.*, 240, 41, 1980.
6. V. A. Balzano, *Astrophys. J.*, 268, 602, 1983.
7. T. M. Heckman, *Astron. and Astrophys.*, 87, 152, 1980.
8. C. G. Wynn-Williams, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 587, 1982.
9. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, Uppsala, *Observ. Ann.*, 6, 1973.
10. G. J. Lonsdale, G. Helou, J. C. Good, W. Rice, *Catalogued Galaxies and Quasars Observed in IRAS Survey*, Pasadena, JPL, 1985.
11. The IRAS Point Source Catalog, Prepared by the Joint IRAS Science Working Group, Washington, D. C., US, Govt. Printing Office, 1985.
12. T. X. Thuan, P. O. Seltzer, *Astrophys. J.*, 231, 680, 1979.
13. D. Burstein, M. J. Lebofsky, *Steward Obserw. preps.* No. 596, 1986.
14. T. de Jong, P. E. Clegg, B. T. Soifer, M. Rowan-Robinson, H. J. Habing, J. R. Houck, H. H. Aumann, E. Raymond, *Astrophys. J.*, 278, L67, 1984.
15. J. M. Rodriguez-Espinoza, R. J. Rudy, B. Jones, *Astrophys. J.*, 312, 555, 1987.
16. G. K. Miley, G. Neugebauer, B. T. Soifer, *Astrophys. J.*, 293, L11, 1985.
17. J. M. Rodriguez-Espinoza, R. J. Rudy, B. Jones, *Astrophys. J.*, 309, 76, 1986.
18. R. D. Joseph, in „Light on Dark Matter“, ed. F. P. Israel, Reidel, Dordrecht, 1986, p. 447.
19. K. J. Fricke, W. Kollatschny, in „Light on Dark Matter“, ed. F. P. Israel, Reidel, Dordrecht, 1985, p. 441.
20. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 68, 1978.
21. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
22. J. M. Mazzarella, V. A. Balzano, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 751, 1986.
23. М. М. Йывевэр, *Астрофизика*, 24, 25, 1986.
24. T. de Jong, in „Spectral Evolution of Galaxies“, eds. C. Chiosi, A. Renzini, Reidel, Dordrecht, 1986, p. 111.
25. K. Sekiguchi, *Astrophys. J.*, 316, 145, 1987.
26. C. J. Lonsdale-Persson, G. Helou, *Astrophys. J.*, 314, 513, 1987.
27. M. Jura, *Astrophys. J.*, 254, 70, 1982.
28. D. Kunth, F. Sevre, in „Star-Forming Dwarf Galaxies and Related Objects“, eds. D. Kunth, T. X. Thuan, J. Than Thanh Van, Paris, ed. Frontieres, 1986, p. 331.
29. R. Terlevich, in „Star-Forming Dwarf Galaxies and Related Objects“, eds. D. Kunth, T. X. Thuan, J. Thanh Van, Paris, ed. Frontieres, 1986, p. 395.
30. A. Campbell, Center for Astrophys. prep. No. 2398, 1986.
31. T. G. Hawarden, R. D. Joseph, S. K. Leggett, C. M. Mountain, R. Wade, in „Extragalactic Infrared Astronomy“, ed. P. M. Gondhalekar, Raterford Appleton Laboratory, 1985, p. 13.
32. L. K. Deutsch, S. P. Willner, *Astrophys. J.*, 306, L11, 1986.
33. L. K. Deutsch, S. P. Willner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 803, 1987.

УДК: 524.7:521.9

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВИДИМЫХ И ИСТИННЫХ СФЕРИЧНОСТЕЙ ГАЛАКТИК ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА НИЛЬСОНА (UGC)

И. И. НИКИФОРОВ

Поступила 10 февраля 1988
Принята к печати 30 мая 1988

С помощью соотношений, связывающих моменты распределений квадратов истинных и видимых сферичностей галактик в предположении, что галактики являются сжатыми эллипсоидами вращения, а ориентации их плоскостей симметрии в пространстве равновероятны, найдены математические ожидания, дисперсии, асимметрии и эксцессы распределений квадратов истинных сферичностей галактик для ряда выборок из каталога Нильсона (UGC). Обнаружена область на небесной сфере с повышенной видимой сферичностью галактик.

1. *Введение.* Задачу нахождения распределения истинных сферичностей галактик (сферичность объекта есть отношение его малой оси к большой) по распределению их видимых сферичностей в предположении, что а) они имеют форму сжатого эллипсоида вращения и б) ориентации их плоскостей симметрии в пространстве равновероятны, рассмотрел и численно решил Хаббл [1].

К. В. Каврайская [2] при тех же предположениях получила интегральное уравнение, связывающее функции распределения видимой $\varphi(u)$ и истинной сферичности $f(v)$ галактик:

$$\varphi(u) = \int_0^u \frac{uf(v) dv}{\sqrt{1-v^2} \sqrt{u^2-v^2}} \quad (1)$$

Формальным решением этого уравнения является его обращение

$$f(u) = \frac{2}{\pi} \sqrt{1-u^2} \left\{ \frac{d}{dv} \int_0^u \frac{\varphi(u) du}{\sqrt{v^2-u^2}} \right\} \quad (2)$$

Такая задача принадлежит к числу некорректных.

Т. А. Агекян и Н. К. Сумзина [3] предложили вместо распределения истинных сжатий находить моменты этого распределения. Это устраняет «некорректность». Используя (1), они получили связь между начальными моментами распределений величин y (квадрат видимой сферичности) и x (квадрат истинной сферичности):

$$\bar{y}^n = \sum_{k=0}^n C_m^k \frac{1}{2k+1} \sum_{i=0}^k (-1)^{k-i} C_i^k x^{m-i}. \quad (3)$$

В работе [3] получено также уравнение, связывающее функции распределения квадратов видимых и истинных сферичностей в предположении, что галактики являются вытянутыми эллипсоидами вращения:

$$\varphi(y) y^{3/2} = \frac{1}{2} \int_0^y \frac{x f(x)}{(y-x)(1-x)} dx. \quad (4)$$

Позднее Сандидж, Фримэн, Стоукс [4] получили уравнение, аналогичное уравнению Каврайской, которое решалось ими численно при различных дополнительных предположениях о распределении истинных сферичностей (равномерное распределение, нормальное и скошенное биномиальное), а затем сравнивались полученное при этих предположениях и наблюдаемое распределения сжатий.

Подобным образом решали эту задачу также Окамура и др. [9]. Распределение истинных сферичностей принималось ими нормальным либо в виде суперпозиции двух или трех нормальных распределений. Решением считалась функция распределения, максимизирующая так называемый «информационный критерий», который тем больше, чем лучше заданная функция предсказывает видимое распределение и чем меньше число параметров она имеет.

Ноердлинджер [8] решал уравнение (1) итерационным методом Люси [7], который позволяет получить функцию распределения истинных сферичностей, если задано ее начальное приближение.

2. Применение метода моментов. В настоящей работе получены характеристики распределения квадратов истинных сферичностей по данным каталога Нильсона (UGC) [6] на основе метода моментов, изложенного в [3]. Используя (3), получаем следующие соотношения для моментов распределения квадратов истинных и видимых сферичностей:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{3}{2} \bar{y} - \frac{1}{2}, & \bar{x}^2 &= \frac{15}{8} \bar{y}^2 - \frac{6}{8} \bar{y} - \frac{1}{8}, \\ \bar{x}^3 &= \frac{35}{16} \bar{y}^3 - \frac{15}{16} \bar{y}^2 - \frac{3}{16} \bar{y} - \frac{1}{16}, \\ \bar{x}^4 &= \frac{315}{128} \bar{y}^4 - \frac{140}{128} \bar{y}^3 - \frac{30}{128} \bar{y}^2 - \frac{12}{128} \bar{y} - \frac{5}{128}. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения (5) позволяют вычислить по известным формулам дисперсию, асимметрию и эксцесс величины x :

$$\sigma_x^2 = \bar{x}^2 - \bar{x}^2, \quad A_{S_x} = (\bar{x}^3 - 3\bar{x}^2\bar{x} + 2\bar{x}^3) / (\sigma_x^2)^{3/2},$$

$$E_{x_x} = (\bar{x}^4 - 4\bar{x}^3\bar{x} + 6\bar{x}^2\bar{x}^2 - 3\bar{x}^4) / (\sigma_x^2)^2 - 3. \quad (6)$$

Каталог UGC содержит данные о 12940 галактиках северного неба ($\delta \geq -2^\circ 30'$). Галактики включались в каталог, если их видимый диаметр в голубом цвете — не менее $1'$, или их видимая звездная величина не превышает $14^m 5$. Большие и малые диаметры галактик измерены Нильсоном по отпечаткам Паломарского обзора неба со снимков в голубых и красных лучах (в дальнейшем — «голубые» и «красные» диаметры, сферичности и т. д.).

Данные UGC о диаметрах обработаны для различных типов галактик, (хотя предположение, что галактики являются эллипсоидами вращения, не вполне корректно для иррегулярных систем и S-галактик с развитой спиральной структурой) и для всех объектов каталога в целом, исключая двойные и кратные системы, для которых приведены только их общие диаметры. Получены параметры распределений видимой сферичности (u) и по соотношениям (5) и (6) квадрата истинной сферичности (x). Результаты приведены в табл. 1. Во втором столбце указано количество галактик в выборке (n). Приводится также величина $\sigma' = \frac{\sigma}{\sqrt{n-1}}$, математическое

ожидание которой равно стандарту выборочного среднего. В верхней строке для каждой выборки помещены «голубые», в нижней — «красные» параметры. Параметры распределения квадрата видимой сферичности (y), как промежуточные результаты, не включены.

Известно, что при уменьшении угла наклона между лучом зрения и плоскостью симметрии галактики ее видимый диаметр увеличивается. Этот эффект сильнее проявляется для спиральных систем. Так как условием включения в каталог Нильсона галактик слабее $14^m 5$ являлось превышение их видимыми диаметрами некоторого фиксированного значения, то в UGC оказался избыток галактик, видимых под малым углом наклона, что приводит к занижению против реальной величины, особенно для спиральных систем, значений \bar{u} , \bar{y} , \bar{x} . Кроме того, если галактика имеет мощный слой пылевой материи, то она может при малых углах наклона закрыть большую часть центрального сгущения, что снижает видимую сферичность галактики. Когда оценки \bar{u} и \bar{y}^2 оказываются по этим причинам сильно заниженными, это приводит к получению отрицательных \bar{x} и σ_x^2 . Такой результат и получен для обычных спиралей (см. табл. 1). Эффект ограни-

чивающего диаметра далее в работе был устранен путем ограничения рассматриваемых выборок (см. раздел 3).

Таблица 7

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ u И x ДЛЯ РЯДА ВЫБОРОК ИЗ UGC

Выборка	n	\bar{u}	$\frac{\sigma'_u}{n}$	σ^2_u	$A s_u$	$E x_u$	\bar{x}	$\frac{\sigma'_x}{x}$	σ^2_x	$A s_x$	$E x_x$
UGC	12537	0.553	0.0025	0.078	-0.013	-1.23	0.0761	0.0019	0.045	3.7	13.5
	12463	0.560	0.0025	0.080	-0.001	-1.25	0.0891	0.0021	0.057	3.4	10.0
E	546	0.807	0.0054	0.023	-0.46	-0.55	0.508	0.011	0.062	0.82	-0.15
	539	0.810	0.0063	0.022	-0.47	-0.44	0.516	0.011	0.060	0.82	-0.02
SO и SB0	902	0.681	0.0071	0.046	-0.30	-0.80	0.264	0.0081	0.059	1.71	2.9
	900	0.686	0.0071	0.046	-0.31	-0.82	0.275	0.0083	0.062	1.61	2.3
SO	776	0.666	0.0078	0.047	-0.22	-0.84	0.236	0.0082	0.053	2.1	4.9
	774	0.673	0.0078	0.047	-0.23	-0.87	0.249	0.0086	0.057	1.93	3.8
S	5886	0.446	0.0036	0.076	0.49	-0.98	-0.088		-0.04		
	5875	0.452	0.0036	0.076	0.51	-0.97	-0.080		-0.03		
Sa	389	0.470	0.012	0.060	0.58	-0.77	-0.078		-0.06		
	389	0.481	0.013	0.062	0.54	-0.86	-0.060		-0.04		
Sb	762	0.453	0.010	0.071	0.42	-1.07	-0.085		-0.05		
	762	0.459	0.010	0.071	0.46	-1.01	-0.077		-0.04		
Sc	2028	0.455	0.0069	0.097	0.33	-1.35	-0.044	0.003	0.014		
	2025	0.460	0.0069	0.098	0.34	-1.35	-0.036	0.003	0.023		
SB	1684	0.627	0.0058	0.056	-0.183	-0.94	0.1749	0.0053	0.048	2.4	6.1
	1677	0.634	0.0058	0.056	-0.199	-0.94	0.1871	0.0056	0.053	2.3	5.2
SBa	253	0.691	0.013	0.045	-0.20	-1.03	0.285	0.017	0.070	1.66	1.87
	253	0.686	0.013	0.044	-0.20	-1.04	0.272	0.015	0.059	1.69	2.3
SBb	584	0.647	0.0095	0.053	-0.182	-1.01	0.207	0.0097	0.055	2.10	4.0
	583	0.650	0.0095	0.053	-0.20	-1.02	0.213	0.0099	0.057	1.97	3.4
SBc	380	0.631	0.013	0.064	-0.40	-0.83	0.193	0.013	0.060	1.67	2.4
	380	0.645	0.013	0.064	-0.43	-0.76	0.220	0.014	0.074	1.64	2.2
Irr	442	0.621	0.012	0.060	-0.175	-1.03	0.168	0.011	0.053	2.5	6.4
	433	0.639	0.013	0.068	-0.094	-1.18	0.215	0.016	0.106	1.96	2.2
"зона"	1193	0.607	0.0080	0.075	-0.182	-1.19	0.166	0.0084	0.084	2.1	3.0
	1159	0.614	0.0081	0.076	-0.155	-1.22	0.179	0.0091	0.096	2.0	2.4

Согласно табл. 1 «голубые» величины \bar{u} и \bar{x} систематически уменьшаются от эллиптических к иррегулярным галактикам. Однако обычные спирали резко отличаются по этим и ряду других параметров от галактик других морфологических типов.

На полученные результаты повлияли, конечно, систематические ошибки и различного рода селекции у каталога UGC. В нем, по-видимому, завышены видимые сферичности галактик S0. В работах [4, 8, 9], выполненных по другим наблюдательным данным, для S0 приводятся те же оценки средней истинной сферичности, что и для спиральных галактик или даже ниже.

Оценки \bar{u} и \bar{x} для подтипов S и SB завышены по отношению ко всему объему S и SB, для большей части которого подтипы не указаны. Это вызвано тем, что для галактик, видимых почти с ребра, трудна точная классификация, и значительная их часть не была отнесена в каталоге к какому-либо одному подтипу S и SB, что привело к дефициту числа галактик с малыми углами наклона для каждого подтипа.

Полученная дисперсия σ_x^2 — одного порядка ($0.05 \div 0.06$) для всех типов галактик, исключая обычные спирали. Если предположить, что то же самое верно для дисперсии истинной сферичности, то дисперсия видимой сферичности σ_x^2 должна возрасти при переходе от менее сжатых систем к более плоским. Табл. 1 показывает, что такая зависимость соблюдается, но не вполне строго.

Для эллиптических систем As_x и Ex_x имеют более низкое значение по сравнению с другими классами галактик, причем для последних характерен большой разброс этих величин.

«Красные» параметры распределений u и x не обнаруживают систематических отличий от «голубых». Исключение составляет небольшое превышение «красных» \bar{u} , \bar{x} над «голубыми», которое можно считать достоверно установленным, так как хотя такое превышение и не является статистически значимым по отношению к σ' каждой выборки, но присутствует для любой из них (за исключением системы SBa, количество которых невелико), что не может быть случайным. Более высокую сферичность галактик в красных лучах следует объяснить лучшей видимостью в них сферической составляющей звездного населения.

3. Влияние промежутка видимых звездных величин галактик на параметры распределения их сферичностей для каталога UGC. Для получения этой зависимости весь промежуток видимых величин для двух выборок (весь каталог и обычные спирали) был разделен на шесть частей.

Обработка производилась для каждого промежутка видимых звездных величин отдельно. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ α И x ОТ ВИДИМЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК

а) Весь каталог UGC

m	n	$\bar{\alpha}$	σ'_{α}	σ^2_{α}	A_{α}	E_{α}	\bar{x}	σ'_x	σ^2_x	A_x	E_x
$m < 14.0$	1963	0.637	0.0054	0.058	-0.25	-0.96	0.196	0.0055	0.059	2.1	4.2
	1955	0.641	0.0055	0.059	-0.26	-0.98	0.205	0.0057	0.064	1.9	3.3
]14; 14.5]	1601	0.662	0.0060	0.057	-0.37	-0.88	0.242	0.0067	0.073	1.5	1.8
	1595	0.666	0.0060	0.057	-0.42	-0.82	0.251	0.0069	0.075	1.4	1.5
]14.5; 15]	2240	0.576	0.0055	0.067	-0.03	-1.14	0.097	0.0039	0.035	3.9	15.8
	2229	0.582	0.0055	0.067	-0.04	-1.15	0.108	0.0043	0.041	3.5	12.4
]15; 15.5]	2638	0.513	0.0053	0.073	0.24	-1.15	0.005	0.0016	0.007	28.	440.
	2625	0.518	0.0053	0.075	0.27	-1.17	0.015	0.0027	0.019	11.	97.
]15.5; 16]	2379	0.460	0.0059	0.082	0.40	-1.12	-0.06		-0.02		
	2370	0.467	0.0059	0.083	0.43	-1.12	-0.05		0.000		
$m > 16.0$	1707	0.516	0.0078	0.104	0.08	-1.47	0.055	0.0069	0.080	3.1	7.2
	1680	0.530	0.0081	0.109	0.11	-1.49	0.085	0.0084	0.118	2.6	4.0

б) S-галактики

$m < 14.0$	826	0.563	0.0086	0.062	0.10	-1.05	0.067	0.0041	0.014	8.8	83.
	825	0.567	0.0087	0.062	0.08	-1.09	0.076	0.0049	0.020	6.5	44.
]14; 14.5]	549	0.583	0.0108	0.064	-0.05	-1.14	0.106	0.0078	0.033	3.5	14.2
	547	0.590	0.0111	0.067	-0.08	-1.16	0.122	0.0093	0.047	3.0	9.4
]14.5; 15]	1008	0.489	0.0082	0.067	0.36	-1.04	-0.04		-0.03		
	1005	0.494	0.0083	0.068	0.35	-1.07	-0.03		-0.02		
]15; 15.5]	1423	0.433	0.0069	0.068	0.66	-0.70	-0.12		-0.05		
	1419	0.435	0.0070	0.069	0.70	-0.69	-0.11		-0.06		
]15.5; 16]	1427	0.368	0.0070	0.069	0.92	-0.30	-0.19		-0.11		
	1427	0.374	0.0070	0.070	0.96	-0.22	-0.19		-0.10		
$m > 16.0$	650	0.319	0.011	0.079	1.21	0.06	-0.23		-0.10		
	649	0.328	0.011	0.078	1.26	0.26	-0.22		-0.09		

Подтвердился факт занижения средней сферичности галактик вследствие использования при создании каталога UGC для объектов с видимой

звездной величиной, превышающей 14^m5 , критерия ограничивающего диаметра. Для выборок с $m \leq 14.5$ отрицательных значений \bar{x} и σ_x^2 не получено, кроме σ_x^2 для галактик Sb, что может быть случайным, так как число этих объектов невелико. Для галактик слабее 14^m5 \bar{u} и \bar{x} плавно уменьшаются по мере возрастания m , что и объясняется уменьшением среднего наклона галактик, необходимого для превышения ограничивающего диаметра $1'$, при уменьшении видимого блеска. Исключение составляет промежуток $m > 16$ для всего каталога, где наблюдается некоторое повышение средней сферичности, вызванное резким уменьшением (с 60% до 38%) доли спиральных систем в общем объеме каталога по сравнению с промежуток $15.5 \leq m < 16$.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ u И x ДЛЯ ГАЛАКТИК ЯРЧЕ 14^m5

Выборка	n	\bar{u}	σ'_u	σ_u^2	$A_{\bar{u}}$	E_{x_u}	\bar{x}	σ'_x	σ_x^2	$A_{\bar{x}}$	E_{x_x}
UGC	3565	0.648	0.0040	0.058	-0.30	-0.93	0.2165	0.0043	0.066	1.81	2.9
	3551	0.652	0.0040	0.058	-0.33	-0.92	0.2253	0.0044	0.069	1.68	2.4
E	317	0.819	0.0080	0.020	-0.46	-0.35	0.536	0.014	0.059	0.84	-0.03
	313	0.820	0.0079	0.020	-0.47	-0.30	0.539	0.014	0.057	0.84	0.07
S0 и SBO	459	0.696	0.0098	0.044	-0.33	-0.75	0.292	0.012	0.064	1.58	2.3
	457	0.703	0.0098	0.043	-0.34	-0.77	0.306	0.012	0.069	1.45	1.63
S0	390	0.687	0.011	0.044	-0.28	-0.76	0.273	0.012	0.058	1.80	3.4
	388	0.695	0.011	0.044	-0.28	-0.81	0.291	0.013	0.068	1.66	2.4
S	1375	0.571	0.0068	0.063	-0.038	-1.10	0.0826	0.0040	0.022	5.5	34.
	1372	0.576	0.0068	0.064	0.016	-1.12	0.0943	0.0048	0.031	4.4	21.
Sb	237	0.526	0.016	0.063	0.19	-1.11	0.0085		-0.02		
	237	0.530	0.016	0.062	0.19	-1.08	0.014		-0.01		
Sc	414	0.613	0.013	0.067	-0.25	-1.04	0.163	0.012	0.060	2.1	4.1
	413	0.618	0.013	0.068	-0.27	-1.03	0.175	0.013	0.067	2.0	3.3
SB	511	0.677	0.0095	0.046	-0.27	-0.92	0.256	0.011	0.057	1.69	2.7
	510	0.679	0.0094	0.045	0.32	-0.86	0.259	0.010	0.052	1.54	2.6
SBb	182	0.676	0.016	0.045	-0.23	-0.98	0.254	0.017	0.055	1.74	2.9
	182	0.683	0.016	0.045	-0.52	-0.91	0.266	0.017	0.055	1.46	1.95

Наблюдается некоторое повышение σ_u^2 с ослаблением блеска галактик, что, возможно, связано с описанным в разделе 2 явлением роста σ_u^2 с падением \bar{u} .

Действие ограничивающего диаметра привело к необходимости отбросить все объекты слабее $14^m.5$ и в качестве реальных принять те параметры распределения величин u , y и x , которые получены в результате обработки галактик ярче $14^m.5$. Эти результаты содержатся в табл. 3 (включены выборки, численность которых не слишком мала). К сожалению, и такие выборки не свободны полностью от селекции, так как ограничение по видимой величине приводит к понижению числа галактик с малыми наклонными (виды селекции, в зависимости от типа выборки, для задач такого рода описаны в [5]).

Данные табл. 3 качественно не противоречат сделанным выше выводам о зависимости характеристик распределений u и x от морфологического типа галактик.

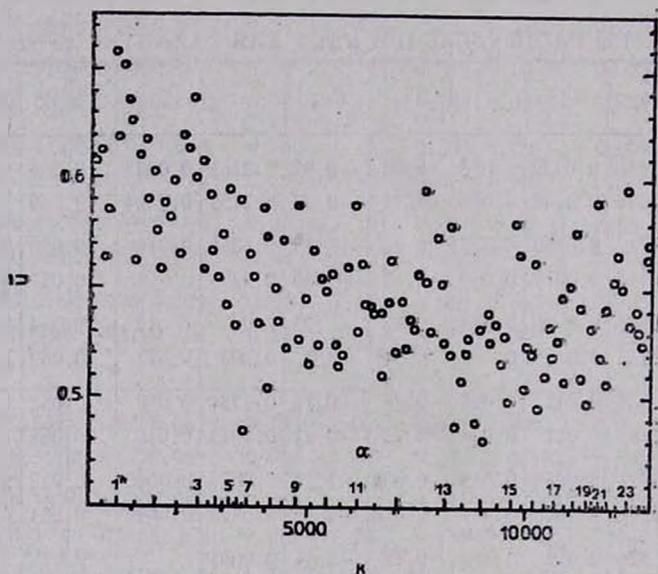


Рис. 1. Зависимость «голубая» видимая сферичность — прямое восхождение. На нижней равномерной шкале горизонтальной оси отложен номер галактики по каталогу UGC, соответствующий прямому восхождению на верхней шкале.

4. Зависимость средней видимой сферичности галактик от положения на небесной сфере. Обнаруженная зависимость средней видимой сферичности галактик от их прямого восхождения представлена на рис. 1. Каждая точка изображает среднюю сферичность сотни галактик, последовательно выбираемых из каталога. Для выборки из 100 галактик σ_u' в среднем ~ 0.028 . По оси абсцисс для удобства отложены k — номера галактик в каталоге, что соответствует не вполне равным промежуткам для α .

В промежутке α от 0^h до 3^h наблюдается повышенная сферичность с максимумом при $\alpha \sim 1^h$. В промежутке от $\sim 8^h$ до $\sim 18^h$ средняя видимая сферичность практически постоянна. Зоны наибольшего изменения \bar{u} совпадают с зонами наибольшего сокращения численности галактик из-за поглощения света в плоскости Галактики ($5^h + 7^h, 19^h + 21^h$). Однако полученная зависимость \bar{u} от галактических координат — b'' и l'' (рис. 2 и 3, соответственно) — не показала связи данного эффекта с поглощением света в Галактике. На рисунках точками обозначены величины \bar{u} для галактик в диапазонах b и l , ширина которых 1.5 и 3° , соответственно. Гистограммы внизу представляют количество галактик k' в этих диапазонах, что позволяет судить о статистической значимости каждой точки. Колебание k' с изменением b и l в основном связано с поглощением света в плоскости Галактики и с содержанием в UGC только объектов с $\delta > -2.5$. Черные точки соответствуют случаю $k' > 100$. UGC информации для $b \lesssim -65^\circ$ не содержит. Если бы поглощение света в галактической плоскости значительно увеличивало среднюю видимую сферичность, то должен был наблюдаться рост \bar{u} с уменьшением $|b|$. Реально, при $b \lesssim -45^\circ$ средняя видимая сферичность резко повышена, а в северном галактическом полушарии \bar{u} от b заметно не зависит и в среднем меньше, чем в южном. Только для галактик с $m \leq 14.5$, на которые правило ограничивающего диаметра не распространяется, обнаружено падение \bar{u} с ростом b в пределах $+10^\circ < b < +75^\circ$ на небольшую величину (~ 0.06).

Характер зависимости \bar{u} от α , b и l скорее приводит к выводу о существовании одной области повышенной сферичности с максимумом при $\alpha \sim 1^h, \delta \sim 0^\circ$ ($b \sim -60^\circ, l \sim 125^\circ$). Эта область ($\delta \geq -2.5, b < -45^\circ$), в дальнейшем называемая „зоной“, обработана отдельно. Результаты приведены в табл. 1.

Аналогичное изучение дисперсии видимой сферичности не выявило систематической зависимости ее от координат на небесной сфере.

Зависимость прямое восхождение — сферичность, типа изображенной на рис. 1, обнаружена только для галактик Sb, SBb, Sc, SBc и Iгг.

Повышение сферичности в «зоне» гораздо сильнее выражено для галактик с $m > 14.5$, а для интервала $m \in]14.0; 14.5]$ практически отсутствует. Высокое значение \bar{u} в «зоне» связано, видимо, с большим значением в ней этой величины для спиральных и иррегулярных галактик, наблюдаемых под малыми углами наклона.

Так как «зона» расположена в направлении, примерно противоположном направлению на центр Местного сверхскопления в созвездии Девы, то возможно, что повышение сферичности в «зоне» является след-

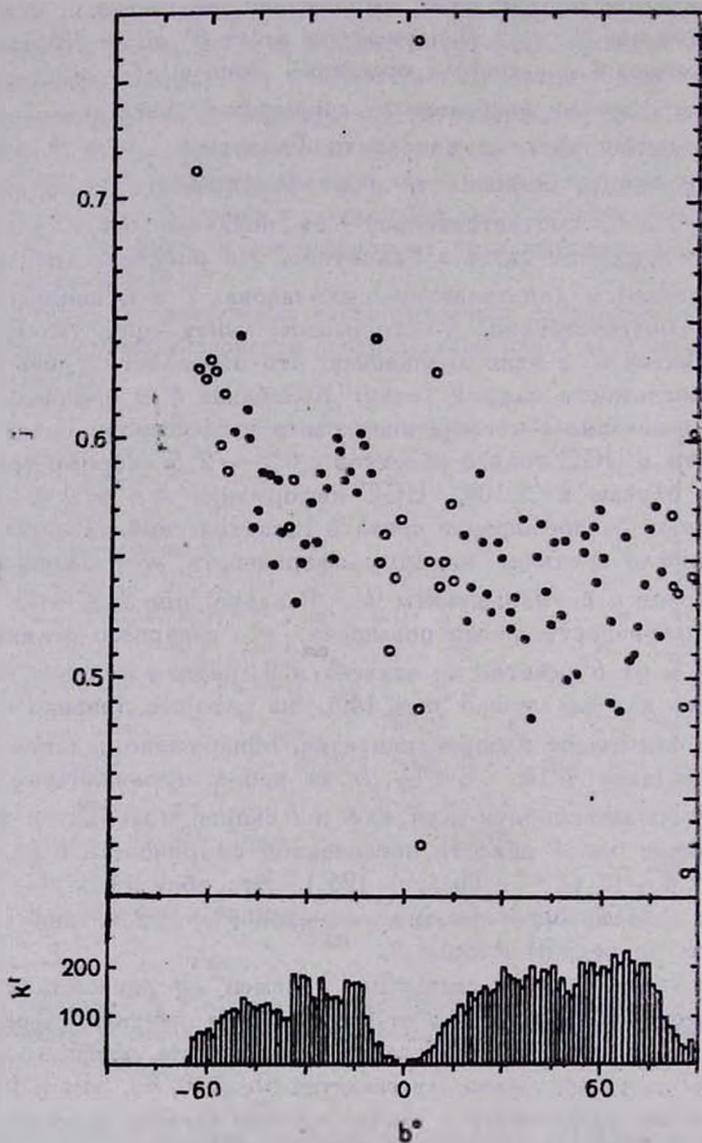


Рис. 2. Зависимость видимая сферичность в голубом цвете — галактическая широта. Гистограмма внизу представляет количество галактик в рассмотренных промежутках b .

ствием некоторой предпочтительной ориентации плоскостей симметрии галактик в Местном сверхскоплении. Ряд недавних работ по изучению ориентации галактик подтверждает такую возможность. Может быть, обна-

руженный эффект связан лишь с техническими причинами. Нельзя, например, полностью исключить возможность неоднородности отпечатков Паломарского обзора неба, которая могла быть вызвана ошибкой при определении необходимого времени экспозиции для одной партии пластинок.

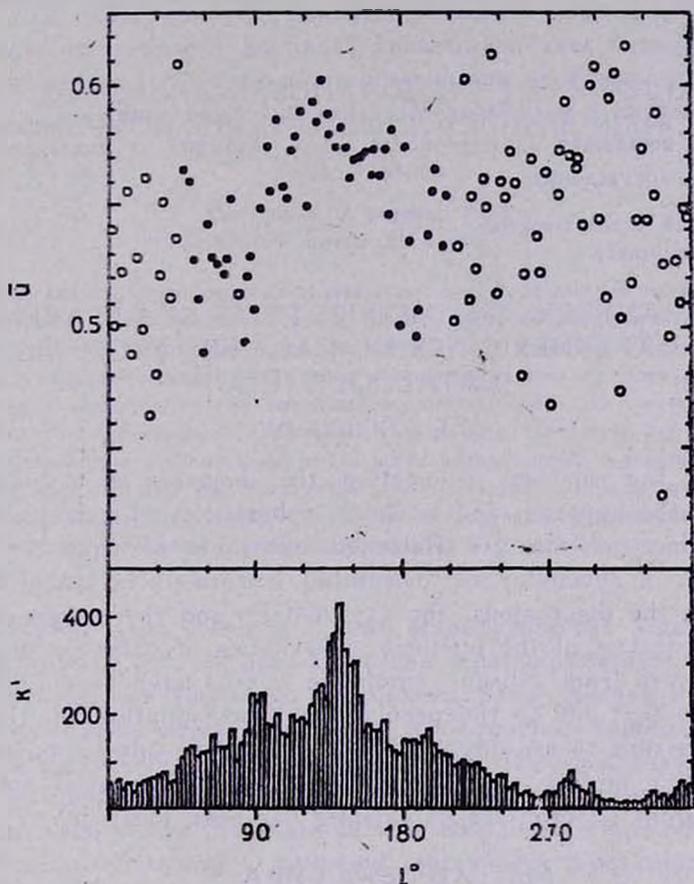


Рис. 3. Зависимость видимая сферичность в голубом цвете — галактическая долгота. Гистограмма внизу представляет число галактик в соответствующих промежутках l .

Зависимости «красной» и «голубой» сферичностей от координат на небесной сфере значительно друг от друга не отличаются.

4. Основные результаты. На основании метода моментов, в предположении равновероятности ориентации плоскостей симметрии галактик и о их форме — эллипсоида вращения, получены средняя величина, дисперсия, асимметрия и эксцесс распределения квадратов истинных сферичностей галактик по каталогу UGC в целом и для отдельных типов галактик.

Для линзовидных систем, содержащихся в UGC, получено высокое значение x .

Способ формирования каталога UGC для объектов с $m > 14.5$ приводит к избытку в нем видимых с ребра галактик, что ведет к занижению оценок сферичности. Для галактик ярче 14^m5 получены реальные параметры распределения квадратов истинных сферичностей.

Обнаружена зона повышенной видимой сферичности галактик, что может быть следствием неравновероятного распределения плоскостей симметрии галактик в масштабах Местного сверхскопления.

Автор выражает благодарность Т. А. Агеяну за внимание к работе и полезные обсуждения.

Ленинградский государственный
университет

THE PARAMETERS OF DISTRIBUTIONS OF APPARENT AND INTRINSIC SPHERICITIES OF GALAXIES FROM NILSON'S CATALOGUE (UGC)

I. I. NIKIFOROV

Using the relations connecting the moments of distributions of squares of the apparent and intrinsic sphericities of galaxies in the assumption that galaxies are flattened ellipsoids of rotation and that their planes of symmetry are orientated uniformly in space, the averaged values, the dispersions, the asymmetries and the excesses of distributions of squares of the intrinsic sphericities of galaxies for the number of samples from Nilson's catalogue (UGC) have been found. It has been shown that due to the peculiarities of compilation of this catalogue it is possible to use directly the UGC's data only for objects brighter than 14^m5 in this paper. The region on the celestial sphere with larger apparent sphericities of galaxies has been located.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. P. Hubble, *Astrophys. J.*, 64, 321, 1926.
2. К. В. Каврайская, *Вестн. ЛГУ*, 1, 148, 1958.
3. Т. А. Агеян, Н. К. Сумзина, *Астрофизика*, 3, 545, 1967.
4. A. R. Sandage, K. C. Freeman, N. R. Stokes, *Astrophys. J.*, 160, 831, 1970.
5. Б. И. Фесенко, *Астрофизика*, 6, 549, 1970.
6. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies (UGC)*, *Uppsala Astron. Observ. Ann.*, 6, 1973.
7. L. B. Lucy, *Astron. J.*, 79, 745, 1974.
8. P. D. Noerdlinger, *Astrophys. J.*, 234, 802, 1979.
9. S. Okamura, B. Takase, M. Hamabe, Y. Nakada, K. Kodaira, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 33, 223, 1981.

УДК: 524.8

ДИФфуЗИЯ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ ОДНОРОДНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

С. И. ГРАЧЕВ

Поступила 15 февраля 1988

Принята к печати 25 марта 1988

Получено аналитическое решение задачи о переносе резонансного излучения в однородной изотропно расширяющейся среде с использованием диффузионного приближения в пространстве частот при соответствующем учете частичного перераспределения по частоте и отдаче. Первичные источники считаются распределенными равномерно по пространству и пропорционально коэффициенту поглощения — по частоте. Найдены профили спектральной линии, а также такие интегральные величины, как среднее число рассеяний фотона N и относительное число несбалансированных переходов из верхнего состояния атома в нижнее β_{12} . Выражение для последней величины, имеющей также смысл вероятности выхода фотона, отличается от получаемого в теории движущихся оболочек Соболева множителем, который обращается в 1, когда отдача становится пренебрежимой.

1. *Введение.* При решении многих астрофизических задач возникает проблема переноса резонансного излучения в расширяющихся средах. При этом в ряде случаев (оболочки сверхновых, расширяющаяся Вселенная) расширение можно считать однородным и изотропным (хаббловская кинематика), а среду — бесконечной. Однако в указанных случаях (см. [1]) уже нельзя принимать приближение полного перераспределения по частоте при рассеянии в сопутствующей системе координат, и при описании рассеяния следует использовать функции частичного перераспределения по частоте. В диффузионном приближении, соответствующем функции перераспределения $R_{11}(x, x')$ в обозначениях Д. Хаммера [2], задача о переносе в бесконечной однородно расширяющейся среде была решена в [1, 3]. В настоящей работе мы обобщим результаты, полученные в [1] и [3], на случай неконсервативной среды с учетом отдачи при рассеянии. При этом будет использовано более реалистичное, чем в [1, 3], представление коэффициента поглощения.

2. *Основные уравнения и соотношения.* Для интенсивности излучения $I(x)$ в изолированной спектральной линии, возникающей в бесконечной однородной изотропно расширяющейся среде с равномерно распределен-

ными по пространству источниками мощностью $\sim S_0(x)$, основное уравнение имеет вид

$$-\gamma \frac{dI(x)}{dx} = -a(x)I(x) + \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} R(x, x')I(x')dx' + S_0(x) \quad (1)$$

с граничным условием $I(+\infty) = 0$. Здесь $x = (v - v_0)/\Delta v_D$ — безразмерная частота, отсчитываемая от центра линии ($v = v_0$) в доплеровских полуширинах $\Delta v_D = v_0 v_{th}/c$ (v_{th} — средняя скорость теплового движения атомов), $a(x) = k_{12}(v)/k_{12}(v_0)$ — профиль коэффициента поглощения $k_{12}(v)$, λ — альбеда однократного рассеяния, $R(x, x')$ — функция перераспределения по частоте при рассеянии в сопутствующей системе координат, причем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(x, x') dx = a(x'), \quad (2)$$

где x' и x — частоты поглощенного и излученного фотонов соответственно. Безразмерный градиент скорости γ в (1) есть

$$\gamma = \frac{1}{n_1 k_{12}(v_0) v_{th}} \frac{dv_s}{ds} = \frac{8\pi v_0^3}{Ac^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{1}{A_{21}} \frac{H}{n_1}, \quad (3)$$

где $dv_s/ds = H$ — градиент скорости, не зависящий ни от координат, ни от направления, A_{21} — эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанных переходов, g_1 и g_2 — статистические веса верхнего и нижнего уровней перехода, n_1 — концентрация атомов на нижнем уровне. В (3) входит также нормировочная постоянная профиля коэффициента поглощения $A =$

$$= 1 / \int_{-\infty}^{+\infty} a(x) dx.$$

Важными характеристиками среды являются степень возбуждения атомов n_2/n_1 , вместо которой мы вводим величину

$$S = \frac{2hv_0^3}{Ac^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{n_2}{n_1}, \quad (4)$$

а также число нескомпенсированных переходов из верхнего состояния в нижнее

$$R = n_2 A_{21} - n_1 J_{12} B_{12} \equiv \beta_{12} n_2 A_{21}. \quad (5)$$

Здесь B_{12} — эйнштейновский коэффициент вероятности перехода при поглощении фотона в линии, J_{12} — средняя (по профилю коэффициента по-

глощения) интенсивность излучения в рассматриваемой линии. Вторым равенством в (5) вводится фактор β_{12} , представляющий собой вероятность выхода фотона.

Величины S , R и β_{12} можно выразить через значение интенсивности $I(-\infty)$. По своему физическому смыслу S пропорциональна интегралу по всему интервалу частот от суммы двух последних слагаемых в правой части (1). Интегрирование обеих частей (1) по x от $-\infty$ до $+\infty$ дает с учетом граничного условия $I(+\infty) = 0$ и нормировки (2)

$$\gamma I(-\infty) = S_* - (1 - \lambda) \bar{S}, \quad (6)$$

где

$$\bar{S} = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) I(x) dx, \quad S_* = \int_{-\infty}^{+\infty} S_0(x) dx, \quad (7)$$

причем $S = \lambda \bar{S} + S_*$. Исключая отсюда \bar{S} при помощи (6), для величины $N = S/S_*$, имеющей смысл среднего числа рассеяний фотона, получаем

$$N = [1 - \lambda \gamma I(-\infty)/S_*]/(1 - \lambda). \quad (8)$$

Что же касается величины R , то она пропорциональна интегралу от правой части (1) по всем частотам. В итоге из (6) с учетом выражений (3) и (4) имеем

$$R = 4\pi H I(-\infty)/hc, \quad (9)$$

а для вероятности выхода β_{12} , которая, как легко убедиться, равна $\beta_{12} = \gamma I(-\infty)/S$, получаем при помощи (8)

$$\beta_{12} = (1 - \lambda) \gamma I(-\infty)/[S_* - \lambda \gamma I(-\infty)]. \quad (10)$$

Чтобы перейти к решению уравнения (1), нужно конкретизировать вид функции перераспределения $R(x, x')$. Будем считать, что рассеяние в системе покоя атома происходит без изменения частоты и профиль коэффициента поглощения в этой системе — лоренцевский, причем будем учитывать отдачу при рассеянии. Выражение для $R(x, x')$ при этих условиях было получено в [4]. Там же было найдено в диффузионном приближении выражение для интеграла в правой части (1), описывающего рассеяние. Используя это выражение, получаем из (1) следующее диффузионное по частоте уравнение:

$$\begin{aligned} -\gamma \frac{dI(x)}{dx} = & -(1 - \lambda) \alpha(x) I(x) + \\ & + \frac{\lambda \alpha}{2\sqrt{\pi}} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{x^2} \frac{dI(x)}{dx} + 2\delta \frac{I(x)}{x^2} \right] + S_0(x), \end{aligned} \quad (11)$$

где a — фойгтовский параметр, $\delta = h\nu_0/mv_{\text{ат}}c$ — параметр, описывающий отдачу (m — масса атома). При $\lambda = 1$, $\delta = 0$ и $S_0(x) = \delta(x)$ (дельта-функция) это уравнение решено в [1], а в [3] найдено численное решение при $\lambda \neq 1$, $\delta = 0$, $S_0(x) = A\alpha(x) = \delta(x)$ с учетом поглощения в континууме.

Профиль коэффициента поглощения $\alpha(x)$ в (11) — фойгтовский. В [1, 3] для него приближенно принималось $A\alpha(x) = \delta(x)$, что оправдано для не слишком далеких крыльев линии. В [5] предложено использовать представление

$$A\alpha(x) = \delta(x) + a/\pi x^2, \quad (12)$$

которое правильно описывает поведение профиля в далеком крыле. Кажется, что (12) нарушает нормировку профиля. Однако можно заметить, что первообразная правой части (12) есть $F(x) = \vartheta(x) - a/\pi x$, где $\vartheta(x)$ — функция единичного скачка. Поэтому интеграл по x от $-\infty$ до $+\infty$ можно понимать как разность $F(+\infty) - F(-\infty) = 1$, что дает точную нормировку профиля. В соответствии с таким пониманием интеграла от правой части (12) устранялась (аналитически) и расходимость части решения уравнения (11), соответствующей слагаемому $a/\pi x^2$ в (12) (см. ниже формулы (54) — (56)). В дальнейшем мы считаем параметр a малым, так что $A \sim 1/\sqrt{\pi}$. Кроме того, далее рассматривается наиболее интересный для приложений случай $S_0(x) = S_0 a(x)$. С учетом (12) уравнение (11) принимает следующий вид:

$$-\gamma \frac{dI(x)}{dx} = -(1-\lambda) \frac{a}{\sqrt{\pi} x^2} I(x) + \frac{\lambda a}{2\sqrt{\pi}} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{x^2} \frac{dI(x)}{dx} + 2\delta \frac{I(x)}{x^2} \right] + \sqrt{\pi} \delta(x) [S_0 - (1-\lambda) I(0)] + a S_0 / \sqrt{\pi} x^2. \quad (13)$$

Введем характерные частоты

$$x_\gamma = (3a\lambda/2\sqrt{\pi}\gamma)^{1/3}, \quad x_\delta = 1/2\delta, \quad x_\lambda = \sqrt{\lambda/2(1-\lambda)}, \quad (14)$$

смысл которых состоит в том, что когда решение определяется лишь каким-либо одним из параметров γ , δ или λ , то оно зависит от соответствующей масштабированной переменной x/x_c , где $c = \gamma$, δ или λ . Примем в качестве масштаба частоту x_γ , введя

$$z = x/x_\gamma, \quad \sigma = x_\gamma/x_\lambda, \quad \rho = x_\gamma/x_\delta. \quad (15)$$

Частоту x_γ естественно выбирать в качестве масштаба, если она наименьшая. Тогда параметры σ и ρ по величине меньше 1. Частота x_γ была введена Н. Н. Чугаев [1, 3].

3. Решения уравнения диффузии. Решение уравнения (13), удовлетворяющее граничным условиям

$$I(+\infty) = 0, \quad I(-\infty) < +\infty, \quad (16)$$

легко представить в виде

$$I(x) = \frac{\sqrt{\pi} S_0 [1 - \sigma^2 i_a(0)]}{\gamma + \sqrt{\pi} (1 - \lambda) i_b(0)} \cdot i_b(z) + \frac{S_0}{1 - \lambda} \sigma^2 i_a(z), \quad (17)$$

где функции $i_b(z)$ и $i_a(z)$ являются решениями уравнения

$$\begin{aligned} y''(z) + \left(\rho - \frac{2}{z} + 3z^2 \right) y'(z) - \left(\frac{2\rho}{z} + \sigma^2 \right) y(z) = \\ = \begin{cases} -3z^2 \delta(z), & y(z) = i_b(z) \\ -1, & y(z) = i_a(z), \end{cases} \end{aligned} \quad (18)$$

с граничными условиями $y(+\infty) = 0$, $y(-\infty) < +\infty$. Эти функции зависят от двух параметров ρ и σ , так что $i_b(z) = i_b(z, \rho, \sigma)$, $i_a(z) = i_a(z, \rho, \sigma)$.

При $\sigma = 0$ уравнения (18) легко решаются (это видно непосредственно из (13), поскольку $\sigma = 0$ соответствует $\lambda = 1$). В итоге

$$i_b(z, \rho, 0) = 3z^{-\rho z - z^3} \int_{-\infty}^z e^{\rho y + y^3} y^2 \vartheta(-y) dy, \quad (19)$$

$$i_a(z, \rho, 0) = e^{-\rho z - z^3} \int_{-\infty}^z e^{\rho y + y^3} y dy, \quad (20)$$

где $\vartheta(y) = 1$ при $y > 0$ и $\vartheta(y) = 0$ при $y < 0$, и согласно (17)

$$I(x, \lambda = 1, \gamma, \delta) = (3\sqrt{\pi} S_0 / \gamma) e^{-\rho x - x^3} \int_{-\infty}^x e^{\rho y + y^3} y [y \vartheta(-y) + \alpha / \pi x_\gamma] dy. \quad (21)$$

Заметим, что второе слагаемое в квадратных скобках под знаком интеграла обычно мало.

Построим теперь решения уравнения (18) в общем случае ($\sigma \neq 0$, $\rho \neq 0$). Для этого найдем сначала фундаментальную систему решений $\varphi_1(z)$, $\varphi_2(z)$ соответствующего однородного уравнения, такую, что $\varphi_1(+\infty) = 0$, $\varphi_2(-\infty) < +\infty$ и $\varphi_1(0) \neq 0$, $\varphi_2(0) \neq 0$. Предварительно введем две пары линейно независимых функций $v_i(z)$ и $u_i(z)$ ($i = 1$ и 2), являющихся решениями уравнений, связанных с (18):

$$v_i''(z) + (\rho + 3z^2 - 2/z) v_i'(z) - (2\rho \delta_{i1}/z + \sigma^2) v_i(z) = 0, \quad (22)$$

$$u_i''(z) - (\rho + 3z^2 + 2/z) u_i'(z) - (\sigma^2 - 2\rho\delta_{i2}/z) u_i(z) = 0, \quad (23)$$

причем

$$v_i(z) = u_i(z) \exp(-\rho z - z^3). \quad (24)$$

Здесь $i = 1$ и 2 , δ_{ik} — символ Кронекера. Функции $v_i(z)$ мы выбираем ограниченными на $+\infty$, а функции $u_i(z)$ — монотонно растущими при $z \rightarrow +\infty$, причем полагаем $v_i(0) = u_i(0) = 0$. Искомые решения уравнений (22) и (23) можно получить в виде сумм рядов

$$u_i(z) = z^3 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n^{(i)} z^n, \quad v_i(z) = z^3 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \alpha_n^{(i-1)} z^n, \quad (25)$$

где коэффициенты $\alpha_n^{(i)}$ удовлетворяют рекуррентному соотношению

$$\alpha_n^{(i)} = \rho \frac{n + 2\delta_{i1}}{n(n+3)} \alpha_{n-1}^{(i)} + \frac{\sigma^2}{n(n+3)} \alpha_{n-2}^{(i)} + \frac{3}{n+3} \alpha_{n-3}^{(i)}, \quad \alpha_0^{(i)} = 1. \quad (26)$$

Согласно (25)

$$v_1(z) = -u_2(-z), \quad v_2(z) = -u_1(-z). \quad (27)$$

При $\rho = 0$, очевидно, $v_1(z) = v_2(z) \equiv v(z)$, $u_1(z) = u_2(z) \equiv u(z)$. Для функций $v_i(z)$ можно найти из (22) также и асимптотические разложения. С учетом (27) они имеют следующий вид:

$$v_1(z) = v_1(\infty) s_1(z) - e^{-\rho z - z^3} v_2(\infty) s_2(-z), \quad (28)$$

$$v_2(z) = v_2(\infty) s_2(z) - e^{-\rho z - z^3} v_1(\infty) s_1(-z), \quad (29)$$

где

$$s_i(z) \sim \sum_{n=0}^{\infty} b_n^{(i)} z^{-n}, \quad i = 1, 2, \quad (30)$$

а коэффициенты $b_n^{(i)}$ определяются из рекуррентного соотношения

$$b_n^{(i)} = -\frac{\sigma^2}{3n} b_{n-1}^{(i)} - \frac{n - 2\delta_{i2}}{3n} \rho b_{n-2}^{(i)} + \frac{n-3}{3} b_{n-3}^{(i)}, \quad b_0^{(i)} = 1. \quad (31)$$

Значения $v_i(\infty)$, входящие в (28) и (29), вычислялись как пределы

$$v_i(\infty) = \lim_{z \rightarrow \infty} [e^{-\rho z - z^3} u_i(z) / s_i(z)], \quad (32)$$

причем $u_i(z)$ и $s_i(z)$ вычислялись по разложениям (25) и (30) соответственно. Заметим, что ряд для $u_i(z)$ является знакопостоянным, что исключает потери точности при больших z . В табл. 1 приведены значения $v_i(\infty)$ (верхнее — $v_1(\infty)$, нижнее — $v_2(\infty)$) при разных значениях ρ и σ .

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $v_i(\infty)$			
$\sigma \backslash \rho$	0	0.2	0.4
0	1	1	1
	1	0.83820+00	0.70551+00
0.5	0.11189+01	0.11163+01	0.11138+01
		0.93727+00	0.78838+00
1	0.15587+01	0.15448+01	0.15318+01
		0.13033+01	0.10942+01
2	0.54807+01	0.53188+01	0.51683+01
		0.45540+01	0.37984+01
3	0.37482+02	0.35502+02	0.33690+02
		0.30890+02	0.25546+02
4	0.43849+03	0.40579+03	0.37634+03
		0.35812+03	0.29344+03
5	0.80284+04	0.72744+04	0.66060+04
		0.64965+04	0.52727+04
6	0.21660+06	0.19255+06	0.17156+06
		0.17365+06	0.13961+06

Видно, что $v_i(\infty)$ быстро растет с ростом σ . Расчеты показывают, что при $\sigma \geq 6$ приближенная формула

$$v(\infty) \approx \sigma^{-3/2} \exp(\sigma^{3/2} + \sigma/8 - \sqrt{\sigma}/2 + 3/4) \quad (33)$$

дает $v(\infty)$ с ошибкой менее $6^0/0$.

Зная функции $v_i(z)$, можно теперь построить искомую фундаментальную систему решений $\varphi_i(z)$ однородного уравнения (18):

$$\varphi_i(z) = 3e^{(\rho z + z^2)/2} v_i(z) \int_0^z [t/v_i(t)]^2 e^{-\rho t - t^2} dt, \quad z \geq 0. \quad (34)$$

Отсюда следует, что при $z \rightarrow \infty$

$$\varphi_1(z) \sim e^{-\rho z - z^2}/v_1(\infty), \quad \varphi_2(\infty) = 1/v_2(\infty) \quad (35)$$

и $\varphi_1(0) = \varphi_2(0) = 1$. Выражением (34) можно пользоваться, очевидно, лишь при $z \geq 0$. Однако интегрированием по частям можно привести интеграл в (34) к виду, допускающему аналитическое продолжение на всю комплексную плоскость. В результате получаем для главных значений

$$\varphi_2(-z) = \varphi_1(z) + \frac{\Lambda}{3} v_1(z), \quad (36)$$

$$\varphi_1(-z) = \varphi_2(z) + \frac{\Lambda}{3} u_2(z), \quad (37)$$

где $\Lambda = \Lambda_+ + \Lambda_-$,

$$\frac{1}{3} \Lambda_{\pm} = \frac{\delta_{\pm}}{v_2(\infty)} - \int_0^{\infty} \left[G(\mp t) + \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{t^2} \mp \rho \sigma^2 \frac{\vartheta(1-t)}{t} \right] dt, \quad (38)$$

причем в выражении для Λ_{\pm} берутся либо все верхние, либо все нижние знаки, а $\delta_+ = 0$, $\delta_- = 1$. Под знаком интеграла в (38) содержится функция

$$G(t) = [3t^2 e^{-\rho t - t^2} - v_2'(t)] / v_2^2(t), \quad (39)$$

которую можно также представить в виде

$$G(t) = -\sigma^2 [t^2 / v_2(t)]^2 e^{-\rho t - t^2} g_2(t) \equiv -\sigma^2 Q(t), \quad (40)$$

где

$$g_2(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n^{(2)}}{n+2} z^n = z^{-2} \int_0^{\infty} u_2(t) t^{-2} dt. \quad (41)$$

Значения $\Lambda_{\pm}/3$ при разных ρ и σ приведены в табл. 2 (верхнее — $\Lambda_+/3$, нижнее — $\Lambda_-/3$).

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ $\Lambda_{\pm}/3$

$\sigma \backslash \rho$	0	0.2	0.4
0	0	0	0
	1	1.1930	1.4174
0.5	-0.11863	-0.12104	-0.12083
		1.0721	1.2952
1	-0.54034	-0.54362	-0.53730
		0.63936	0.85466
2	-3.0533	-2.9918	-2.9008
		-1.9645	-1.8288
3	-9.4557	-9.1461	-8.7865
		-8.6278	-8.7378
4	-21.813	-21.003	-20.122
		-21.487	-22.082
5	-42.156	-40.551	-38.856
		-42.619	-43.984
6	-72.494	-69.769	-66.937
		-74.065	-76.521

При $\sigma = 0$ из (38) и (40) имеем

$$\Lambda_+ = 0, \quad \Lambda_- = 3/v_2(\infty), \quad (42)$$

а в другом предельном случае ($\sigma \gg 1$)

$$\Lambda_+ \sim \Lambda_- \sim -\sigma^3, \quad \rho = \text{const}, \quad (43)$$

$$\Lambda \sim -\sigma^3 \frac{\cos(k\pi)}{4} \Gamma(2+k) \Gamma(2-k) (\zeta/k)^2, \quad \rho/\sigma = \zeta = \text{const}, \quad (44)$$

где $k = \sqrt{\zeta^2 + 4}$. Асимптотика (44) получается из сравнения с аналитическими результатами при $\gamma = 0$. В этом случае решения выражаются через известные специальные (вырожденные гипергеометрические) функции. Заметим еще, что $\Lambda_- = 3 + \Lambda_+$ при $\rho = 0$.

При помощи (36) легко найти вронскиан уравнения (18) для системы фундаментальных решений $\varphi_1(z)$ и $\varphi_2(-z)$:

$$W = -\Lambda z^3 \exp(-\rho z - z^3). \quad (45)$$

Итак, мы можем вычислять фундаментальные решения $\varphi_i(z)$ по формулам (34), (36) и (37). Однако для них можно получить и разложения в степенные ряды. При этом вместо $\varphi_1(z)$ удобнее иметь дело с $\psi_+(z)$:

$$\varphi_{1,2}(z) = e^{\mp(\rho z + z^3)} \psi_{\pm}(z), \quad (46)$$

так как $\psi_+(z)$ гораздо медленнее убывает при $z \rightarrow \infty$, чем $\varphi_1(z)$. Функция $\psi_+(z)$ удовлетворяет тому же уравнению, что и $u_1(z)$, а $\varphi_2(z)$ — что и $u_2(z)$. При поиске решений этих уравнений (для $\psi_+(z)$ и $\varphi_2(z)$) в виде степенных рядов коэффициенты при z^3 оказываются неопределенными. Поэтому их нужно найти предварительно из (34). В результате получаем, что

$$\psi_+(z) = 1 - \frac{1}{2} \sigma^2 z^2 + z^3 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n^{(1)} z^n - \frac{1}{3} \rho \sigma^2 u_1(z) \ln z, \quad (47)$$

$$\varphi_2(z) = 1 + \rho z + \frac{1}{2} (\rho^2 - \sigma^2) z^2 + z^3 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n^{(2)} z^n + \frac{1}{3} \rho \sigma^2 u_2(z) \ln z, \quad (48)$$

где коэффициенты $\alpha_n^{(i)}$ определяются из рекуррентного соотношения

$$\alpha_n^{(i)} = \rho \frac{n + 2\delta_{ii}}{n(n+3)} \alpha_{n-1}^{(i)} + \frac{\sigma^2}{n(n+3)} \alpha_{n-2}^{(i)} + \frac{3}{n+3} \alpha_{n-3}^{(i)} - (-1)^i \frac{1}{3n(n+3)} \rho \sigma^2 \times \\ \times [(2n+3) \alpha_n^{(i)} - \rho \alpha_{n-1}^{(i)} - 3\alpha_{n-3}^{(i)}], \quad (49)$$

причем $\alpha_n^{(j)}$ находятся из (26), а начальные значения

$$\alpha_0^{(1)} = -\frac{3}{8}\rho\sigma^2 - \frac{1}{3}\Lambda_+, \quad \alpha_{-1}^{(1)} = -\frac{1}{2}\sigma^2, \quad \alpha_{-2}^{(1)} = 0, \quad \alpha_{-3}^{(1)} = 1, \quad (50)$$

$$\alpha_0^{(2)} = 1 + \frac{1}{6}\rho^3 - \frac{1}{8}\rho\sigma^2 - \frac{1}{3}\Lambda_-, \quad \alpha_{-1}^{(2)} = \frac{1}{2}(\rho^2 - \sigma^2), \quad \alpha_{-2}^{(2)} = \rho, \quad \alpha_{-3}^{(2)} = 1. \quad (51)$$

Что касается асимптотических разложений, то легко найти, что при $z \gg 1$

$$\psi_+(z) \sim s_2(-z)/v_1(\infty), \quad \varphi_2(z) \sim s_1(-z)/v_2(\infty). \quad (52)$$

Итак, мы построили фундаментальную систему решений $\varphi_1(z)$ и $\varphi_2(-z)$ уравнения вида (18) и можем теперь получить обычным образом решения неоднородного уравнения для $i_b(z)$ и $i_a(z)$:

$$i_b(z) = \frac{3}{\Lambda} \begin{cases} \varphi_1(z), & z > 0, \\ \varphi_2(-z), & z < 0, \end{cases} \quad (53)$$

$$i_a(z) = \varphi_1(z) \left[i_a(0) + \frac{1}{3} \int_0^z u_1(t) \frac{dt}{t^2} \right] + \frac{1}{3} v_1(z) \int_z^\infty \psi_+(t) \frac{dt}{t^2}, \quad (54)$$

$$i_a(-z) = \varphi_2(z) \left[i_a(0) + \frac{1}{3} \int_0^z v_2(t) \frac{dt}{t^2} \right] + \frac{1}{3} u_2(z) \int_z^\infty \psi_-(t) \frac{dt}{t^2}, \quad z > 0, \quad (55)$$

где

$$i_a(0) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\infty [\psi_-(t) + \psi_+(t) - 2] \frac{dt}{t^2}. \quad (56)$$

Подстановка формул (53)—(55) в (17) дает

$$I(x) = \frac{S_0}{1 - \lambda + \Lambda\gamma/3\sqrt{\pi}} \left[i(z) + \frac{\alpha\Lambda}{\pi x_\gamma} i_a(z) \right]. \quad (57)$$

где

$$i(z) = \varphi_1(z) \left[1 + \frac{\sigma^2}{3} \int_0^z u_1(t) \frac{dt}{t^2} \right] + \frac{\sigma^2}{3} v_1(z) \int_z^\infty \psi_+(t) \frac{dt}{t^2},$$

$$i(-z) = \varphi_2(z) \left[1 + \frac{\sigma^2}{3} \int_0^z v_2(t) \frac{dt}{t^2} \right] + \frac{\sigma^2}{3} u_2(z) \int_z^\infty \psi_-(t) \frac{dt}{t^2}. \quad (58)$$

Для функции $i(\pm z)$ можно получить и другое представление:

$$i(z) = 1 - \frac{v_1(z)}{v_1(\infty)} - \frac{2}{3} \rho \varphi_1(z) \int_0^z u_1(t) \frac{dt}{t^3} - \frac{2}{3} \rho v_1(z) \int_z^{\infty} \psi_+(t) \frac{dt}{t^3},$$

$$i(-z) = 1 + \frac{2}{3} \rho \varphi_2(z) \int_0^z v_2(t) \frac{dt}{t^3} + \frac{2}{3} \rho u_2(z) \int_z^{\infty} \psi_-(t) \frac{dt}{t^3}. \quad (59)$$

Что касается асимптотики при $z \gg 1$, то для $i_a(z)$ она получается непосредственно из уравнения (18), а для $i(z)$ — затем из связи $i_a(z)$ с $i(z)$. В итоге

$$i(z) \sim \sigma^2 i_a(z) \sim \sigma^2 s(z), \quad z \gg 1, \quad (60)$$

$$i_a(z) \sim i_a(-\infty) s_1(z) + s(z), \quad -z \gg 1, \quad (61)$$

$$i(z) \sim i(-\infty) s_1(z) + \sigma^2 s(z), \quad -z \gg 1, \quad (62)$$

где

$$s(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n z^{-n}, \quad (63)$$

а коэффициенты c_n определяются из того же рекуррентного соотношения, что и $b_n^{(1)}$ (см. формулу (31)), но с другим начальным условием: $c_0 = 0$, $c_1 = 1/3$. Величины $i(-\infty)$ и $i_a(-\infty)$ определены ниже (см. формулы (64) и (66)). Профили $i(\pm z)$, рассчитанные по формуле (59), приведены на рис. 1 для $\rho = 0, 0.2$ и 0.4 (значения σ указаны у кривых).

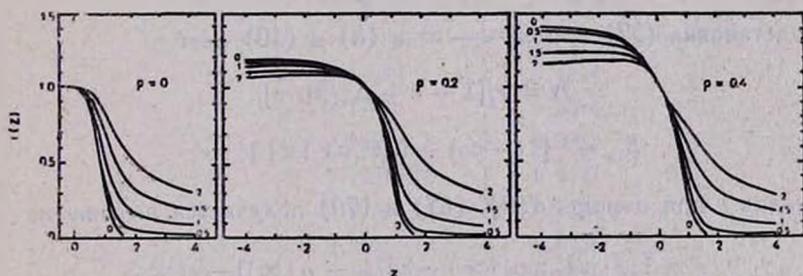


Рис. 1. Профили спектральной линии $i(z)$ при равных ρ и σ (см. формулы (57)–(59) в тексте). Числа у кривых — значения σ .

4. Интегральные характеристики. Выражения (8)–(10) для интегральных величин содержат $I(-\infty)$, которая определяется согласно (57) через $i(-\infty)$ и $i_a(-\infty)$. Из (58) и (59) имеем

$$i(-\infty) = 1/v_2(\infty) + \sigma^2 l_1 = 1 + 2\rho l_2, \quad (64)$$

где обозначено

$$l_i = [1/3v_2(\infty)] \int_0^{\infty} v_2(t) t^{-i-1} dt, \quad i = 1 \text{ и } 2, \quad (65)$$

а из (55) следует, что

$$i_{\alpha}(-\infty) = l_1 + [1/\Lambda v_2(\infty)] \int_0^{\infty} [\psi_-(t) + \psi_+(t) - 2] t^{-2} dt. \quad (66)$$

При помощи (34) можно переписать (66) в виде

$$i_{\alpha}(-\infty) = \Omega \sigma^2 / \Lambda, \quad (67)$$

где

$$\Omega = -3l_2 + [1/v_2(\infty)] \int_0^{\infty} \{v_2(y) [q(y) + p(y)] - u_1(y) p(y)\} y^{-2} dy. \quad (68)$$

Под знаком интеграла в (68) содержатся функции

$$q(y) = \int_0^y [Q(t) + Q(-t) - t^{-2}] dt, \quad p(y) = \int_y^{\infty} Q(-t) dt, \quad (69)$$

а $Q(t)$ определяется из (40) и (41). Заметим, что согласно (38), (40), (41) и (69)

$$\Lambda = 3/v_2(\infty) + 3\sigma^2 q(\infty). \quad (70)$$

Подстановка (57) при $x = -\infty$ в (8) и (10) дает

$$N = r/[1 - \lambda + \Lambda \gamma / 3\sqrt{\pi}], \quad (71)$$

$$\beta_{12} = \gamma [i(-\infty) + (\sigma^2/\pi x_r) \Omega] / \sqrt{\pi} r, \quad (72)$$

причем для r при помощи (64), (67) и (70) получается выражение

$$r = 1 + \gamma/\sqrt{\pi} v_2(\infty) - \varepsilon [\lambda l_1 - q(\infty)] - i\sigma^2 \Omega / 3, \quad (73)$$

содержащее (малый) параметр $\varepsilon = 3\alpha/\pi x_r$.

Оценим величины, входящие в (71) – (73), для двух крайних случаев: $\sigma = 0$ ($\lambda = 1$) и $\sigma \gg 1$. При $\sigma \rightarrow 0$ величины l_1 , l_2 , $q(\infty)$ и Ω имеют конечные пределы порядка 1. Например, при $\rho = 0$ они выражаются через значения гамма-функции:

$$l_1 = -q(\infty) = \Gamma(2/3)/3, \quad l_2 = \Gamma(1/3)/6, \quad \Omega = -\Gamma^2(2/3). \quad (74)$$

С другой стороны, при $\sigma \gg 1$

$$l_2 \sim 3/\sigma^4, \quad l_1 \sim [1 - 1/v_2(\infty)]/\sigma^2, \quad q(\infty) \sim -2\sigma/3, \quad \Omega \sim -2/\sigma. \quad (75)$$

Первая из этих асимптотик получается по результатам численного расчета l_2 по формуле (65), а вторая — из связи l_2 с l_1 (формула (64)). Асимптотики Ω и $q(\infty)$ получаются из (67) и (70) соответственно по известной асимптотике $\Lambda \sim -2\sigma^3$ (формула (43)) и асимптотике $i_a(-\infty) \sim \sigma^{-2}$, которая следует непосредственно из уравнения (18).

Исходя из оценок (74) и (75), можно переписать (71) и (72) приближенно в виде

$$N \approx [1 + \gamma/\sqrt{\pi} v_2(\infty)]/[1 - \lambda + \gamma/\sqrt{\pi} v_2(\infty)], \quad (76)$$

$$\beta_{12} \approx (\gamma/\sqrt{\pi}) i(-\infty)/[1 + \gamma/\sqrt{\pi} v_2(\infty)], \quad (77)$$

с относительной ошибкой при $\gamma < \alpha(x_\gamma > 1)$ меньше (по модулю) $2\alpha/\min\{x_\gamma, x_\lambda\} \ll 1$, а при $\gamma \gg 1$ — порядка $\max\{(\alpha/\gamma)^{2/3}, (\alpha^4/\gamma)^{1/3}\} \ll 1$. Заметим, что при малых γ формула (77) отличается от обычно используемого выражения наличием множителя $i(-\infty)$, которым учитывается частичность перераспределения по частоте и отдача при рассеянии. Если отдачу не учитывать ($\rho = 0$), то из (64) имеем $i(-\infty) = 1$. Значения $i(-\infty) - 1$ при разных ρ и σ , рассчитанные по формуле (64), приведены в табл. 3.

Таблица 3
ЗНАЧЕНИЯ $i(-\infty) - 1$

$\sigma \backslash \rho$	0.2	0.4
0	0.1930	0.4174
0.5	0.1765	0.3814
1	0.1360	0.2939
1.5	0.9031-01	0.1941
2	0.5354-01	0.1144
2.5	0.2955-01	0.6256-01
3	0.1591-01	0.3330-01
3.5	0.8714-02	0.1802-01
4	0.5007-02	0.1024-01
4.5	0.3053-02	0.6194-02
5	0.1969-02	0.3974-02
5.5	0.1331-02	0.2678-02
6	0.9345-03	0.1876-02

Используя асимптотику l_2 (формула (75)), из (64) имеем

$$i(-\infty) - 1 \sim 6\rho/\sigma^4, \quad \sigma \gg 1. \quad (78)$$

При $\sigma = 4$ точность этой асимптотики около 6%, а при $\sigma = 6$ — около 1%. Результаты, приведенные в табл. 3, можно аппроксимировать формулой

$$i(-\infty) - 1 \approx \rho/[1 + \sigma^2(4 - \sigma^2)/3(2 + \sigma^2) + \sigma^4/6] \quad (79)$$

с ошибкой менее 5%.

5. *Заключение.* В настоящей работе показано, как построить, используя диффузионное по частоте приближение, профиль резонансной спектральной линии, возникающей в бесконечной однородной изотропно расширяющейся среде при рассеянии с частичным перераспределением по частоте с учетом отдачи. Хотя роль отдачи в единичном акте рассеяния и невелика, но все же суммарный эффект может быть заметным. Отдача приводит (как это видно из формулы (59) и рисунков) к дополнительному (наряду с красным смещением из-за расширения) перераспределению фотонов из «фиолетового» крыла линии в «красное». Помимо профиля линии найдены и важные интегральные величины, такие, как среднее число рассеяний N (формула (76)) фотона в линии и вероятность выхода фотона β_{12} (формула (77)), входящая в уравнение статистического равновесия. Выражение для β_{12} отличается от широко используемого приближения Соболева. При малых градиентах скорости это отличие — на некоторый поправочный множитель. При неучете отдачи (роль которой, вообще говоря, невелика — см. табл. 3) этот множитель равен 1. Что касается непосредственных приложений полученных результатов, то ввиду использования бесконечной среды с хаббловской кинематикой, они возможны в рамках модели расширяющейся Вселенной в эпоху рекомбинации.

Ленинградский государственный
университет

DIFFUSION OF RESONANCE RADIATION IN AN INFINITE UNIFORMLY EXPANDING MEDIUM

S. I. GRACHEV

Analytical solution of the problem of resonance radiation transfer in an infinite uniform isotropically expanding medium is obtained using a diffusion approximation in a frequency space with a proper account of a partial frequency redistribution and a recoil. Primary sources are taken to be uniformly distributed through space and to be proportional to the absorption coefficient through a frequency space. Spectral line

profiles are found as well as such integral quantities as the mean number of photon scatterings N and a net radiative bracket β_{12} . An equation for the last quantity having also the sense of a photon escape probability differs from that of the Sobolev theory of moving envelopes by the factor which tends to unity when a recoil is neglected.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Чузай, Письма в Астрон. ж., 6, 166, 1980.
2. D. G. Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 21, 1962.
3. Н. Н. Чузай, Астрофизика, 28, 89, 1987.
4. М. М. Баско, Препр. ИТЭФ—152, 1979.
5. С. И. Грачев, Астрофизика, 28, 205, 1988.

УДК: 524.354.6—563

ПЯТЬ ГЕРЦ — ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА
НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД?

В. А. КОТОВ, В. П. ФОМИН

Поступила 2 марта 1988

Принята к печати 20 июня 1988

В распределении 436 пульсаров по периодам с уровнем достоверности $\approx 3.5 \sigma$ обнаружена характерная («резонансная») частота $\nu_0 = 4.93 \pm 0.04$ Гц. Смысл частоты в том, что пульсары статистически предпочитают иметь частоты вращения, кратные ν_0 . В силу метода анализа, основанного на вычислении т. н. «функции соизмеримости», частота не должна зависеть от массы, радиуса, времени жизни и периода нейтронной звезды и, следовательно, может представлять ее внутреннее свойство. Предполагается, что ν_0 — характеристическая частота собственных пульсаций нейтронных звезд. Указано, что недавно такая же частота (4.94 Гц) обнаружена в последовательности всплесков нейтрино от сверхновой 1987 А, зарегистрированных нейтринным детектором КАМИОКАНДЭ. Это является независимым подтверждением гипотезы авторов.

1. *Введение.* Главные особенности, отличающие пульсары от обычных звезд — малые размеры, исключительно высокая средняя плотность вещества, $\rho \sim 5 \cdot 10^{14}$ г см⁻³, и быстрое вращение. Недавно открыт «миллисекундный» пульсар PSR 1937+214, имеющий беспрецедентно высокую частоту вращения 642 Гц (период 0.001558 с) [1], которая ставит его вблизи порога стабильности нейтронных звезд. Открытие привело к ревизии представлений о возможной максимальной скорости вращения этих объектов.

Изучение распределения пульсаров по периодам вращения P важно для более глубокого понимания процесса формирования пульсаров, их эволюции и тонких эффектов, связанных с гравитационным излучением. Как отмечают многие авторы, физика пульсаров близка «по духу» общей теории относительности, наиболее адекватно описывающей явления в сильных полях тяготения.

Понимание структуры пульсаров, а также процессов, обуславливающих узконаправленное излучение, требует привлечения самой современной теоретической физики. Вращение же, как обычно считается, можно достаточно хорошо описать в рамках классической теории вращающихся плотных тел с сильным магнитным полем.

Подавляющее большинство (радио-) пульсаров имеют периоды в диапазоне 0.1—2.0 с, с максимумом гистограммы распределения около 0.45 с. В [2] найдено, что в распределении имеет место периодическая модуляция — числа объектов как функции периода, с частотой 10.05 ± 0.07 Гц. Эффект наиболее четко обнаруживается для пульсаров с периодами в интервале 0.4—1.6 с и, по-видимому, не может быть приписан какому-либо эффекту наблюдательной селекции. Не предложено пока никакого физического механизма, объясняющего периодичность в распределении.

Статистический метод [2], основанный на анализе отношений P_i/P (P_i — период пульсара с номером i , P — пробный период), может, однако, приводить в некоторых случаях к ошибке на фактор два в вычислении наиболее характерного (наиболее кратного, соизмеримого) периода. Кроме того, за последнее время в печати появились данные о периодах около сотни новых пульсаров, что позволяет выполнить более тщательный анализ.

2. Метод поиска «резонансной» частоты. В основе метода лежит анализ распределения разностей

$$\Delta_i = |x_i - INT(x_i + 0.5)|, \quad (1)$$

где $x_i = v_i/v$ для $v_i \geq v$, $x_i = v/v_i$ для $v_i < v$; $v_i \equiv P_i^{-1}$ — частота пульсара, v — пробная частота, см. [3].

Функция «резонансности» имеет вид

$$F_0(v) = a^{-1} \left\{ b - \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где $a = (60N)^{-1/2}$, $b = 12^{-1/2}$, N — число рассматриваемых объектов с частотами v_i . Соответствующий спектр определяется по аналогии с обычным спектром мощности временного ряда, но с учетом знака (т. е. преимущественная соизмеримость или преимущественная несоизмеримость):

$$F(v) = F_0^3(v) / |F_0(v)|. \quad (3)$$

Среднеквадратичное значение $F_0(v)$ равно единице, а сами значения функции нормально распределены около нулевого среднего значения, если набор частот v_i случайный, см. [4].

Недостатком определения (2) и анализа [2] является то, что для данной частоты v суммируются квадраты разностей Δ_i для всех пульсаров независимо от частоты v_i . С целью более надежного определения характеристической частоты (если она есть) всего семейства пульсаров целесообразно вычислять $F_0(v)$ отдельно для объектов «быстровращающихся», имею-

щих $\nu_i \geq \nu$, и «медленновращающихся», имеющих $\nu_i < \nu$; затем можно вычислить среднюю функцию $\bar{F}_0(\nu)$ путем простого усреднения $F_0(\nu)$ — функций для двух независимых выборок.

Итак, будем вычислять $F_0(\nu)$ с «плавающей» границей (границей раздела на «быстрые» и «медленные» пульсары) и, следовательно, переменным числом объектов: $F_{01}(\nu)$ — для пульсаров с частотами $\nu_i \leq \nu$ и $F_{02}(\nu)$ — для пульсаров с частотами $\nu_i > \nu$. Далее вычисляем $F_{03} = [F_{01}(\nu) + F_{02}(\nu)]/2$ и спектры $F_k(\nu) = F_{0k}^3(\nu)/F_{0k}(\nu)$; $k = 1, 2, 3$.

3. Результаты статистического анализа. Известный список из 330 пульсаров [5] нами дополнен данными о периодах 106 новых пульсаров, в основном радиопульсаров, опубликованными в последние годы (см., в частности, [6—8]). Общее число периодов, подвергнутых новому анализу, $N = 436$.

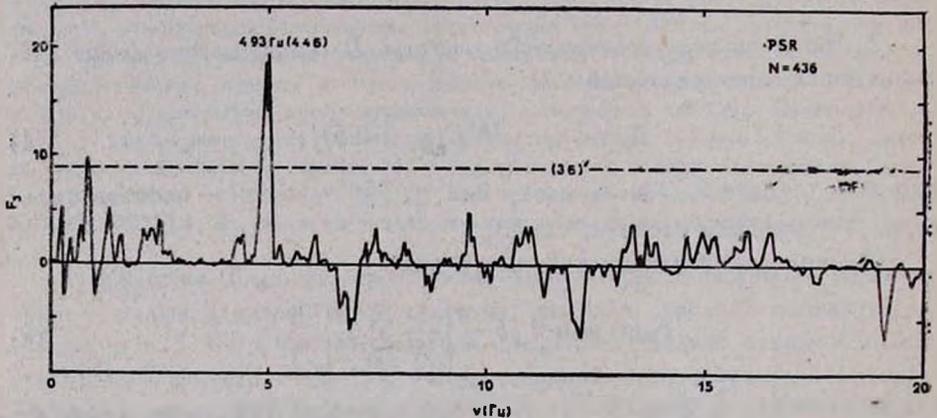


Рис. 1. Спектр «резонансности», вычисленный для периодов 436 пульсаров.

Спектр $F_3(\nu)$ показан на рис. 1, где два пика, превышающих уровень значимости 3σ , соответствуют частотам $\nu_0 = 4.93 \pm 0.04$ Гц (значимость 4.4σ) и $\nu_1 = 0.85 \pm 0.04$ Гц (3.1σ). Второй пик (ν_1) отвечает периоду ≈ 1.2 с; его достоверность низка, поскольку вероятность случайного появления $p \approx 1.9 \cdot 10^{-3}$, $t \approx 0.1$, где $t \approx 50$ — приблизительное число независимых частотных интервалов. Для главного пика $p \approx 5 \cdot 10^{-4}$; значение «характерного» периода $P_0 = 0.2028 \pm 0.0016$ с.

Итак, с достаточно высоким уровнем достоверности ($\approx 3.5\sigma$; $p \approx 5 \cdot 10^{-4}$) можно утверждать, что в распределении пульсаров по периодам присутствует «резонансная» частота $\nu_0 \approx 5$ Гц. Она вдвое меньше частоты 10 Гц, обнаруженной в предварительном анализе [2].

Интересно выяснить, пульсары с какими периодами вносят основной вклад в ν_0 -модуляцию. С этой целью вычислялись значения $F_{03}(\nu)$ отдельно для интервалов $nP_0 < P_i < (n+1)P_0$, где $n = 0, 1, 2, \dots, 12$. На основе полученного распределения (рис. 2) делаем вывод, что эффект максимален для быстровращающихся пульсаров ($P_i \leq P_0$, амплитуда эффекта $A \equiv F_{03} \cdot \sigma \approx 0.3\sigma$). Он практически отсутствует в интервале $0.2 \leq P_i \leq 0.6$ (с) и значительный, в целом, для интервала периодов $0.6 \leq P_i \leq 2.0$ (с).

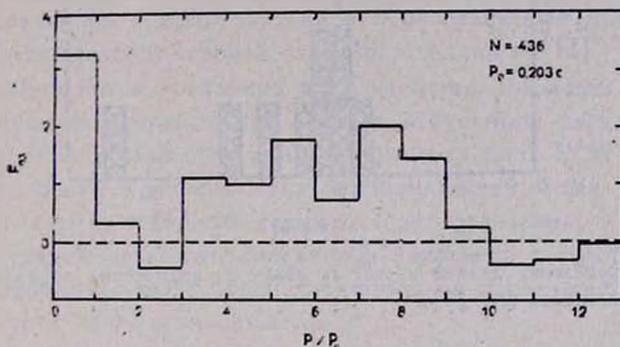


Рис. 2. Зависимость функции F_{03} от отношения P/P_0 , где $P_0 = 0.203$ с. (Функция F_{03} нормирована, т. е. ее среднеквадратичное значение — для случайной выборки периодов P_i , равно единице).

4. *Дополнительные свидетельства в пользу реальности «особой» частоты 5 герц.* Недавно Хазингер [9], изучая распределение быстрых квазипериодических осцилляций (КПО) для 10 ярких двойных рентгеновских систем малой массы (ДРС), пришел к выводу, что почти все ДРС можно разделить на две группы: 1) источники с частотами f_1 в диапазоне 20—55 Гц и сильным «красным» (мощность обратно пропорциональна частоте) шумом на «горизонтальной спектральной ветви»; частота КПО существенно увеличивается с ростом интенсивности; 2) «нормальная ветвь» источников, которые имеют слабый «красный» шум и более или менее устойчивые, на длительных интервалах времени, частоты f_2 ; последние обнаруживают заметную концентрацию возле значения $f_0 \approx 6$ Гц. Тот факт, что частоты второго типа, f_2 , отличаются стабильностью и примерно одинаковы для разных систем, привело автора [9] к мысли о механизме КПО, в основе которого должно лежать некоторое фундаментальное физическое свойство нейтронных звезд и их окружения (см. ниже).

На основе данных табл. 1, заимствованной из [9], мы построили распределение девяти частот f_2 , показанное на рис. 3. Видно, что доминирующая частота близка не к 6, а к 5 Гц. Для шести частот f_2 , группирующихся

ся в диапазоне 4.5—6.5 Гц, среднее значение 5.3 ± 0.6 Гц. И хотя число значений f_2 невелико для статистики, совпадение с нашей величиной $\nu_0 = 4.93$ Гц следует рассматривать как дополнительный аргумент, подтверждающий реальность «характеристической» частоты ≈ 5 Гц.

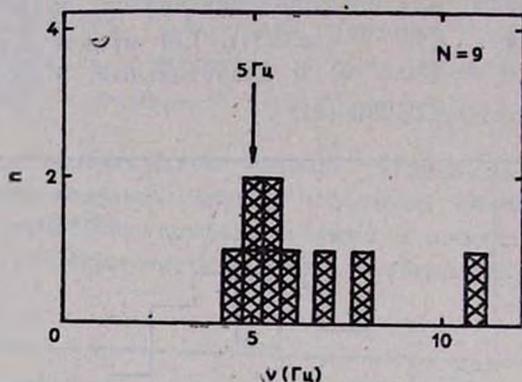


Рис. 3. Распределение девяти частот f_2 квазипериодических осцилляций двойных рентгеновских источников (см. [9]).

Таблица 1

Источник	f_1 , Гц	f_2 , Гц
Суг X-2	18—55	5.6 ± 0.3
GX 5—1	20—36	5?
Sco X-1		5.7—6.4
GX 349 + 2		5; 11?
GX 3 + 1		8 ± 1
GX 17 + 2	24—28	7.2 ± 0.2
GX 340 + 0		5.6 ± 0.3
R. В.*		4—5

* Быстрый „барстер“.

Около года назад, 23.316 февраля 1987 г., непосредственно перед взрывом сверхновой 1987 А в Большом Магеллановом Облаке, японский нейтринный детектор КАМИОКАНДЭ-II зарегистрировал в оптическом диапазоне 12 всплесков нейтрино. В печати появилось множество статей, связывающих эти всплески со сверхновой. Для нас наиболее интересно то, что анализ временной последовательности 12 нейтринных событий, выполненный недавно в [10], показал, что со значимостью $\approx 3\sigma$ всплески следовали с частотой 4.94 ± 0.04 Гц (период 0.2024 ± 0.0016 с), совпадающей в пре-

делах ошибки с ν_0 . (Заметим, что наш вывод о «резонансной» частоте ν_0 был получен еще в 1986 г., за год до взрыва сверхновой). Автор [11] подтверждает достоверность периода 0.2 с у нейтринных всплесков КАМИОКАНДЭ-II и дополнительно указывает, что первые три нейтринных события, зарегистрированных в США детектором IMB, показывают, по-видимому, такую же периодичность, ≈ 0.2 с. (Отмечается также, что в случае реальности указанной выше периодичности масса покоя электронных нейтрино должна быть < 0.9 эВ). Периодичность всплесков нейтрино можно объяснить, например, кратковременным возбуждением интенсивных осцилляций центрального компактного ядра образовавшейся нейтронной звезды, что предсказывается теорией звездного коллапса [12].

Осцилляции потока нейтрино вряд ли можно объяснить просто быстрым вращением родившейся при взрыве нейтронной звезды: ожидаемая частота вращения возникшего пульсара должна быть ≥ 50 Гц [10]. Нам представляется, что в основе обеих периодичностей — как для последовательности всплесков нейтрино, так и для распределения ν_1 пульсаров, может лежать общий механизм, связанный, например, с собственными пульсациями нейтронных звезд, происходящими на характерной, «предпочтительной» частоте ≈ 5 Гц, см. ниже.

5. *Обсуждение результатов.* Существование характерной частоты 6 (или, по-видимому, 5) Гц для КПО в двойных рентгеновских системах автор [9] пытается объяснить тем, что у источников группы 2 (см. раздел 4) рентгеновское излучение модулируется нерадиальной резонансной звуковой волной, которая генерируется в аккреционном диске вблизи поверхности нейтронной звезды. Разумно предполагать также, что указанное свойство (частота) ДРС не должно сильно отличаться при переходе от одного объекта к другому, т. е. что частота слабо зависит от радиуса, массы нейтронной звезды и скорости аккреции.

В механизме [9] предполагается, что при светимостях, не превышающих эддингтоновского предела,

$$L = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T} = 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ (эрг с}^{-1}\text{)} \quad (4)$$

(c — скорость света, G — постоянная тяготения, m_p — масса протона, $\sigma_T = 0.66 \cdot 10^{-24}$ см² — томсоновское сечение, M и M_\odot — массы нейтронной звезды и Солнца соответственно), лучистое давление превращает внутренний аккреционный диск в сферический слой, окружающий нейтронную звезду. Неоднородности аккреционного потока ведут к флуктуациям плотности в этом слое, распространяющимся с локальной скоростью звука [9],

$$v = c \left(\frac{kT}{m_p c^2} \right)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ (см с}^{-1}\text{)}, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура аккрецирующего вещества с типичным значением $\sim 10^7$ К. При радиусе звезды $R \sim 10^8$ см основная частота модуляции $\nu = v/2\pi R \sim 5$ Гц. Флуктуации рентгеновского излучения, соответствующие такой частоте, могут быть усилены вследствие интерференции волн и резонанса.

Механизм Хазингера [9] отличается простотой и может быть весьма эффективным в случае КПО рентгеновских двойных систем. Однако он неприемлем для объяснения ν_0 -эффекта в случае радиопульсаров без аккреции. Более того, природа эффекта должна быть более общего (фундаментального?) характера, поскольку найденная частота ν_0 , как следует из нашего анализа, не зависит ни от радиуса, ни от массы и магнитного поля нейтронной звезды, ни от ее времени жизни и периода.

Мы предполагаем, что доминирование частоты ν_0 обусловлено собственными осцилляциями нейтронных звезд, происходящими, вследствие неизвестной причины, в основном на указанной частоте. Для оценки, по порядку величины, возможных периодов осцилляций воспользуемся обычной формулой маятника

$$p \approx 2\pi \left(\frac{R}{g} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где g — ускорение силы тяжести на поверхности. Для $M = 1.4 M_\odot$ получаем $P \approx 0.0005$ с, что очень мало по сравнению с P_0 .

В последнее время появились указания на то, что ряд наблюдаемых в пульсарах явлений связан с возбуждением акустических (p -моды), гравитационных (g -моды) и иного типа нерадиальных осцилляций нейтронных звезд. Расчеты, выполненные для случая невращающихся нейтронных звезд без магнитного поля, но с твердой корой [13, 14], показали, что акустические колебания имеют периоды < 0.0002 с; для волн сдвига (s -, t -моды), генерируемых в коре, периоды < 0.001 с. Периодичность 0.2 с можно пытаться отождествить, например, с g -модами, распространяющимися в мантии звезды ($P \gtrsim 0.1$ с), или с «волнами раздела» (i -моды), связанными с границами кора—мантия или мантия—ядро ($P \sim 0.01$ —0.1 с). Однако гипотеза о g - и i -модах не в состоянии объяснить существование именно одной доминирующей частоты ν_0 , поскольку спектр собственных нерадиальных осцилляций звезды очень богат и к тому же он зависит от M , R и других параметров. Последние достаточно сильно меняются от звезды к звезде.

Конечно, случайным может оказаться как совпадение, в пределах ошибки, частоты ν_0 с «фундаментальной» частотой Хазингера [9], так и

совпадение ν_0 с частотой всплесков нейтрино от сверхновой 1987 А. Вместе с тем, вероятность случайного совпадения, например ν_0 с частотой 4.94 Гц [10], не очень высока, $\sim 10^{-2}$, поэтому мы полагаем, что обнаруженная нами и авторами [10] частота ≈ 5 Гц, так же, как и частота 5—6 Гц для КПО [9], действительно могут иметь одну общую природу и представлять значительный интерес для будущих исследований в области физики нейтронных звезд.

(Можно даже выдвинуть такую гипотезу: не отражает ли частота ν_0 некоторое внутреннее свойство нуклонов, проявляющееся в очень сильных гравитационных полях, например, собственные осцилляции нуклонов?).

Факт совпадения ν_0 с частотой нейтринных всплесков от сверхновой 1987 А для нас представляется удивительным и достаточно «сенсационным», несмотря на малую статистику измерений КАМИОКАНДЭ-II. Если совпадение не случайно, то не говорит ли оно о том, что в момент взрыва сверхновой и предполагаемого рождения пульсара последний осциллировал и излучал поток нейтрино именно с частотой «гипотетических» пульсаций нейтронных звезд, ≈ 4.93 Гц?

Доминирование частоты $\nu_0 \approx 5$ Гц в распределении пульсаров по периодам (рис. 1) вполне достоверно (уровень значимости эффекта $\approx 3.5 \sigma$) и представляет большой интерес для прогресса в понимании природы релятивистских объектов — нейтронных звезд.

Авторы признательны Б. М. Владимирскому и В. М. Лютому за полезное обсуждение результатов.

Крымская астрофизическая
обсерватория

FIVE HERTZ — A CHARACTERISTIC FREQUENCY OF NEUTRON STARS?

V. A. KOTOV, V. P. FOMIN

The analysis of period distribution of 436 pulsars reveals the existence of a unique („resonant“) frequency $\nu_0 = 4.93 \pm 0.04$ Hz (at $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ confidence level). It means that pulsars tend to attain, statistically, frequencies which are commensurate with ν_0 . Due to the statistical method applied which is based on the computation of the so-called „commensurability function“, the ν_0 -frequency should be independent on the mass, radius, life-time and rotation period of a neutron star and therefore, it may be considered as the intrinsic property of neutron stars. It is suggested that ν_0 is a fundamental eigenfrequency of neutron

star pulsations. This hypothesis seems to be supported by the recent finding of the existence of nearly the same frequency, 4.94 Hz, in the time sequence of neutrino bursts from the supernova 1987 A (in the Large Magellanic Cloud) registered by the KAMIOKANDE neutrino detector.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. Backer, *J. Astrophys. Astron.*, 5, 187, 1984.
2. В. А. Котов, Б. М. Владимирский, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 76, 93, 1987.
3. V. A. Kotov, *Solar. Phys.*, 100, 101, 1985.
4. В. А. Котов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 74, 69, 1986.
5. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
6. R. J. Dewey, J. H. Taylor, J. M. Weisberg, G. H. Stokes, *Astrophys. J.*, 294, L25, 1985.
7. G. H. Stokes, D. J. Segelstein, J. H. Taylor, R. J. Dewey, *Astrophys. J.*, 311, 694, 1986.
8. T. R. Clifton, A. G. Lyne, *Nature*, 320, 43, 1986.
9. G. Hasinger, *Astron. and Astrophys.*, 186, 153, 1987.
10. H. Ögelman, R. Buccheri, *Astron. and Astrophys.*, 180, L23, 1987.
11. O. C. de Jager, *Astron. and Astrophys.*, 185, L13, 1987.
12. R. A. Saenz, S. L. Shapiro, *Astrophys. J.*, 229, 1107, 1979.
13. P. N. McDermott, H. M. Van Horn, J. F. Scholl, *Astrophys. J.*, 268, 837, 1983.
14. P. N. McDermott, C. J. Hansen, H. M. Van Horn, R. Buland, *Astrophys. J.*, 297, L37, 1985.

УДК: 52—4

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
НЕОДНОРОДНОГО ГАЗОВОГО ДИСКА

В. В. ЛЕВИ, А. Г. МОРОЗОВ

Поступила 10 марта 1987

Принята к печати 28 октября 1988

Описаны основные свойства неустойчивости, обусловленной радиальной неоднородностью поверхностной плотности и температуры газового диска. Выяснена причина малости радиального градиента дисперсии скоростей газовых облаков в дисках галактик. Предложено объяснение природы турбулентной вязкости, получены оценки ее величин- и α -параметра в модели самогравитирующего аккреционного диска.

1. *Введение.* К настоящему времени уже известен ряд гидродинамических неустойчивостей газового диска, объясняющих происхождение тех или иных наблюдаемых структур или налагающих ограничения на значения величин некоторых параметров галактических и аккреционных дисков. К ним в первую очередь относятся гравитационная [1, 2] и гравитационно-градиентная [3] неустойчивости, определяющие минимальную «температуру» (аналог квадрата одномерной дисперсии скоростей газовых облаков), необходимую для предотвращения разбегания диска на гравитационно связанные сгустки джинсовского масштаба. Другой класс неустойчивостей — центробежная и Кельвина-Гельмгольца [4—6] обусловлен дифференциальностью вращения диска и, по-видимому, служит причиной возбуждения спирального узора в ряде галактик. Роль диссипативных факторов наиболее ярко проявилась в быстрой диссипативной неустойчивости [7], имеющей, возможно, отношение к объяснению природы турбулентной вязкости в аккреционных дисках, обладающих областями, близкими к границе гравитационной устойчивости [8].

Однако среди перечисленных выше неустойчивостей нет обусловленной радиальной неоднородностью поверхностной плотности и температуры диска. В этой работе мы хотим обратить внимание на потенциальные возможности приложения результатов исследования такой неустойчивости (неустойчивости градиентных и энтропийных возмущений газового диска) для объяснения до сих пор загадочной причины малости радиального градиента дисперсии скоростей газовых облаков в дисках галактик по сравне-

нию с градиентом поверхностной плотности газовых подсистем и для выяснения природы турбулентной вязкости в аккреционных дисках. Последнее особенно важно потому, что кеплерово вращение газового диска гидродинамически устойчиво.

В разделе 2 предложен общий подход к изучению (в ВКБ-приближении) свойств неосесимметричных возмущений в неоднородных дифференциально вращающихся гравитирующих газовых дисках и получено уравнение, определяющее дисперсионные свойства таких возмущений в диске конечной толщины. В разделе 3 вычислены границы области описываемой этим дисперсионным уравнением градиентно-энтропийной неустойчивости, а в разделе 4 в несамогравитирующем пределе показано, что эта неустойчивость обладает свойствами как конвективной, так и Рэлея-Тэйлора неустойчивостей. В заключительном разделе 5 обсуждаются приложения полученных результатов к газовому диску Галактики и проблеме турбулентной вязкости аккреционных дисков.

2. *Дисперсионное уравнение.* Общий подход к выводу уравнения, описывающего дисперсионные свойства неосесимметричных возмущений в дифференциально вращающемся газовом диске с учетом радиальной неоднородности поверхностной плотности σ_0 и температуры T_0 газа, был развит в работе [3]. Однако в упомянутой работе дисперсионное уравнение было получено только в изэнтропической модели диска, хорошо аппроксимирующей газовый диск Галактики в области $r \approx 5 \div 6$ кпк. Указанная модель может быть охарактеризована следующей связью между радиальными градиентами σ_0 и T_0 :

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{d \ln T_0}{d \ln \sigma_0} = \frac{d \ln c_s}{d \ln \sigma_0} = \eta_0 \equiv (\gamma_D - 1)/2, \quad (1)$$

где $c_s \propto T_0^{1/2}$ — адиабатическая скорость звука, γ_D — „плоский“ показатель адиабаты в газовом диске [9—11].

Общее дисперсионное уравнение, в котором не предполагалась бы какая-либо связь между радиальными градиентами σ_0 и T_0 (величина η произвольна), может быть получено из системы уравнений (12), (13) работы [3] при выполнении условия применимости ВКБ-приближения (см. условие (17) в [3])

$$\left| \frac{(\omega - m\Omega) m}{x} \right| \ll kr = (k_r^2 r^2 + m^2)^{1/2} \quad (2)$$

и с учетом ВКБ-решения уравнения Пуассона: $\psi = -2\pi G\sigma/k$ (здесь ψ , σ — возмущенные гравитационный потенциал и поверхностная плотность диска соответственно; k_r , $k_\varphi = m/r$ — радиальная и азимуталь-

ная компоненты волнового вектора: $\Omega(r)$ — угловая скорость вращения газового диска; $x(r)$ — эпциклическая частота, ω — частота возмущений). Это дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} & \hat{\omega}^4 - \hat{\omega}^2 [x^2 + (kc_s^2 - 2\pi G\sigma_0 k)(1 - 2s^2 r d\Omega^2/x^2 dr)] - \\ & - 2s\Omega\hat{\omega} \left[(kc_s^2 - 2\pi G\sigma_0) \frac{d \ln (2\Omega\sigma_0/x^2)}{dr} + 4kc_T^2 \frac{d \ln \sigma_0}{dr} (\eta - \eta_0) \right] - \\ & - 2(2s\Omega)^2 \frac{kc_T^2}{x^2} (\eta - \eta_0) \left(\frac{d \ln \sigma_0}{dr} \right)^2 [2kc_T^2 (\eta - \eta_0) + (kc_s^2 - 2\pi G\sigma_0)] = 0, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\hat{\omega} = \omega - m\Omega$; $c_T = c_s/\sqrt{\gamma_D}$ — изотермическая скорость звука (величина, эквивалентная одномерной дисперсии скоростей газовых облаков); $s = m/kr$ — параметр, характеризующий степень неосесимметричности возмущения. Нетрудно видеть, что в пределе изэнтропического диска ($\eta = \eta_0$) уравнение (3) переходит в дисперсионное уравнение (19) работы [3].

Уравнение (3) описывает четыре ветви колебаний газового диска. Две из них — гравитационные, существуют и в модели однородного ($\sigma_0 = \text{const}$, $T_0 = \text{const}$) твердотельно вращающегося ($\Omega = \text{const}$) диска (баланс квадратичного и четвертой степени по $\hat{\omega}$ членов). В модели неоднородного дифференциально вращающегося изэнтропического диска ($\eta = \eta_0$) появляется „градиентная“ ветвь (в [3] показано, что эта ветвь обладает свойствами волны Россби). Наконец, в модели с $\eta \neq \eta_0$ проявляется еще одна, обусловленная радиальной неоднородностью параметров диска, ветвь колебаний. Поскольку в модели изэнтропического диска частота этой ветви $\hat{\omega} \equiv 0$, ее естественно называть „энтропийной“.

Градиентная и энтропийная ветви являются низкочастотными $|\hat{\omega}| \ll x$ при любых длинах волн возмущений ($|\hat{\omega}| \lesssim c_T/L_\sigma \ll x$, где $L_\sigma = |\partial \ln \sigma_0 / \partial r|^{-1}$). Гравитационные же ветви могут быть низкочастотными только в маргинально устойчивом диске и только для возмущений с длинами волн, лежащими в окрестности значений $k \simeq k_0 = \pi G\sigma_0/c_s^2$ [3]. Если же газовый диск гравитационно устойчив с некоторым, пусть даже небольшим, запасом, то низкочастотными ($|\hat{\omega}| \lesssim c_T/L_\sigma$) во всей области длин волн остаются только градиентная и энтропийная ветви. При вычислении частот последних в этом случае член $\hat{\omega}^4$ в (3) оказывается меньше или порядка $(c_T/L_\sigma)^4$, тогда как другие члены — порядка $(c_T/L_\sigma)^2 x^2 \gg (c_T/L_\sigma)^4$. Поэтому, ог-

раничиваясь в этой работе исследованием свойств градиентных и энтропийных возмущений в гравитационно устойчивом газовом диске, отбросим в (3) член ω^4 . Кроме того, поскольку полученные ниже результаты могут представить интерес и для понимания природы турбулентной вязкости в достаточно толстых аккреционных дисках, запишем это уравнение с учетом конечной толщины диска. Учет этого фактора проведем по аналогии со звездным диском [12], заменив величину Gz_0 на $G\sigma_0/(1+kh)$, где h — эффективная полутолщина газового диска. В итоге получим

$$\begin{aligned} & \omega^2 \left[x^2 + kc_*^2 \left(k - \frac{2k_0}{1+kh} \right) (1 - 2s^2 r d\Omega^2 / x^2 dr) \right] + \\ & + 2s\Omega \omega \left[4kc_*^2 (\eta - \eta_0) \frac{d \ln \sigma_0}{dr} + c_*^2 \left(k - \frac{2k_0}{1+kh} \right) \frac{d \ln (2\Omega\sigma_0/x^2)}{dr} \right] + \\ & + 8s^2 \Omega^2 \frac{kc_*^2}{x^2} (\eta - \eta_0) \left(\frac{d \ln \sigma_0}{dr} \right)^2 \left[2kc_*^2 (\eta - \eta_0) + c_*^2 \left(k - \frac{2k_0}{1+kh} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

3. *Градиентно-энтропийная неустойчивость.* Заметим, что в модели изэнтропического ($\eta = \eta_0$) диска исходное для дальнейшего анализа уравнение (4) оказывается линейным по ω и, следовательно, неустойчивость в случае $\eta \equiv \eta_0$ не может иметь места. Если же диск неизэнтропичен ($\eta \neq \eta_0$), то при некоторых значениях параметров диска и возмущений корни квадратного по ω уравнения (4) могут стать комплексными и, следовательно, описывать неустойчивость негравитационного типа. Назовем эту неустойчивость градиентно-энтропийной (ГЭ) и определим масштабы неустойчивых возмущений в зависимости от параметров диска и, в первую очередь, от параметра η . Из (4) нетрудно видеть, что положение границ области ГЭ-неустойчивости (вычисляемых из условия обращения в нуль мнимой части решения (4)) в плоскости (k, η) при заданном s^2 определяется выражением

$$\eta = \eta_0 + \frac{\gamma_D}{4} \left(1 - \frac{2k_0}{k(1+kh)} \right) \frac{(\varepsilon - z) \pm \sqrt{(\varepsilon - z)^2 + z(\varepsilon + 1)^2}}{z}, \quad (5)$$

где $z = (1 - 2s^2 r d\Omega^2 / x^2 dr) (1 - 2k_0/k(1+kh)) k^2 c_*^2 / x^2$; $\varepsilon = d \ln (2\Omega/x^2) / d \ln \sigma_0$. На рис. 1 в качестве примера приведена область неустойчивости (заштрихована), границы которой определены по параметрам газового диска Галактики в окрестности Солнца [13]. Видно, что диск может быть устойчивым действительно только при $\eta = \eta_0$. Нетрудно также видеть, что большая часть области ГЭ-неустойчивости лежит справа от $k = k_1$, где $k_1 = (\sqrt{1 + 8k_0 h} - 1) / 2h$ — положительный корень уравнения $k - 2k_0/(1+kh) = 0$.

В связи с этим важна оценка величины $k_0 h$ в газовых галактических и аккреционных дисках. В окрестности Солнца непосредственно по данным наблюдений $(k_0 h)_\odot \approx 0.3$. Вообще же в галактических газовых подсистемах* $k_0 h \approx (2/r_D)^{1/2} (\chi/\omega_s)/Q_0$, где ω_s — частота колебаний частиц поперек плоскости диска (обычно в дисках галактик $\chi/\omega_s \approx \approx 0.3 \div 0.5$), а $Q_0 = c_s \chi / \pi G \Sigma_0$. Поскольку в газовых подсистемах большинства галактик $Q_0 \approx 1.5 \div 2$ [15], то $k_0 h \approx 0.15 \div 0.4$. В этом слу-

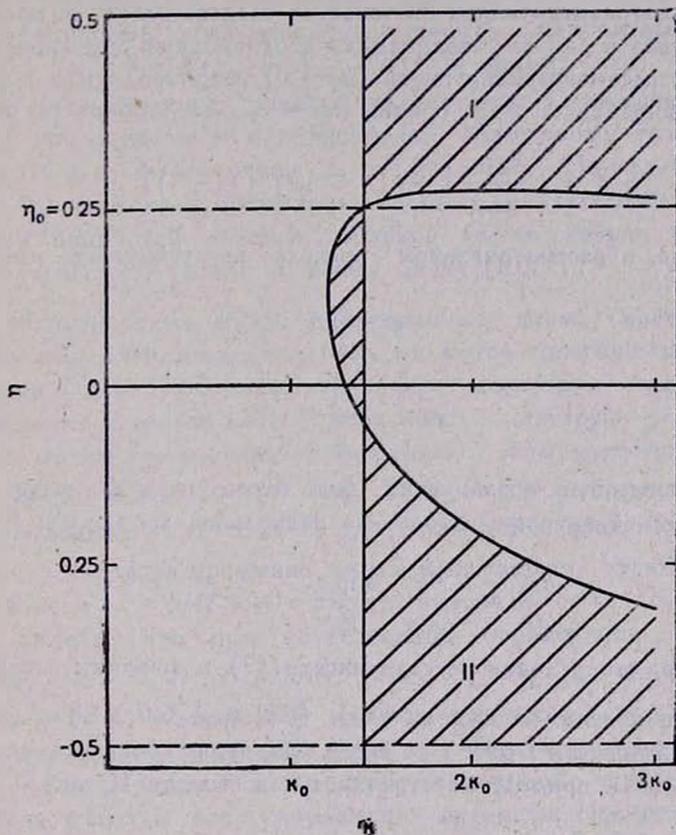


Рис. 1. Область градиентно-энтропийной неустойчивости в плоскости (k, η) по параметрам газового диска Галактики в окрестности Солнца.

чае $k_1 \approx (1.3 \div 1.6) k_0$. В аккреционных дисках, вращающихся по кеплеровскому закону ($n = 1.5$; $\omega_s \approx \chi = \Omega$) оценки показывают, что $k_0 h \approx \beta/Q_0$, где β — коэффициент порядка единицы. И в пределе практически несамогравитирующего ($Q_0 \gg 1$) диска, очевидно, $k_0 h \ll 1$. В этом случае $k_1 \approx 2k_0$.

* Эта оценка эквивалентна приведенной в работе [14]: $k_0 h \approx (\sqrt{\pi}/2) \rho_{g0}/\rho_{*0} |_{z=0}$.

4. *Природа градиентно-энтропийной неустойчивости.* Отметим непосредственно вытекающие из уравнений (4), (5) основные отличительные свойства ГЭ-неустойчивости. Во-первых, неустойчивыми могут быть лишь неосесимметричные ($s = m/kg \neq 0$) возмущения. Во-вторых, ГЭ-неустойчивость может развиваться и в твердотельно вращающемся диске и исчезает лишь в том случае, если $\eta = \eta_0$. И, наконец, в-третьих, ГЭ-неустойчивость может развиваться в сколь угодно «горячем» газовом диске.

Последнее обстоятельство означает, что ГЭ-неустойчивость существует и в несамогравитирующих системах, и, следовательно, ее природа может быть понята в рамках газодинамики неоднородных сред. Действительно, в пределе несамогравитирующей ($k_0 \rightarrow 0$) неоднородной в x -направлении невращающейся ($\Omega \rightarrow 0$) среды ($k_y \rightarrow k_y$, $k_r \rightarrow k_x$) из (4) получаем

$$\hat{\omega} = \pm i \frac{k_y c_T}{kL_g} \left[\frac{4}{\gamma_D} (\eta - \eta_0) \left(\eta + \frac{1}{2} \right) \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Следовательно, в рассматриваемом пределе неустойчивость имеет место при

$$\eta > \eta_0 \quad (7)$$

и при

$$\eta < -\frac{1}{2}. \quad (8)$$

Выясним природу этих ограничений. Для этого сначала вычислим градиент равновесной энтропии вдоль « x » радиальной координаты [3]:

$$\frac{ds_0}{dx} = \frac{c_T^2}{T_0 \eta_0} \frac{d \ln \sigma_0}{dx} (\eta - \eta_0). \quad (9)$$

Из (9) видно, что условие неустойчивости (7) в точности соответствует условию возникновения конвекции [16]: $(\bar{\nabla} s_0 \cdot \bar{\nabla} \sigma_0) > 0$. Тем самым, неустойчивость в области I рис. 1 по своей природе — конвективная.

Чтобы понять природу неустойчивости в области II рис. 1 заметим, что

$$\frac{dp_0}{dx} = \frac{ds_0 c_T^2}{dx} = \sigma_0 c_T^2 \frac{d \ln \sigma_0}{dx} (1 + 2\eta). \quad (10)$$

Отсюда видно, что условие неустойчивости (8) тождественно совпадает с условием неустойчивости Рэлея-Тэйлора: $(\bar{\nabla} p_0 \cdot \bar{\nabla} \sigma_0) < 0$.

Приведенные выше рассуждения объясняют асимптотическое поведение границ области ГЭ-неустойчивости на рис. 1 в пределе $k \rightarrow \infty$. Искажения же границы области неустойчивости на этом рисунке для длинно-

волновых возмущений (не удовлетворяющих условию $k \gg k_0$) обусловлено, очевидно, влиянием самогравитации.

5. Приложения.

5.1. Газовый диск Галактики. По данным наблюдений в области $r \gtrsim 5 + 6$ кпк величина $(\partial \ln \sigma_0 / \partial r)^{-1} \simeq -4$ кпк [17], а $(\partial \ln c_s / dr)^{-1} \simeq \simeq -(15 + 17)$ кпк [18]. Тем самым $\eta_{0,br} \simeq 1/4$. В то же время, рассматривая газовый диск как совокупность „макроатомов“—облаков ($\gamma_V = 5/3$, $\gamma_D = 3 - 4/(\gamma_V + 1) = 3/2$ [11]), видим, что $\eta_0 = 1/4$. Это означает, что эволюция газовой подсистемы Галактики в области $r \gtrsim 5 + 6$ кпк привела ее к единственно возможному устойчивому состоянию. И в этом состоянии $L_c \simeq L_0 / \eta_0 \gg L_*$. По-видимому, именно по этой причине при обсуждении данных наблюдений по величине дисперсии скоростей газовых облаков (и не только в Галактике) часто полагают $c_s = \text{const}$ по всему диску [19].

5.2. Аккреционные диски. Аккреционные диски, вращающиеся вокруг компактных массивных объектов, являются практически несамогравитирующими ($Q_0 \gg 1$). В качестве примера рассмотрим модель такого диска, описанную в работе [20]. В этой модели, которую условно можно разделить на две (по радиальной координате) зоны, известны зависимости $c_s(r) \propto T_0^{1/2}(r)$ и $\sigma_0(r) = n(r) h(r)$, где $n(r)$ — объемная плотность частиц. В зоне I: $c_s(r) \propto r^{-1/2}$, $\sigma_0(r) \propto r^{-3/2}$, а в зоне II: $c_s(r) \sim r^{-1/4}$, $\sigma_0(r) \sim r^{-3/4}$. Полагая вращение диска кеплеровым, отсюда заключаем, что в зоне I: $\eta = 3/4$; $\varepsilon = -5/2$; а в зоне II: $\eta = 1/2$; $\varepsilon = -2$. Нетрудно видеть, что при естественном ограничении $\gamma_V < 3$ ($\gamma_D = 3 - 4/(\gamma_V + 1) < 2$) в обеих зонах $\eta > \eta_0$ и, следовательно, в рассматриваемой модели [20] должна возбуждаться неустойчивость конвективного (см. раздел 4) типа*. Обсудим возможность турбулентности аккреционного диска рассматриваемой неустойчивостью и объяснения природы его турбулентной вязкости. Поскольку в горячих аккреционных дисках с $Q_0 \gg 1$ величина $k_0 h \sim 1/Q_0 \ll 1$ (см. раздел 3), рассматриваем возмущения с $k \gg k_0$. В этом случае решение уравнения (4) имеет вид:

а) в зоне I:

$$\omega \simeq \frac{skh^2\Omega}{L_*} \left\{ -\frac{1}{16(1+3s^2)} + \frac{i}{|1+3s^2|} \right\}. \quad (11)$$

* Подчеркнем, что здесь имеется в виду возбуждение конвекции в радиальном направлении. Возможность возбуждения аналогичной неустойчивости, обусловленной градиентами температуры и плотности поперек плоскости диска нами не рассматривается.

б) в зоне II:

$$\hat{\omega} \approx \frac{skh^2\Omega}{L_\sigma} \left\{ -\frac{1}{8(1+3s^2)} + \frac{i}{\sqrt{2}\sqrt{1+3s^2}} \right\}, \quad (12)$$

где $h \approx \sqrt{2} c_T / \Omega$; $L_\sigma = -(\partial \ln \sigma_0 / \partial r)^{-1}$ (в зоне I: $L_\sigma \approx 5r/3$; а в зоне II: $L_\sigma \approx 4r/3$).

Из (11), (12) видно, что неустойчивость конвективного типа в модели аккреционного диска [20] является сильной: $Im(\hat{\omega}) \gg |Re(\hat{\omega})|$. В этом случае должна происходить интенсивная турбулизация системы, а порядок величины турбулентных коэффициентов переноса (в данном случае — турбулентной вязкости) может быть оценен следующим образом [21]:

$$\nu_{\text{турб}} \sim \max_k \left(\frac{Im(\hat{\omega})}{k^2} \right) \sim \max_k \left(\frac{sh^2\Omega}{kL_\sigma} \right) \lesssim h^2\Omega \sim \frac{c_T^2}{\Omega}, \quad (13)$$

где ограничение сверху в (13) на величину $\nu_{\text{турб}}$ вытекает естественным образом из условия применимости ВКБ-приближения: $kL_\sigma > 1$.

Нетрудно оценить порядок отношения турбулентной вязкости (13) к молекулярной вязкости $\nu_{\text{мол}} \sim c_T l$, где l — длина свободного пробега частиц:

$$\frac{\nu_{\text{турб}}}{\nu_{\text{мол}}} \lesssim \frac{h}{l}, \quad (14)$$

а также величину феноменологического α -параметра теории аккреционных дисков [22] и турбулентной скорости $u_{\text{турб}}$

$$\alpha \equiv \frac{\nu_{\text{турб}}}{c_s h} \sim \frac{u_{\text{турб}}}{c_s} \lesssim 1, \quad (15)$$

откуда видно, что возбуждающаяся благодаря раскочке рассматриваемой неустойчивости турбулентность является дозвуковой.

Отметим также, что рассмотренный в [7] механизм турбулизации газового диска, обусловленный быстрой диссипативной неустойчивостью, эффективен только в том случае, когда диск находится на границе гравитационной устойчивости и приводит к заметно меньшим оценкам турбулентной вязкости ($\nu_{\text{турб}}/\nu_{\text{мол}} \sim (h/l)^{3/2}$) и α -параметра теории аккреционных дисков ($\alpha \sim (l/h)^{1/2}$), чем по результатам (14), (15).

Приведенные выше оценки с неизбежностью являются предварительными. Более подробный анализ затронутых здесь проблем будет предметом отдельной работы.

Авторы признательны Н. И. Шакуре за полезные обсуждения.

HYDRODYNAMIC INSTABILITIES
OF A HETEROGENEOUS GASEOUS DISK

V. V. LEVI, A. G. MOROSOV

The principal properties of instability, which is specified by radial heterogeneity of surface density and temperature of a gaseous disk are described. The reason of a little gradient of velocity dispersion of gaseous clouds is cleared up. The explanation of the nature of turbulent viscosity, estimations of its value and α -parameter obtained in the model of the nonself-gravitating accretion disks is suggested.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Сафронов, Докл. АН СССР, 130, 53, 1960.
2. А. М. Фридман, V. L. Polgachenko, Physics of Gravitating Systems, Heidelberg, Springer-Verlag, 1984.
3. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 62, 209, 1985.
4. А. Г. Морозов, Письма в Астрон. ж., 3, 195, 1977.
5. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 56, 498, 1979.
6. А. Г. Морозов, М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин, А. М. Фридман, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 39, 504, 1984.
7. А. Г. Морозов, Ю. М. Торгашин, А. М. Фридман, Письма в Астрон. ж., 11, 231, 1985.
8. П. И. Колыхалов, Р. А. Сюняев, Письма в Астрон. ж., 6, 680, 1980.
9. С. Hunter, Ann. Rev. Fluid Mech., 4, 219, 1972.
10. М. Г. Абрамян, Астрофизика, 14, 579, 1979.
11. С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, Астрон. циркуляр, № 1157, 1981.
12. Р. О. Vandervoort, Astrophys. J., 161, 87, 1971.
13. D. B. Sanders, P. M. Solomon, N. Z. Scoville, Astrophys. J., 276, 182, 1984.
14. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Письма в Астрон. ж., 7, 136, 1981.
15. А. В. Засов, А. Г. Морозов, Астрон. циркуляр, № 1356, 1985.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Гидродинамика, Наука, М., 1986.
17. D. B. Sanders, Kinematics, Dynamics and Structure of Milky Way, Vancouver, 1982, p. 115.
18. W. B. Burton, Astron. and Astrophys., 10, 76, 1971.
19. P. C. van der Kratt, Astron. and Astrophys., 99, 298, 1981.
20. N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys., 24, 337, 1973.
21. Б. Б. Кадошцев, Вопр. теории плазмы, вып. 4, 188, 1964.
22. R. A. Sunyaev, N. I. Shakura, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 613, 1976.

УДК: 524.354.6:531.51

О ДЕЙСТВИИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Л. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 23 марта 1988

Принята к печати 2 сентября 1988

С применением решения уравнений Эйнштейна вычислено суммарное действие $S_g + S_m$ гравитационного поля и материи для неврашающейся сферически-симметрической нейтронной звезды. Рассмотрены три известных выражения для S_g в общей теории относительности (ОТО), отличающиеся друг от друга интегралом от дивергенции некоторой величины. Показано, что только при полевой формулировке ОТО, в основе которой лежат биметрический формализм, независимо от выбора системы координат, $S_g + S_m = -Mc^2 \Delta\tau$ и функционал действия переходит в аналогичное выражение ньютоновской теории для слабого поля тяготения. M — масса звезды; $\Delta\tau$ — промежуток времени в удаленной системе отсчета, относительно которой звезда покоится.

1. *Введение.* В общей теории относительности используются следующие выражения для действия гравитационного поля:

$$S_\alpha = -\frac{c^3}{16\pi G} \begin{cases} \int R \sqrt{-g} d\Omega, & \alpha = 1, \\ \int g^{ik} (\Gamma_{in}^i \Gamma_{kl}^n - \Gamma_{ik}^i \Gamma_{ln}^n) \sqrt{-g} d\Omega, & \alpha = 2, \\ \int g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^i \bar{\Gamma}_{ln}^n) \sqrt{-g} d\Omega, & \alpha = 3, \end{cases} \quad (1)$$

R — скалярная кривизна пространства-времени, g_{ik} — его метрический тензор, а Γ_{ik}^l — символы Кристоффеля. В S_3 рассматривается также плоское пространство-время с квадратом интервала $ds_0^2 = \gamma_{ik} dx^i dx^k$ и символами Кристоффеля $\bar{\Gamma}_{ik}^l$,

$$\bar{\Gamma}_{ik}^l = \frac{1}{2} g^{ln} (g_{n|ik} + g_{nk|i} - g_{ik|n}) = \Gamma_{ik}^l - \dot{\Gamma}_{ik}^l, \quad (2)$$

вертикальная черта — операция ковариантного дифференцирования в плоском пространстве — времени. В [1—4] теория тяготения излагается с по-

мощью S_1 , S_2 , а в [5—8] — с помощью S_3 . Действия S_1 , S_2 , S_3 отличаются друг от друга интегралом от дивергенции некоторой функции, поэтому вариация $S_a + S_m$ по g_{ik} приводит к уравнениям Эйнштейна независимо от вариантов $\sigma = 1, 2, 3$ (S_m — действие материи). Наиболее простым с математической точки зрения следует признать скаляр S_1 , но он содержит вторые производные g_{ik} . Требованию, чтобы действие не содержало производных от g_{ik} выше первого порядка [2], удовлетворяет S_2 , но оно не является скаляром. S_3 — скаляр и содержит производные не выше первого порядка, но S_3 строится с помощью двух метрических тензоров g_{ik} и γ_{ik} . Априори не ясно, какому из этих вариантов отдать предпочтение. В данной работе произвол устраняется условием (7).

2. Действие гравитационного поля. В специальной теории относительности в отсутствие полей действие частицы равно

$$S_m = -mc^2 \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt, \quad (3)$$

m — масса частицы, а v — ее скорость. В общей теории относительности действие макроскопического протяженного тела получается из (3) ковариантным обобщением:

$$S_m = - \int \rho c \sqrt{-g} d\Omega, \quad (4)$$

ρc^2 — плотность энергии в собственной системе отсчета. Для частицы, движущейся в пустом пространстве, $\rho = m \delta(\vec{x})$, где $x^0 = ct$, \vec{x} — декартовы координаты в мгновенно сопутствующей инерциальной системе отсчета, поэтому из (4) следует

$$S_m = -mc^2 \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\vec{x}) dV = -mc^2 (\tau_2 - \tau_1) = -mc^2 \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt$$

(τ — собственное время частицы). Укажем также, что в случае сплошной среды, варьируя (4) по метрике, приходим [1, 4] к результату

$$\delta S_m = \frac{1}{2c} \int T_{ik} \delta g^{ik} \sqrt{-g} d\Omega, \quad (5)$$

где

$$T_{ik} = (\rho c^2 + P) u_i u_k - P g_{ik}, \quad (6)$$

P — давление, а u_i — 4-скорость вещества.

Теперь рассмотрим статическое сферически-симметрическое распределение гравитирующих масс. Для определенности будем иметь в виду нейтронную звезду. Неоднозначность в выборе действия можно устранить накладывая дополнительное условие. Так, для бесконечно удаленного наблюдателя в инерциальной системе отсчета звезда представляет собой пробное тело, поэтому естественно потребовать, чтобы полное действие, как и в (3), равнялось

$$S_g + S_m = -M_t c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \Delta t.$$

Здесь v — скорость звезды относительно наблюдателя, а M_t — инертная масса. Принцип эквивалентности утверждает, что M_t совпадает с тяготеющей массой M , поэтому

$$S_g + S_m = -Mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \Delta t = -Mc^2 \Delta \tau, \quad (7)$$

где $\Delta \tau$ — промежуток времени в удаленной системе отсчета, относительно которой звезда покоится. Используя уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (8)$$

вычислим $S_g + S_m$ по формулам (1), (4) и сравним результат с (7).

В статическом сферически-симметрическом случае квадрат интервала можно представить в виде

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda dr^2 - e^\mu r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (9)$$

(начало сферической системы координат расположено в центре небесного тела). Две из трех функций $\nu(r)$, $\lambda(r)$, $\mu(r)$ определяются уравнениями (8), тогда как третья — остается произвольной. Она фиксируется выбором (арифметизацией) радиальной координаты r . Внутри распределения масс (8) решается численно [3, 4, 9, 10], а при $r > r_1$ (r_1 — радиус звезды) имеем [1—4]

$$e^\nu = 1 - \frac{r_g}{\eta(r)}, \quad e^\lambda = \frac{(d\eta/dr)^2}{1 - r_g/\eta}, \quad e^\mu = \frac{\eta^2}{r^2}, \quad (10)$$

$r_g = 2GM/c^2$, а $\eta(r)$ — некоторая функция, определяемая выбором радиальной координаты ($\eta/r \rightarrow 1$, когда $r \rightarrow \infty$). При $\eta = r$ (10) переходит в решение Шварцшильда. Используя (1), (4), (6), (8), а также формулу

$$Mc^2 = \int (\rho c^2 + 3P) \sqrt{-g} d^3 \Omega.$$

справедливую для постоянного гравитационного поля [2], простыми преобразованиями находим

$$S_1 + S_m = -\frac{1}{2} Mc^2 \Delta \tau \quad (11)$$

(см. [11, 12]), что не согласуется с (7).

Перейдем к вычислению $S_2 + S_m$. Имея в виду (11) и соотношение

$$R \sqrt{-g} = g^{ik} (\Gamma_{in}^i \Gamma_{kl}^n - \Gamma_{ik}^l \Gamma_{ln}^k) \sqrt{-g} + \frac{\partial (\sqrt{-g} \omega^l)}{\partial x^l} \quad (12)$$

$$\omega^l = g^{ik} \Gamma_{ik}^l - g^{il} \Gamma_{ik}^k,$$

находим

$$S_2 + S_m = -\frac{1}{2} Mc^2 \Delta \tau + \frac{c^3}{16\pi G} \int \frac{\partial (\sqrt{-g} \omega^l)}{\partial x^l} d\Omega. \quad (13)$$

Сначала рассмотрим «декартовую» систему координат s, x, y, z :

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta. \quad (14)$$

Соответствующий квадрат интервала

$$ds^2 = e^\nu c^2 d\tau^2 - (e^\lambda - e^\mu) \frac{(x dx + y dy + z dz)^2}{x^2 + y^2 + z^2} - e^\mu (dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (15)$$

получается подстановкой (14) в (9). Для метрики, определяемой (15), имеем

$$\sqrt{-g} \omega^l = \left[\nu' + 2\mu' + \frac{2}{r} (1 - e^{\lambda-\mu}) \right] e^{(\nu-\lambda+2\mu)/2} n^l, \quad (16)$$

где штрих — производная по r , а $rn^l = (0, x, y, z)$. Теперь подставим (16) в (13) и выполним интегрирование с учетом (10). В результате придем к равенству

$$S_2[x, y, z] + S_m = -Mc^2 \Delta \tau \quad (17)$$

(для случая $\lambda = \mu$ оно доказано в [12]), которое совпадает с (7). В сферической же системе координат с квадратом интервала (9) имеем

$$\sqrt{-g} \omega^l = (0, h^{(1)}, h^{(2)}, 0), \quad (18)$$

где

$$h^{(1)} = [(\nu' + 2\mu') r^2 + 4r] e^{(\nu-\lambda+2\mu)/2} \sin \theta, \quad h^{(2)} = 2e^{(\nu+\lambda)/2} \cos \theta.$$

Подставляя это выражение в (13) и вновь интегрируя с учетом (10), получаем

$$S_2[r, \theta, \varphi] + S_m = \left| (a - 2) Mc^2 + A + \frac{c^4}{2G} \lim_{r \rightarrow \infty} r \right| \Delta\tau = \infty, \quad (19)$$

где a — постоянная, фигурирующая в разложении

$$\eta(r) = r + \frac{1}{2} ar_{\mu} + b \frac{r_{\mu}^2}{r} + \dots, \quad (20)$$

справедливом на больших расстояниях от небесного тела,

$$A = \frac{c^4}{2G} \int_0^{\infty} [1 - e^{(\nu+\lambda)/2}] dr$$

— конечная величина. Как видим, в произвольной (не декартовой) системе координат $S_2 + S_m$ не совпадает с (7). Это связано с тем, что $S_2 + S_m$ не является скаляром.

Обратимся к $S_3 + S_m$. Здесь также удобно начать с рассмотрения декартовой системы координат (14). При этом квадрату интервала

$$ds_0^2 = \gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (21)$$

для плоского пространства — времени соответствует (15), а $\bar{\Gamma}_{ik}^l = 0$, поэтому из (1), (2), (17) находим

$$S_3 + S_m = S_2[x, y, z] + S_m = -Mc^2 \Delta\tau. \quad (22)$$

($S_3 + S_m$) — скаляр, следовательно и в произвольной системе координат $S_3 + S_m = -Mc^2 \Delta\tau$. В этом можно убедиться непосредственным расчетом, например, в сферической системе координат. Заметим, что на больших расстояниях от небесного тела $ds \approx ds_0$.

Таким образом, из трех выражений для действия гравитационного поля условию (7) удовлетворяет только S_3 . Ниже будем полагать

$$S_3 \equiv S_g = - \frac{c^3}{16\pi G} \int g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^l \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^l \bar{\Gamma}_{ln}^n) \sqrt{-g} d\Omega. \quad (23)$$

3. О связи между двумя метриками. Квадрату интервала

$$ds_0^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (24)$$

соответствует (9) для искривленного пространства — времени. Как уже отмечалось, вне небесного тела ν, λ, μ определяются выражениями (10), где функция $\eta(r)$ не определена (в (20) коэффициенты $a, b \dots$ неизвестны). Это обусловлено тем, что γ_{ik} не входит в уравнения Эйнштейна. Покажем, что постоянную a в (20) можно определить из требования соответствия с ньютоновской теорией тяготения.

Для метрик, определяемых выражениями (9) и (24), находим

$$g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^i \bar{\Gamma}_{ln}^n) = \frac{1}{r} (\nu' + \lambda') (e^{-\nu} - e^{-\lambda}) - \mu' \left(\nu' + \frac{1}{2} \mu' \right) e^{-\lambda}. \quad (25)$$

Из (10) и (20) следует, что для слабого гравитационного поля

$$\nu \approx -\lambda \approx \frac{2\psi}{c^2}, \quad \mu = -\frac{2a\lambda}{c^2} \quad (26)$$

(ψ — ньютоновский потенциал). Подставив (25), (26) в (23), получаем

$$S_g \approx -a(2 - a) \frac{\Delta\tau}{8\pi G} \int \psi'^2 dV, \quad dV = 4\pi r^2 dr. \quad (27)$$

В (26) $|\psi| \ll c^2$, поэтому слабое гравитационное поле можно рассматривать как возмущение метрики плоского пространства — времени: $g^{ik} = \gamma^{ik} + \delta g^{ik}$. Подставив сюда g^{ik} и γ^{ik} , определяемые интервалами (9) и (24), в первом порядке по малым функциям ν , λ и μ получаем

$$\gamma_{00} \delta g^{00} = -\nu, \quad \gamma_{11} \delta g^{11} = -\lambda, \quad \gamma_{22} \delta g^{22} = \gamma_{33} \delta g^{33} = -\mu.$$

Теперь с помощью (5) и (6) находим

$$S_m(\psi) + M_0 c^2 \Delta\tau \approx \frac{1}{2c} \int [-\nu \rho c^2 + (\lambda + 2\mu) P] \sqrt{-\gamma} d\Omega \approx -\Delta\tau \int \rho \psi dV,$$

откуда

$$S_m \approx - \left(M_0 c^2 + \int \rho \psi dV \right) \Delta\tau. \quad (28)$$

где $M_0 = \int \rho dV$ — масса тяготеющего тела. Как видим, полное действие $S_g + S_m$ переходит в соответствующее выражение ньютоновской теории (статическое сферически-симметрическое поле тяготения) только при $a = 1$. С учетом (26) для (9) приходим к результату

$$ds^2 \approx \left(1 + \frac{2\psi}{c^2} \right) c^2 d\tau^2 - \left(1 - \frac{2\psi}{c^2} \right) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (29)$$

Что касается параметра b в разложении (20), в принципе, его можно определить из анализа пост-ньютоновских эффектов теории гравитации. Подставив (10) и (20) в (9), получим

$$ds^2 \approx \left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{r_g^2}{2r^2} \right) c^2 d\tau^2 - \left(1 + \frac{r_g}{r} + \omega_1 \frac{r_g^2}{r^2} \right) dr^2 - \\ - \left(1 + \frac{r_g}{r} + \omega_2 \frac{r_g^2}{r^2} \right) r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (30)$$

на больших расстояниях от небесного тела, $\omega_1 = (1-4b)/2$, $\omega_2 = (1+8b)/4$. Это выражение согласуется с имеющимися данными [3] о пост-ньютоновских эффектах в окрестности солнечной системы. Однако на сегодня нет данных, необходимых для вычисления b . В [6] приведены аргументы, согласно которым связь ds с ds_0 определяется уравнением

$$\left(\sqrt{\frac{g}{\gamma}} g^{ik} \right)_{,k} = 0. \quad (31)$$

(см. также [1]). Вне небесного тела решение (31) известно [1, 6]:

$$\eta + \sigma \left[1 + \left(\frac{\eta}{r_g} - \frac{1}{2} \right) \ln \left| 1 - \frac{r_g}{\eta} \right| \right] = r + \frac{1}{2} r_g, \quad (32)$$

где σ , в конечном счете, определяется давлением в центре нейтронной звезды [13]. Из сравнения (32) с (20) следует $a=1$, $b=0$.

В заключение вернемся к (29). В декартовой системе координат

$$ds^2 \approx \left(1 + \frac{2\psi}{c^2} \right) c^2 d\tau^2 - \left(1 - \frac{2\psi}{c^2} \right) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (33)$$

Как уже отмечалось, $S_2[x, y, z] = S_g$, поэтому для интервала (33) S_2 также согласуется с действием ньютоновской теории. В [2] задача о предельном переходе решена именно в такой системе координат в предположении, что действие гравитационного поля равно S_2 . Однако в сферической системе координат S_2 расходится (см. (19)).

Автор признателен академику АН Арм.ССР Г. С. Саакяну, а также участникам семинаров ИПФФ АН Арм.ССР и кафедры теоретической физики ЕГУ за ценные обсуждения работы.

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

ON GRAVITATIONAL FIELD ACTION

L. Sh. GRIGORIAN

Solutions of the Einstein equations are used to calculate the sum of actions $S_g + S_m$ of the gravitational field and the matter for a non-rotating spherically symmetric neutron star. Three expressions for S_g , well known in the theory of general relativity (GR) and differing from each other in the integral with respect to the divergence of a certain value are considered. Independently of the selected system of axes it is shown that $S_g + S_m = -Mc^2\Delta\tau$ and that the action functional is

transformed into a similar expression of the Newton theory for a weak gravitational field only in case of the field-theoretical formulation of GR based on the bimetric approach. M is the star mass and $\Delta\tau$ is the time interval in the remote system of reference relative to which the star is at rest.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, Физматгиз, М., 1961.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
3. Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, Гравитация, Мвр, М., 1977.
4. Г. С. Саакян, Пространство — время и гравитация, Изд. Ереванского ун-та, Ереван, 1985.
5. N. Rosen, The III International School of Cosmology and Gravitation, Erice, 8—20 May, 1974, p. 2—40.
6. А. А. Логунов, Лекции по теории относительности и гравитации, Наука, М., 1987.
7. Я. Б. Зельдович, Л. П. Гришук, Успехи физ. наук, 149, 695, 1986.
8. Н. А. Черников, Вариационный метод Гильберта и тензор Палапетру, Препр. ОИЯИ, P2-87-683, 1987.
9. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
10. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, Astrophys. and Space Sci., 95, 305, 1983.
11. Н. В. Мицкевич, Физические поля в общей теории относительности, Наука, М., 1969.
12. М. Е. Герценштейн, А. Г. Соловей, Изв. вузов, Физика, 30, № 9, 74, 1987.
13. Р. М. Авакян, Тезисы докл. II Всесоюз. научн. семинара, Изд. Тартуского ун-та, Тарту, 1988, стр. 22.

УДК: 524.3—52

ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ
ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

В. И. КОРЧАГИН, А. Д. РЯБЦЕВ

Поступила 15 февраля 1988

Принята к печати 20 июня 1988

Рассмотрен процесс распространения звездообразования в рамках модели, учитывающей нелокальное воздействие звезд на межзвездную среду и конечное время эволюции «протозвезд». Распространение звездообразования возможно, если плотность межзвездной среды превышает некоторое критическое значение. В этом случае эволюция начального локализованного возмущения приводит к формированию стационарной бегущей волны звездообразования. Скорость волны находится в приемлемом согласии с наблюдениями.

1. *Введение.* В последние годы получены многочисленные наблюдательные данные, подтверждающие, что звездообразование в галактиках носит самораспространяющийся характер. Идея индуцированного рождения звезд была высказана еще в 50-е годы [1], однако только в последнее время становится понятным, что индуцированное рождение звезд лежит в основе многих глобальных процессов в галактиках, таких, как вспышки звездообразования [2, 3], образование звездных ассоциаций и комплексов [4], спиральных ветвей флоккулентных спиральных галактик [5].

Теоретическое описание индуцированного звездообразования было связано с проведением численных экспериментов [5]. Механизм распространения звездообразования в этих экспериментах не связан с диффузией звезд или газа, а обусловлен нелокальным воздействием звезд на облака. Такой процесс, отражающий основные черты индуцированного звездообразования в реальных системах, положен в основу аналитического описания индуцированного самораспространяющегося звездообразования, предложенного в работах [6, 7]. В этих работах показано, что распространение звездообразования в звездно-облачных системах носит волновой характер и получены нетривиальные пространственные структуры — стационарные одномерные волны звездообразования*.

* Одномерные волны звездообразования в рамках диффузионной модели были рассмотрены Щекиновым [8]. Как показано ниже, диффузионное приближение следует из наших уравнений как предельный случай.

В настоящей работе рассмотрен процесс установления нелинейных волн звездообразования в звездно-облачных системах. Линейный анализ неустойчивости межзвездной среды, проведенный в разделе 3, позволил установить критическую плотность межзвездной среды, ниже которой процесс распространения волн звездообразования невозможен. В разделе 4 приведены результаты численного исследования волн звездообразования, а в разделе 5 полученные решения сопоставляются с наблюдениями.

2. Основные уравнения. В работе [7] предложена система уравнений, описывающая распространение звездообразования, связанное с нелокальным воздействием звезд на межзвездную среду. Уравнения баланса массы звездно-облачной системы имеют вид:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\bar{r}s + ac(\bar{x}, t - T) \int d\bar{x}' f(\bar{x} - \bar{x}') s(\bar{x}', t - T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -ac(\bar{x}, t) \int d\bar{x}' f(\bar{x} - \bar{x}') s(\bar{x}', t).$$

Здесь s, c — плотности «активных» звезд и межзвездной среды, функция f модельно описывает нелокальность воздействия звезд на облака. Функция f обращается в нуль, если $|\bar{x} - \bar{x}'|$ превышает некоторый радиус «влияния» L . Член $-\bar{r}s$ в первом уравнении есть темп убыли звезд. Интегральные слагаемые в правых частях дают темп прироста массивных звезд из межзвездной среды, подвергшейся влиянию звезд время T назад, и темп превращения в протозвезды облачной среды.

Модель (1) приводит к распространению звездообразования, не связанному с движениями звезд или облаков. Распространение рождения звезд в модели (1) не является, таким образом, диффузионным. Тем не менее, из системы уравнений (1) может быть получено уравнение диффузионного типа в приближении, когда радиус «влияния» L значительно меньше характерного масштаба изменения плотностей облаков и звезд. В этом случае выражение для темпа прироста молодых звезд может быть аппроксимировано следующим образом:

$$ac(\bar{x}) \int d\bar{x}' f(\bar{x} - \bar{x}') \left\{ s(\bar{x}) - (x_i - x'_i) \frac{\partial s(\bar{x})}{\partial x_i} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (x_i - x'_i)(x_j - x'_j) \frac{\partial^2 s(\bar{x})}{\partial x_i \partial x_j} \right\}. \quad (2)$$

Не ограничивая общности, примем условие нормировки $\int f(x) dx = 1$.

В одномерном случае выберем функцию влияния в виде

$$f(x) = \begin{cases} 1/2L, & |x| < L, \\ 0, & |x| > L. \end{cases} \quad (3)$$

Задание функции f позволяет выполнить интегрирование в выражении (2).

Если пренебречь убылью звезд, то плотность межзвездной среды можно исключить из системы (1). Пренебрегая также запаздыванием, приходим к нелинейному уравнению диффузии:

$$\frac{\partial s(x,t)}{\partial t} = a [c_0 - s(x,t)] \left[s(x,t) - D \frac{\partial^2 s(x,t)}{\partial t^2} \right]. \quad (4)$$

Здесь $D = L^2/6, c_0$ — невозмущенная плотность облачного компонента. Уравнение (4) совпадает с постулированным при описании распространения звездообразования в работе [8] с точностью до введенного в этой работе квадратичного по s члена.

Уравнение, аналогичное (4) может быть записано также и в многомерном случае, если функция влияния обладает сферической симметрией: $f(\bar{x}) = f(|\bar{x}|)$. В этом случае вторая производная в (4) заменяется на оператор Лапласа, а коэффициент D имеет вид

$$D = \frac{1}{2n} \int d\bar{x} |\bar{x}|^2 f(\bar{x}), \quad (5)$$

где n — размерность пространства.

Ниже мы будем рассматривать распространение звездообразования, не прибегая к диффузионному приближению (4).

3. Линейная теория. Рассмотрим процесс звездообразования в одномерном случае с функцией «влияния» вида (3). Примем за единицу времени время запаздывания T , за единицу длины масштаб влияния L , за единицу плотности — невозмущенную плотность облачного компонента c_0 . Тогда уравнения (1) в безразмерной форме принимают вид:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -rs + \frac{1}{2} ac(x, t-1) \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t-1), \quad (6)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{1}{2} ac(x, t) \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t).$$

где $a = ac_0 T$, $r = \tilde{r} T$. Система (6) имеет положение равновесия $s = 0$, $c = 1$. Линеаризуя уравнения (6) около этого положения равновесия, получаем:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -rs + \frac{1}{2} a \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t-1), \tag{7}$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{1}{2} a \int_{x-1}^{x+1} dx' s(x', t).$$

Для возмущений вида $e^{\lambda t + ikx}$ из (7) следует дисперсионное соотношение:

$$\lambda + r = a \frac{\sin k}{k} e^{-\lambda}. \tag{8}$$

Уравнение (8) имеет счетное множество комплексных решений [9]. Покажем, что наиболее неустойчивая мода соответствует чисто вещественному решению уравнения (8). Представляя λ в виде $\lambda = \gamma + i\omega$, и отделяя действительную и мнимую части, получим:

$$\gamma + r = a \frac{\sin k}{k} \cos \omega e^{-\gamma}, \tag{9}$$

$$\omega = -a \frac{\sin k}{k} \sin \omega e^{-\gamma}. \tag{10}$$

Будем рассматривать только достаточно малые k , для которых $\sin k/k > 0$. Это условие означает, что мы рассматриваем возмущения с длиной волны большей $2L$. Пусть $\lambda_0 = \gamma_0$ — чисто вещественное решение уравнения (8), а $\lambda_1 = \gamma_1 + i\omega_1$ — комплексное решение, удовлетворяющее уравнениям (9), (10). Тогда $\gamma_0 > \gamma_1$. Действительно, если $\gamma(\beta)$ есть вещественный корень уравнения $\gamma + r = \beta e^{-\gamma}$, то $d\gamma/d\beta > 0$, по крайней мере для неотрицательных β . Это означает, что $\gamma(\beta_1) > \gamma(\beta_2)$ при $\beta_1 > \beta_2$. Отсюда следует, что

$$\gamma_0 = \gamma\left(a \frac{\sin k}{k}\right) > \gamma_1 = \gamma\left(a \frac{\sin k}{k} \cos \omega_1\right).$$

Таким образом, граница устойчивости уравнения (8) определяется условием $\lambda = 0$ или

$$r = a \frac{\sin k}{k}.$$

Так как $\sin k/k \leq 1$, то при $\alpha < r$ все моды устойчивы. При $\alpha > r$ появляются неустойчивые моды, соответствующие тем значениям k , для которых $\alpha \sin k/k > r$, причем максимальный инкремент имеют самые длинноволновые возмущения. Критерий неустойчивости позволяет определить критическую плотность межзвездной среды, выше которой идет лавинообразный процесс рождения звезд:

$$c_0 > \tilde{r}/\alpha. \quad (11)$$

Возникновение неустойчивости можно понять следующим образом: если плотность превышает критическую, темп рождения звезд превышает темп их гибели и число звезд экспоненциально растет. В противном случае темп гибели преобладает, и система приходит в состояние, в котором отсутствуют звезды. Сходная ситуация имеет место в цепных химических реакциях.

Приближенное выражение для инкремента легко записать вблизи границы устойчивости, когда $\alpha \sin k/k - r \ll 1$. Разлагая экспоненциальный множитель в (8), получаем:

$$\lambda = \left(\alpha \frac{\sin k}{k} - r \right) / \left(1 + \alpha \frac{\sin k}{k} \right). \quad (12)$$

При дальнейшем возрастании α появляются дополнительные неустойчивые ветви, связанные с комплексными решениями уравнения (8). Условие, определяющее границы устойчивости комплексных ветвей, получим, положив $\gamma = 0$ в уравнениях (9), (10):

$$r = \alpha \frac{\sin k}{k} \cos \omega, \quad (13)$$

$$\omega = -\alpha \frac{\sin k}{k} \sin \omega. \quad (14)$$

При $kr/\alpha \sin k \ll 1$ выразим ω из уравнения (13). Получим, что не противоречащее (14) решение имеет вид:

$$\omega_n = 2\pi n - \frac{\pi}{2} + \frac{r}{\alpha} \frac{k}{\sin k}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получаем, что неустойчивость имеет место при

$$\alpha \frac{\sin k}{k} > \left(2\pi n - \frac{\pi}{2} \right) + r / \left(2\pi n - \frac{\pi}{2} \right). \quad (16)$$

Таким образом, если выполнено условие (16) и $\alpha \sin k/k \gg r$, неустойчивыми оказываются одна вещественная и n комплексных ветвей. В частно-

сти, при малых r первая неустойчивая комплексная мода появляется при $\alpha > \frac{3\pi}{2}$.

4. *Нелинейная стадия развития неустойчивости.* Формирование нелинейной стационарной волны звездообразования исследовалось численно. В начальный момент времени задавалось локализованное возмущение малой амплитуды. В соответствии с результатом линейной теории при $\alpha < r$ равновесное состояние, в котором отсутствуют звезды, устойчиво. При $\alpha > r$ формируется стационарная волна звездообразования. Параметры и форма волны не зависят от конкретного вида начальных возмущений. Интересен процесс установления нелинейной волны. Движение волны как целого начинается лишь на нелинейной стадии, после того, как амплитуда возмущения достигнет значения, примерно равного амплитуде стационарной волны (рис. 1). Значение скорости и амплитуды волны определяется темпом индуцированного рождения звезд: с увеличением α амплитуда и

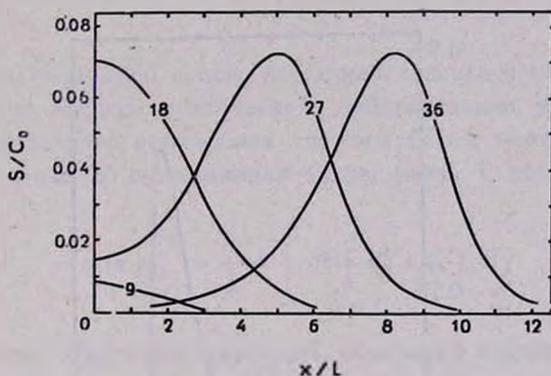


Рис. 1. Рост и распространение волны звездообразования. Время в единицах T . $\alpha = 1.9, r = 1$.

скорость волны растут (рис. 2). В работе [7] получено аналитическое решение системы (1), описывающее нелинейную стационарную волну звездообразования в приближении, когда ее амплитуда мала:

$$s(\xi) = \frac{(\alpha - r)^2}{2(1 + \alpha)\alpha r} \left\{ \text{ch} \left[\frac{\alpha - r}{2(1 + \alpha)} \cdot \frac{\xi}{u} \right] \right\}^{-2}, \quad (17)$$

где $\xi = x - ut$, u — скорость волны. Сопоставление результатов численного счета с аналитическим решением (17), проведенное на рис. 2, показывает хорошее согласие результатов при $r \sim 1$ и не слишком больших α . При $\alpha \gg 1$, когда велик темп индуцированного звездообразования, формируется сильно нелинейная волна с крутым передним фронтом (рис. 3), а ее скорость приближается к предельному значению L/T .

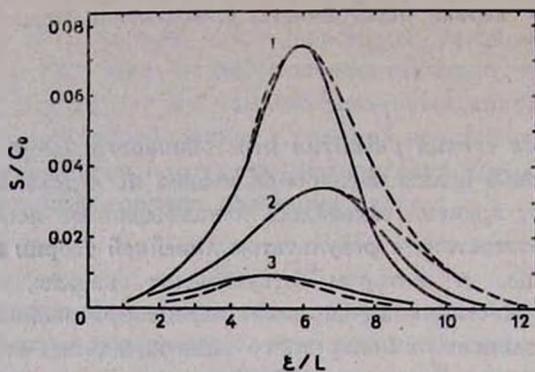


Рис. 2. Сравнение формы установившейся волны, полученной численным интегрированием системы (1), с аналитическим решением при следующих значениях параметров: кривая 1 — $\alpha = 1.9$, $r = 1$; кривая 2 — $\alpha = 1.5$, $r = 1$; кривая 3 — $\alpha = 1.2$, $r = 1$. Пунктиром показаны соответствующие аналитические решения для значений скорости, взятых из численного счета ($u = 0.33, 0.27, 0.07$).

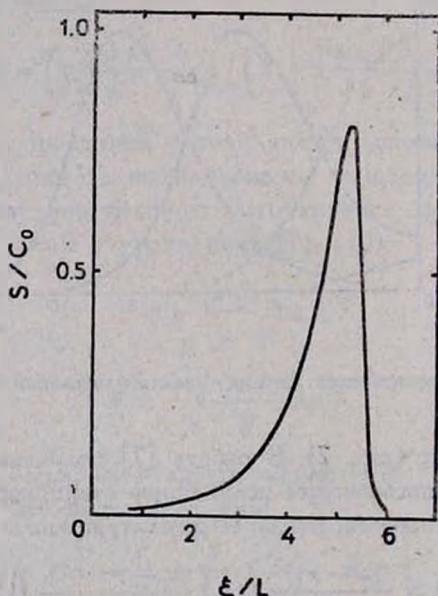


Рис. 3. Сильно великая волна, формирующаяся при высоком темпе индуцированного звездообразования: $\alpha = 100$, $r = 1$. Скорость $u = 0.95$ близка к предельному значению.

На рис. 4 показан профиль установившейся волны звездообразования, когда время жизни массивных звезд велико по сравнению с временем распространения волны в системе. В этом случае волна имеет вид «ступень-

ки», движущейся с постоянной скоростью. Концентрация звезд быстро нарастает на фронте волны и затем плавно уменьшается вследствие смерти звезд. В результате за фронтом волны остаются массивные звезды с градиентом возрастов.

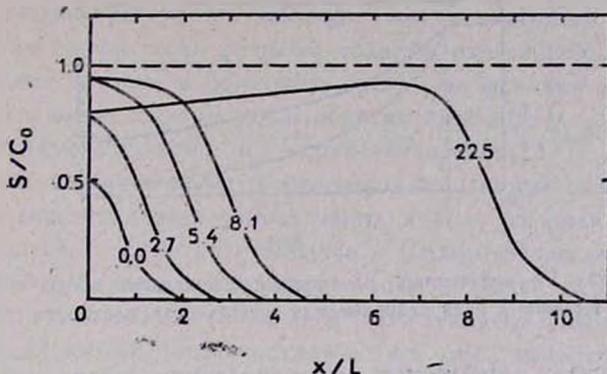


Рис. 4. Формирование волны звездообразования при низком темпе «смерти» звезд: $\alpha = 1, r = 0.01$.

Плотность межзвездной среды, остающейся после прохождения волны звездообразования, меньше критической. Действительно, интегрируя уравнение баланса облачного компонента системы (1) и учитывая, что плотность облачной среды до прохождения волны равна 1, получаем:

$$-u \ln c_{\text{ост}} = \frac{1}{2} \alpha \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{\xi-1}^{\xi+1} d\xi' s(\xi'). \quad (18)$$

С другой стороны, остаточная плотность облачного компонента определяется количеством звезд, превратившихся в звездные остатки при прохождении волны:

$$c_{\text{ост}} = 1 - \frac{r}{u} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi' s(\xi'). \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует алгебраическое уравнение для остаточной плотности:

$$\ln c_{\text{ост}} = \frac{\alpha}{r} (c_{\text{ост}} - 1). \quad (20)$$

Уравнение (20) показывает, что остаточная плотность газа меньше критической (рис. 5). Этот результат подтверждается также численным расчетом.

5. *Обсуждение результатов.* Как показано выше, в системах с индуцированным звездообразованием возникают стационарные волны. Такой процесс возможен, если плотность межзвездной среды превышает

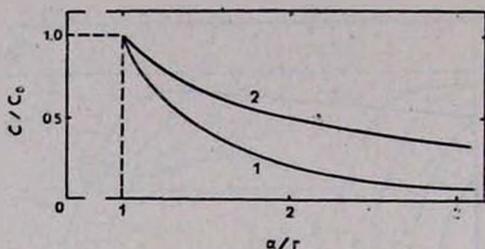


Рис. 5. Кривая 1 — остаточная плотность межзвездной среды в зависимости от отношения α/r . Кривая 2 есть безразмерная критическая плотность.

шает критическую. Численное интегрирование уравнений (1) позволяет проследить за установлением стационарной волны, а также определить ее скорость. Сопоставим полученные результаты с наблюдениями областей распространяющегося звездообразования. Одним из наиболее ярких наблюдательных проявлений распространяющегося звездообразования является область LMC4 в БМО и связанное с ней звездное скопление Шепли III [10]. Распределение звезд по возрастам (рис. 6) явно свиде-

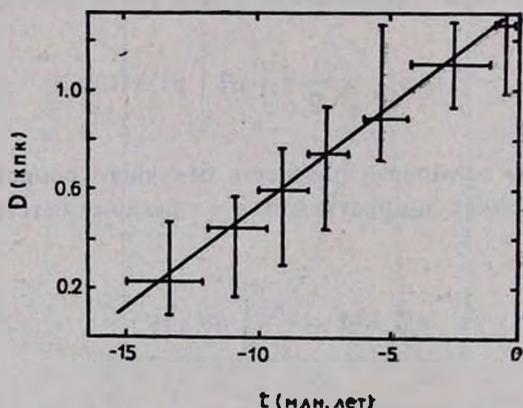


Рис. 6. Связь возрастов различных групп звездного населения скопления Шепли III с линейными размерами занимаемых ими областей (10). Самые молодые звезды находятся на периферии комплекса.

детельствует здесь о наличии распространяющейся волны звездообразования. Звездообразование в этой области БМО началось приблизительно 15 млн. лет назад и распространяется с постоянной скоростью 36 км/с. Картина распространения звездообразования в области LMC4 сходна с

распространением волны в случае, изображенном на рис. 4, когда убыль звезд еще не играет существенной роли. В обоих случаях результатом прохождения волны звездообразования является образование молодых звезд с градиентом возрастов.

Волна звездообразования, имеющая вид уединенного импульса, реализуется в том случае, если размеры области, охваченной звездообразованием, достаточно велики, и массивные звезды за фронтом волны успевают завершить эволюцию. В этой связи обратим внимание на недавние наблюдательные данные Эплатона и Страк—Марселла [11]. Авторы работы [11] показали, что оптические и инфракрасные данные свидетельствуют о когерентных вспышках звездообразования в кольцах ряда кольцевых галактик в масштабах ≥ 10 кпк. Эплатон и Страк—Марселл интерпретируют появление гигантских скоррелированных областей звездообразования как результат столкновения галактик и последующего возникновения кольцевой волны плотности. Представляется все же маловероятным, чтобы столкновения галактик в таком большом числе случаев приводили к появлению симметричных кольцевых волн плотности. Более естественно рассматривать кольцевые структуры повышенного звездообразования как проявление кольцевой волны звездообразования, распространяющейся от центральных областей галактики к ее периферии в достаточно богатом газом галактическом диске.

Оценим скорость распространения волны звездообразования. Скорость волны определяется двумя параметрами: радиусом влияния L и временем запаздывания T (временем, через которое в облаке, подвергшемся влиянию соседних звезд, образуются новые звезды). В работе Клейна и др. [12] рассматривалось индуцированное звездообразование внутри звездных подгрупп и было показано, что в газовом облаке, подверженном влиянию звездного ветра двух O -звезд на расстоянии $L \sim 1$ пк весьма быстро (за $3 \cdot 10^4$ лет) создаются условия для рождения новых прото-звезд. При таких значениях параметров скорость распространения волны в варианте, изображенном на рис. 4, составляет $u \frac{L}{T} \approx 10$ км/с. Эта величина согласуется со скоростью распространения звездообразования в комплексе W 51, [13], но в 3—4 раза ниже наблюдаемой скорости в комплексе LMC4. Следует, однако, учитывать, что масштаб влияния может быть в несколько раз больше для более массивных звезд, а также для тесных групп звезд, действие которых оказывается когерентным, что приводит к соответствующему увеличению скорости волны звездообразования.

DEVELOPMENT OF STATIONARY WAVES OF
INDUCED STAR FORMATION

V. I. KORCHAGIN, A. D. RYABTSEV

The process of self-propagating star formation is considered in the framework of a model including nonlocal influence of stars on interstellar medium and the finite time of evolution of „protostars“. The propagation of star formation occurs if the gas density exceeds a certain critical value. In this case the evolution of a primordial perturbation leads to the development of a stationary propagating wave of star formation. Velocity of the wave is in a reasonable agreement with observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Öpik, *Ir., Astron. J.*, 2, 219, 1953.
2. G. Bodtjes, C. de Loore, *Astron. and Astrophys.*, 142, 297, 1985.
3. V. I. Korchagin, P. I. Korchagin, A. D. Ryabtsev, *Astrophys. and Space Sci.*, 141, 55, 1988.
4. Ю. Н. Ефремов, *Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон.*, 27, 102, 1985.
5. P. E. Setden, H. Gerola, *Fundam. Cosmic Phys.*, 7, 241, 1982.
6. В. И. Корчагин, В. А. Кроль, А. Д. Рябцев, *Препр. ИТФ-87-91Р, Киев*, 1987.
7. В. И. Корчагин, В. А. Кроль, А. Д. Рябцев, *Астрофизика*, 30, 184, 1989.
8. Ю. А. Щекинов, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 862, 1987.
9. Р. Беллман, К. Кук, *Дифференциально-разностные уравнения*, Мир, М., 1967.
10. M. A. Dopita, D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Astrophys. J.*, 297, 599, 1985.
11. P. N. Appleton, C. Struck-Marcell, *Astrophys. J.*, 312, 566, 1987.
12. R. I. Klein, M. T. Sandford II, R. W. Whitaker, *Astrophys. J.*, 271, L69—L73 1983.
13. J. F. Lightfoot, W. Cudlip, D. Furniss, W. M. Gencross, R. E. Jennings, K. J. King, G. Poulter, *Mon. Notice Roy. Astron. Soc.*, 205, 653, 1983.

УДК: 524.387

ДВОЙНЫЕ КВАЗАРЫ — ИСТИННЫЕ ПАРЫ?

Б. В. КОМБЕРГ

Поступила 13 января 1988

Принята к печати 4 марта 1988

На основе зависимостей $\theta(z)$ или $\mu_0(z)$, построенных для двойных радиосточников, ярчайших gE-галактик в скоплениях и «хозяйских галактик» у квазизвездных объектов (КЗО), обсуждается вопрос о существовании «стандартной космологической длины» и решающей роли эволюционных эффектов при выборе модели Мира. Показано, что зависимость $\Delta\theta(z)$, построенная по данным о «тесных парах» КЗО, не противоречит предположению об их истинной двойственности, с одной стороны, и не согласуется с выводами о гравлинзовой природе расщепления, с другой. Косвенным подтверждением физической двойственности «тесных пар» КЗО могло бы служить обнаружение эффектов взаимодействия между компонентами, которое, в частности, может проявляться в сильном радио и (или) ИК-излучении. Это, в свою очередь, наталкивает на мысль о возможном покое кандидатов в «тесные пары» КЗО среди неотожественных компактных двойных крутоспектральных радиосточников.

1. Сразу после обнаружения в 1979 г. [1] первой тесной пары квазизвездных объектов (КЗО) Q 0957+561 A и B ($z_{\text{em}} = 1.4$) встал вопрос о природе этого феномена. Сходство спектров, красных смещений, светимостей и намек на существование на расстоянии $T \sim 1''$ от компонента «B» галактики с $z \approx 0.4$ привели ряд авторов (например, [2, 3]) к выводу о гравлинзовой природе расщепления изображения КЗО (хотя высказывались некоторые соображения и в пользу истинной двойственности этих объектов [4]). К настоящему времени известно 11 тесных пар КЗО с угловым разносом $\Delta\theta < 20''$ и близкими z_{em} (см. табл. 1); 5 случаев пар КЗО с $\Delta\theta \approx 0.5' - 3.0'$ [5, 6] и несколько десятков широко разнесенных пар КЗО с $\Delta\theta = 10' - 90'$ и $\Delta V_0/c \leq 4 \cdot 10^{-2}$ [7, 8]. В последние годы появился ряд работ (например, [9—12]), в которых приведены доводы против гравлинзовой природы некоторых из разнесенных «пар», которые могут входить в состав соседних групп или скоплений галактик.

В настоящей работе мы будем интересоваться лишь тесными парами КЗО и приведем некоторые дополнительные аргументы в пользу их возможной истинной двойственности на основании вида зависимости $\Delta\theta(z)$ и ее схожести с космологической.

Таблица 7

ТЕСНЫЕ ПАРЫ КЗО

Объекты	z	m_1/m_2	$\Delta\theta''$	$l_{\text{проект. (кпк)}}$ $H_0=100$ $q_0=1/0$	Литература
Q 1300 + 361 A, B	0.107	20/20	10.6	12.8/13.46	[50]
POVO XD-10	0.72	20/20	1.6	5.66/6.4	[51]
Q 0023 + 171	0.95	22.8/23.4	5.0	18/27	[52]
PKS 1145-0.71 A, B	1.34	17.5/18.5	4.2	14.9/24.9	[53]
Q 0957 + 561 A, B	1.41	17.3/17.6	6.0	21.3/36	[54]
1115 + 080 AB	1.70	20/19	2	6.8/12.66	[55]
" AC		20/19.5	2		
" BC		19/19.5	1		
Q 2237 + 050 AB	1.7	20/19	2	6.8/12.66	[56]
Q 1635 + 267 A, B	1.96	18.5/20.0	4.0	13/25.7	[57]
Q 2345 + 007 A, B	2.15	19.6/21	7.3	23/47.5	[58]
Q 0142-100	2.72	16.9/19.1	2.2	6.3/15	[59]
Q 2016 + 112 A, B	3.27	22.5/22.5	3.4	23.4/8.8	[60]

2. Известно, что при наличии «стандартной космологической длины» l_0 угол, под которым она наблюдается с разных z , может быть вычислен по формуле:

$$\theta = l_0/R_0,$$

где $R_0 = \frac{c}{H_0} \psi_0$ и

$$\psi_0 = \begin{cases} z(1+z/2)/(1+z)^2; & q_0 = 0 \\ z/(1+z)^2; & q_0 = 1 \\ \frac{2[1-(1+z)^{-1/2}]}{1+z}; & q_0 = 1/2 \end{cases}$$

(На рис. 1 показана зависимость $l(1'')$ от z , где $l(1'')$ — величина l кпк, которая с красного смещения z наблюдается под углом в $1''$). Однако, как выяснилось, дела со «стандартными длинами» обстоят не так хорошо, как хотелось бы.

а. Попытки построения зависимости $\theta(z)$ по наибольшим угловым размерам отождествленных сильных радиоисточников (например, [13—15]) привели к выводу о сильной эволюции линейных радиоразмеров: $l_r \sim (1+z)^{-(1-3)}$. При этом разделение эволюционных и космологических эффектов становится затруднительным.

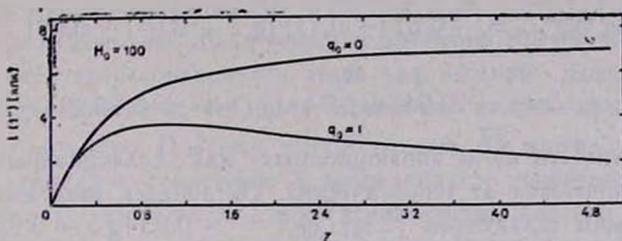


Рис. 1. Теоретические зависимости (для $H_0 = 100$, $q_0 = 0$ и 1) линейных размеров, соответствующих одной угловой секунде, от красных смещений.

б. Делались попытки использования в качестве «космологического стандарта длины» размеров E-галактик [16—19]. Например, в [16] эта проблема рассматривалась на основании данных о поверхностной фотометрии 108 E-галактик, являющихся ярчайшими в скоплениях Эйбла. Задаваясь распределением яркости галактик в виде $I(\theta) = I_0 / \left(1 + \frac{\theta^2}{\beta^2}\right)$, где θ — угловое расстояние от центра, β — угловой радиус «ядра», автор строит для них зависимость $\beta(z)$, которая показывает большой разброс точек. Однако этот разброс уменьшается, если ввести коррекцию на редуцированную поверхностную яркость (RSB), как это сделано в [17]: $\Delta \lg \beta'' = -0.27 (RSB - 18.23)$. На зависимости $\beta^{corr}(z)$ точки, соответствующие наиболее удаленным галактикам [17], лежат несколько выше, чем теоретическая кривая при $q_0 = 1$. По-видимому, это связано с динамической эволюцией размеров центральных областей галактик — они уменьшаются со временем.

в. В работе [16] делается также попытка построения зависимости центральной поверхностной яркости E-галактик от z , которая теоретически должна иметь вид: $\mu_0 (m/\square'') \sim 10 \lg(1+z)$. После учета поправок на поглощение в Галактике (A), на структурный параметр $\alpha = d \ln I/d \ln \theta|_{16 \text{ КПК}}$ и вид непрерывного спектра (k — поправка) получается:

$$\mu_0^{corr}(A, k, \alpha) = 13.7 \lg(1+z) + 18.18.$$

Более крутой ход наблюдательной зависимости по сравнению с теоретической обусловлен эволюцией звездного населения.

г. После обнаружения вокруг относительно близких КЗО ($z < 0.8$) «хозяйских галактик», естественно, были предприняты и для них попытки построения зависимостей $\theta(z)$ и $\mu_0(z)$ (например, в [21] и [20]).

Согласно, по выборке «хозяйских галактик» КЗО получены зависимости:

$$\lg \frac{\theta_{26m/\square}^{\text{корр}}}{\mu_0} = -0.61 (\pm 0.11) \lg z + 0.69 (\pm 0.09)$$

и

$$\mu_0^{\text{корр}}(A, k, \Delta\mu_0) = 12.64 (\pm 3.74) \lg(1+z) + 16.29 (\pm 0.54).$$

Обе эти зависимости из-за эволюционных или селекционных эффектов опять-таки отличаются от теоретических. (Строилась зависимость $\theta(z)$ и по сейфертовским галактикам [23a]: $\lg \theta'' = -0.93 \lg z - 0.023$).

Было бы очень важным построить зависимости $\theta(z)$ и $\mu_0(z)$ для далеких галактик, отождествленных с 3CR радиисточниками. Это, как правило, светимые E-галактики, по которым удалось протянуть хаббловскую зависимость $m(z)$ до $z \approx 1.5$ [22, 23]. С учетом звездной эволюции ($\Delta m \approx 1$ при $z \approx 1$) эта зависимость удовлетворяет модели Мира с $q_0 = 0-0.5$ и предположению, что 60% от полной массы протогалактики за 10^9 лет переходит в звезды с наклоном функции масс $x = 1.5$. Однако, к сожалению, пока по этим галактикам нет необходимого фотометрического материала.

Итак, из вышесказанного видно, что разделение эволюционных и космологических эффектов на основании построения для галактик зависимостей $\theta(z)$ или $\mu_0(z)$, так же, как и $\theta(z)$ для радиисточников, оказывается не совсем однозначным. А нельзя ли использовать в качестве «космологического стандарта» расстояние между компонентами в тесных парах КЗО, в случае их истинности? На первый взгляд, такой вопрос может показаться странным. Однако обратимся к ситуации в парах галактик.

3. а) Свойства пар галактик подробно рассматривались в ряде работ (например, [24—27]). В частности, в [25, 26] приведены распределения пар галактик по проекционному расстоянию между компонентами. Максимум в этих распределениях приходится на $\Delta l_{\text{проект.}} = 10-30$ кпк. В работе [25] по выборке из 423 пар галактик делается вывод, что при $\Delta l_{\text{проект.}} \gtrsim 50$ кпк пары являются оптическими. А для физических пар и «пар» — членов групп галактик приводятся значения $\overline{\Delta l_{\text{проект.}}} = 16$ кпк и 40 кпк, соответственно ($H_0 = 100$).

То есть, видно, что для физических пар галактик существует некоторое выделенное «стандартное» расстояние, которое, в принципе, можно использовать для построения зависимости $\theta(z)$. Но исследованные пока пары галактик расположены при $z < 0.1$ и по ним делать какие-либо выводы о

космологических моделях невозможно. Вот здесь могут помочь тесные пары КЗО. На рис. 2 представлена зависимость $\Delta\theta(z)$, построенная по данным из табл. 1. Хотя статистики совершенно недостаточно для каких-либо выводов, однако видно, что угловые расстояния между компонентами тесных пар КЗО, более или менее, соответствуют теоретическим кривым, построенным в предположении $\Delta l_0 = 20$ кпк и $q_0 = 0 \div 1$. При этом, правда, не надо забывать, что из-за эффекта проекции все точки на зависимости $\Delta\theta(z)$ следует рассматривать лишь как нижний предел истинных. Кроме того, динамическая эволюция тесных пар должна приводить со временем к их сближению. Поэтому, статистически, $\overline{\Delta l_0}$ может с ростом z увеличиваться, имитируя тенденцию к совпадению с теоретическими кривыми с большими q_0 , чем это есть в действительности. Отметим еще, что из-за эффектов селекции на далеких расстояниях будет наблюдаться относительно больше ярких пар галактик, которые, как правило, являются более тесными, чем пары менее светимые.

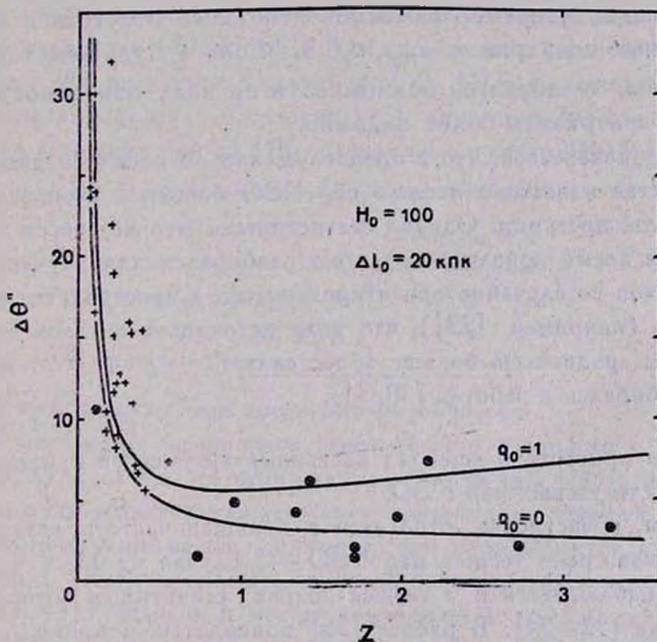


Рис. 2. Зависимость углового проекционного расстояния между компонентами тесных пар квазаров ($\Delta\theta''$) от красных смещений. \otimes — тесные пары КЗО, $+$ — „host galaxies“ КЗО по данным работы [21]. Показаны и теоретические кривые для $H_0 = 100$, $q_0 = 0$ и 1 , $\Delta l_0 = 20$ кпк.

б) В какой степени вид зависимости $\Delta\theta(z)$ для тесных пар КЗО может свидетельствовать в пользу их истинной двойственности? Чтобы ответить на этот вопрос, надо понять, какой вид зависимости $\Delta\theta(z)$ можно

ожидать в случае гравлинзовой природы «пар» КЗО. Этой проблеме посвящена работа [28]. В ней рассчитаны зависимости вероятностей попадания гравитационных линз на луч зрения и угловых разностей компонентов линзового изображения от $z_{\text{КЗО}}$. Причем расчеты ведутся для двух моделей гравлинз: точечных и протяженных с изотермическим распределением массы. Из этих расчетов следует, что «оптическая толща» по линзам сначала (при $z_{\text{КЗО}} < 1$) растет $\sim z_{\text{КЗО}}^2$, а для больших z зависимость стремится к виду $\sim 0.6 \ln z_{\text{КЗО}}$. Причем наибольшая вероятность попадания гравлинзы приходится на $z_{\text{КЗО}}/2$ (при малых $z_{\text{КЗО}}$) и на $z_{\text{линза}} = 0.73$ ($z_{\text{КЗО}} = 3$) или $z_{\text{линза}} \approx 0.48$ ($z_{\text{КЗО}} = 2$). Оба эти вывода противоречат имеющимся данным по тесным парам КЗО. Что касается ожидаемой для гравлинзовой гипотезы зависимости $\Delta\theta(z)$, то она, согласно [28], существует лишь в модели точечных линз. Для изотермических гравлинз зависимости, вообще, нет. Отличие этого вывода от наблюдаемой зависимости $\Delta\theta(z)$ для тесных пар КЗО пока не является слишком уверенно из-за почти полного отсутствия наблюдательных данных по парам с $z_{\text{КЗО}} < 0.3$. Если в будущем такие пары будут найдены, то появится возможность по виду зависимости $\Delta\theta(z)$ различить оба варианта более надежно.

в) Может показаться, что в предположении об истинной двойственности большинства известных тесных пар КЗО большую неопределенность вносят эффекты проекции. Однако статистически это не совсем так. Этот вопрос в свое время довольно подробно разбирался для случая двойных радиосточников со случайно ориентированными в пространстве радиоосями. Очевидно (например, [29]), что доля источников с углом между лучом зрения и радиоосью больше φ составляет $\sim \cos \varphi$. Этот же вопрос подробно разбирался в работах [30, 31].

4. Можно привести и еще ряд косвенных аргументов в пользу вывода об истинности тесных пар КЗО.

а) К ним, в частности, относится и большая частота встречаемости радиосточников среди тесных пар КЗО — 3 случая из 11, т. е. $\sim 25\%$. Этот эффект наблюдается и в тесных парах галактик, у которых видно взаимодействие [32—34]. В работе [35] приводятся, к примеру, следующие данные о частоте встречаемости РИ в парах и одиночных галактиках:

	% РИ
Пары	43 ± 10
Одиночные	11 ± 4

Если отмеченная закономерность для пар КЗО не является случайной, то по ней, в принципе, можно проводить отбор кандидатов в «тесные пары КЗО» на основе радиообзоров. Действительно, некоторые из тесных пар РИ могут оказаться при внимательном рассмотрении тесными парами КЗО. В первую очередь, по нашему мнению, это может относиться к компактным крутоспектральным двойным РИ (например, [36—38]). По существующим представлениям эти РИ имеют линейные размеры в несколько десятков кпк, а угловые — несколько или несколько десятков секунд. Спектры у них довольно крутые, $\alpha_r > 1.3$. Встречаются они всего в нескольких процентах в выборке ярких ЗСР радиоисточников. В большинстве случаев они пока не отождествлены или отождествляются со слабыми далекими галактиками или КЗО (например, объект ЗС 368 отождествлен с КЗО с $m = 22$ и $z = 1.13$). Видно, что по своим общим свойствам эти РИ не противоречат нашему предположению.

б) В случае истинности тесных пар КЗО следует сделать вывод о сильном взаимодействии между компонентами*. Это следует уже хотя бы из того, что расстояния между ними оказываются меньшими, чем размеры «хозяйских галактик» [20, 21, 39]. При этом можно ожидать от таких систем сильное ИК-излучение (например, [40, 41]). К сожалению, на этот счет наблюдений еще мало. Согласно [42], лишь для 2-х пар КЗО из нашего списка есть сведения об ИК-потоках со спутника IRAS:

Пары КЗО	$\lg(L_{60 \text{ мкм}}/L_{\odot})$
Q 1635 + 267 A, B	12.9
Q 0957 + 561 A, B	12.8

Так что в этом вопросе еще предстоит разобраться.

в) В заключение необходимо заметить, что в вопросе о природе тесных пар КЗО, в случае их истинности, остается еще много неясного. Например, чем объясняется удивительное сходство их свойств, которое позволяет говорить о них не как о просто тесной паре объектов, а как об объектах-близнецах. (Кстати, похожее свойство наблюдается и у тесных пар галактик [32, 43]). Неясна и необычная близость компонентов по сравнению с типичными размерами «хозяйских галактик». По-видимому, на глубоких фотографиях «тесные пары» КЗО будут видны как галактики с «двойными ядрами» (см., например, [44]). Объекты такого типа, но без особой активности ядер известны и среди близких галактик (например, [45]). Встречаются и пары галактик с ядрами типа Сейферта [46]. С точ-

* Кстати, именно взаимодействие между членами пары КЗО предлагалось в [4] как основной тест их истинной двойственности.

ки зрения феномена КЗО, как результата слияния (merging) галактик (например, [40, 47, 48]), тесная пара КЗО может представлять из себя не слишком долгую, редкую фазу эволюции двух центров слияния в единый комплекс. В будущем на месте тесной пары КЗО может сформироваться гигантская галактика уже с единым активным ядром. Может быть и другие, сейчас одиночные, КЗО проходили эту фазу в прошлом? Если это так, то по мере увеличения z число истинных пар КЗО может даже возрастать по отношению к числу одиночных КЗО (обсуждение сходных вопросов приводится также в работе [49]).

Автор выражает благодарность Н. С. Кардашеву и А. В. Засову за полезные замечания и Л. И. Гурвицу за некоторые ссылки.

BINARY QUASARS ARE TRUE PAIRS?

B. V. KOMBERG

The problem of existence of the „standard cosmological length“ and of the critical role of evolutionary effects in choosing the model of the Universe is discussed using the $\theta(z)$ or $\mu_0(z)$ dependence plotted for double radio sources, brightest gE-galaxies in rich clusters and for „host galaxies“ belonging to QSOs. It is shown that the $\Delta\theta(z)$ — dependence plotted from the data on „close pairs“ of QSOs does not contradict the assumption about their true binarity on the one hand and does not agree with the conclusions about the gravitational lens splitting on the other. The physical binarity of „close pairs“ of QSOs could be implicit confirmed by discovering the interaction effects between components which may partially manifest themselves in strong radio and/or IR-emission. In its turn, this suggests the idea of a possibility of searching for candidates for „close pairs“ of QSOs among unidentified components of double steep-spectrum radio sources.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Walsh, R. F. Carswell, R. J. Weymann, *Nature*, 279, 381, 1979.
2. A. Stockton, *Astrophys. J.*, 242, L141, 1980.
3. B. J. Wills, D. Wills, *Astrophys. J.*, 238, 1, 1980.
4. Б. В. Комберг, *Астрофизика*, 20, 351, 1984.
5. P. A. Shaver, S. Cristiani, *Nature*, 321, 585, 1986.
6. P. A. Shaver, E. J. Wampler, S. Cristiani, *Nature*, 327, 40, 1987.
7. Б. В. Комберг, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 64, 1981.

8. P. A. Shaver, *Astron. and Astrophys.*, 136, L9, 1984.
9. J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, D. P. Schneider, *Nature*, 323, 514, 1986.
10. S. Djorgovski, R. Perley, G. Meylan, P. McCarthy, *Astrophys. J.*, 321, L17, 1987.
11. J. P. Halpern, H. L. Marschall, J. B. Oke, *Astron. J.*, 89, 1801, 1984.
12. J. P. Huckra, *Nature*, 323, 784, 1986.
13. V. K. Kapahi, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 216, 19, 1985.
14. S. A. Eales, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 217, 179, 1985.
15. M. J. A. Oort, P. Katgert, R. A. Windhorst, *Nature*, 328, 500, 1987.
16. J. G. Hossel, *Astrophys. J.*, 241, 493, 1980.
17. K. T. Johansen, R. Florentin-Nielsen, J. Tenber, *Astron. and Astrophys.*, 152, L21, 1985.
18. D. W. Weedman, K. L. Williams, *Astrophys. J.*, 318, 585, 1987.
19. E. J. Wampler, W. L. Burke, *ESO Prepr.*, № 519, 1987.
20. S. Wyckoff, P. A. Wehinger, T. Gehren, *Astrophys. J.*, 247, 750, 1981.
21. T. Gehren, *Prepr. Inst. Astron. und Astrophys.*, 1983.
22. S. J. Lilly, M. S. Longair, J. R. Allington-Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 215, 37, 1985.
23. J. A. Peacock, L. Miller, M. S. Longair, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 218, 265, 1986.
- 23a. E. Y. Khachikian, D. W. Weedman, *Astrophys. J.*, 192, 581, 1974.
24. E. L. Turner, *Astrophys. J.*, 208, 20, 1976.
25. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 17, 249, 1981.
25. L. Y. Schweizer, *Astron. J.*, 64, 411, 1987.
27. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 17, 675, 1981.
28. E. L. Turner, J. P. Ostriker, J. R. Gott III, *Astrophys. J.*, 284, 1, 1984.
29. R. G. Hine, P. A. G. Scherer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 193, 285, 1980.
30. L. Nottale, *Astron. and Astrophys.*, 113, 223, 1982.
31. A. D. Fokker, *Astron. and Astrophys.*, 137, 360, 1984.
32. T. M. Heckman, E. P. Smith, S. A. Baum et al., *Astrophys. J.*, 311, 526, 1986.
33. T. K. Manon, P. Hickson, *Astrophys. J.*, 296, 60, 1985.
34. T. M. Heckman, T. J. Carty, G. Bothum, *Astrophys. J.*, 288, 122, 1985.
35. Г. М. Товмзян, *Астрофизика*, 18, 227, 1982.
36. J. Roland, P. Veron, D. Stannard, T. Muxlow, *Astron. and Astrophys.*, 116, 60, 1982.
37. M. W. Hodges, R. L. Mutel, R. B. Phillips, *Astron. J.*, 89, 1327, 1984.
38. W. D. Cotton, F. N. Owen, B. J. Geldzahler et al., *Astrophys. J.*, 277, L41, 1984.
39. Б. В. Комберг, *Астрон. ж.*, 61, 1048, 1984; *Астрон. ж.*, 66, 710, 1989.
40. D. B. Sanders, B. T. Soifa, *Prepr. IRAS*, №, 1987.
41. Б. В. Комберг, *Изв. САО*, 1989 (в печати).
42. G. Neugebauer, G. K. Miley, B. T. Svifser, P. E. Clegg, *Astrophys. J.*, 308, 815, 1986.
43. В. В. Демин, Э. А. Дубай, А. М. Томов, *Астрон. ж.*, 58, 425, 1981.
44. P. Young, J. E. Gunn, J. Kristian, J. B. Oke et al., *Astrophys. J.*, 241, 507, 1980.
45. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 19, 171, 1983.
46. W. Kollatschny, K. J. Pricke, *Astron. and Astrophys.*, 135, 171, 1984.
47. А. Р. Петросян, *Астрофизика*, 18, 548, 1982.
48. G. G. Byrd, B. Sundelius, M. Valtonen, *Astron. and Astrophys.*, 171, 16, 1987.

49. *P. A. Shaver*, Prepr. ESO, № 545, 1987.
50. *J. P. Halpern, H. L. Marshall, J. B. Oke*, *Astron. J.*, 89, 1802, 1984.
51. *R. Gümozzi, J. V. Wall, P. G. Murdin et al.*, *Nature*, 313, 557, 1985.
52. *J. N. Hewitt, E. L. Turner, C. R. Lawrence et al.*, *Astrophys. J.*, 321, 706, 1987.
53. *S. Djorgovski, R. Perley, G. Meylan, P. McCarthy*, *Astrophys. J.*, 321, L17, 1987.
54. *P. Young, J. E. Gunn, J. Kristian et al.*, *Astrophys. J.*, 241, 507, 1980.
55. *R. J. Weymann, D. Latham, J. P. R. Angel et al.*, *Nature*, 285, 641, 1980.
56. *J. P. Huchra, M. Gorenstein, S. Kent et al.*, *Astron. J.*, 90, 691, 1985.
57. *S. Djorgovski, H. Spinrad*, *Astrophys. J.*, 282, L1, 1984.
58. *D. Weedman, R. Weymann, R. Green, T. Heckman*, *Astrophys. J.*, 255, L5, 1982.
59. *J. Sürdej, P. Magain, J. P. Swings et al.*, *Nature*, 329, 694, 1987.
60. *C. R. Lawrence, D. P. Schneider, M. Schmidt et al.*, *Science*, 223, 46, 1984.

УДК: 52:530.12:531.51

АКСИСИММЕТРИЧНОЕ РЕШЕНИЕ С ЗАРЯДОМ В ОТО

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 3 февраля 1988

Принята к печати 20 апреля 1988

Доказана возможность генерации решений уравнений ОТО по известным решениям обобщенной теории тяготения и наоборот. Найдено электровакуумное решение уравнений Эйнштейна, описывающее статическое аксиально-симметричное гравитационное поле.

1. Уравнения стационарной аксисимметричной задачи ОТГ. Один из возможных способов описания аксисимметричных и стационарных гравитационных полей состоит, как известно, в использовании выражения

$$ds^2 = e^{2\bar{\alpha}}(dt - \bar{\omega}d\varphi)^2 - e^{2\bar{\beta}}(dx^1)^2 - e^{2\bar{\gamma}}(dx^2)^2 - e^{2\bar{\gamma}}d\varphi^2. \quad (1)$$

Предполагается, что функции $\bar{\alpha}$, $\bar{\omega}$, $\bar{\beta}$, $\bar{\mu}$, $\bar{\gamma}$ зависят лишь от „существенных“ координат $x^a = \{x^1, x^2\}$ (здесь и далее соответствующие начальным буквам латинского алфавита индексы $a, b = 1, 2$; латинские индексы, взятые из середины алфавита $i, k, l = 1, 2, 3$; греческие индексы $\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$).

Скалярный потенциал обобщенной теории тяготения (ОТГ) — $y = y(x^a)$ определим так, чтобы

$$y(x^a) := c^4/k(x^a), \quad k(x^a) \xrightarrow{x^a \rightarrow \infty} k_0, \quad (2)$$

k_0 — гравитационная постоянная.

Комбинации полевых уравнений ОТГ для конформно преобразованных компонентов метрического тензора

$$g_{\mu\nu} = y\bar{g}_{\mu\nu}, \quad (3)$$

в случае электровакуума записываются в виде

$$\left(\frac{y_1}{y} DF\right)_1 + \left(\frac{y_2}{y} \frac{D}{F}\right)_2 = 0, \quad (4)$$

$$(D_1 F)_1 + (D_2 F)_2 = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{f_1}{f} DF\right)_1 + \left(\frac{f_2}{f} \frac{D}{F}\right)_2 + f^2 D \left(\omega_1^2 F + \frac{\omega_2^2}{F}\right) = \\ = \frac{2}{f} [(A_1^2 + B_1^2)F + (A_2^2 + B_2^2)/F], \quad (6)$$

$$(\omega_1 f^2 DF)_1 + (\omega_2 f^2 D/F)_2 = 4(A_2 B_1 - A_1 B_2), \quad (7)$$

$$e^{-2\beta} \left[\mu_{11} + \mu_1^2 + \left(\frac{D_1}{D}\right)_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{D_1^2}{D^2} + \frac{f_1^2}{f^2}\right) - \beta_1 \left(\frac{D_1}{D} + \mu_1\right) - \right. \\ \left. - \frac{\omega_1^2}{2} f^2 - \frac{y_1^2}{2y^2} (2\kappa - 3) \right] - e^{-2\alpha} \left[\beta_{22} + \beta_2 \left(\frac{D_2}{D} - \frac{F_2}{F}\right) \right] = \\ = \frac{1}{Df} [e^{-2\beta} (A_1^2 + B_1^2) - e^{-2\alpha} (A_2^2 + B_2^2)], \quad (8)$$

$$e^{-2\beta} \left[\mu_{11} + \mu_1 \left(\frac{D_1}{D} + \frac{F_1}{F}\right) \right] + e^{-2\alpha} \left[\beta_{22} + \beta_2^2 + \left(\frac{D_2}{D}\right)_2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{D_2^2}{D^2} + \frac{f_2^2}{f^2}\right) - \mu_2 \left(\frac{D_2}{D} + \beta_2\right) - \frac{\omega_2^2}{2} f^2 - \frac{y_2^2}{2y^2} (2\kappa - 3) \right] = \\ = -\frac{1}{Df} [e^{-2\beta} (A_1^2 + B_1^2) - e^{-2\alpha} (A_2^2 + B_2^2)]. \quad (9)$$

$$\left(\frac{D_1}{D}\right)_2 + \frac{1}{2} \left(-\frac{D_1 D_2}{D^2} + \frac{f_1 f_2}{f^2}\right) - \beta_2 \frac{D_1}{D} - \mu_1 \frac{D_2}{D} - \frac{1}{2} \omega_1 \omega_2 f^2 - \\ - \frac{y_1 y_2}{2y^2} (2\kappa - 3) = \frac{2}{Df} (A_1 A_2 + B_1 B_2). \quad (10)$$

Уравнения Максвелла в отсутствие постоянных внешних электромагнитных полей с учетом стационарности и аксиальной симметрии автоматически обеспечивают обращение в нуль $F_{(03)}$ и $F_{(12)}$, а для A_α и B_α — производных от «потенциалов» электромагнитного поля дают

$$\left(\frac{F}{f} A_1\right)_1 + \left(\frac{A_2}{Ff}\right)_2 = \omega_1 B_2 - \omega_2 B_1, \quad (11)$$

$$\left(\frac{F}{f} B_1\right)_1 + \left(\frac{B_2}{Ff}\right)_2 = \omega_2 A_1 - \omega_1 A_2, \quad (12)$$

где

$$A_1 = e^{\alpha+\beta} F_{(01)}, \quad A_2 = e^{\alpha+\mu} F_{(02)}, \quad B_1 = -e^{\alpha+\beta} F_{(32)}, \quad B_2 = e^{\alpha+\mu} F_{(31)}. \quad (13)$$

$F_{(\mu\nu)}$ — компоненты тензора электромагнитного поля, соответствующие определенной обычным образом из (1) ортонормированной тетраде.

Система уравнений (4)—(12) записана в обозначениях

$$D = y\bar{D} = e^{2+\gamma}, f = \bar{f} = e^{2-\gamma}, F = \bar{F} = e^{\mu-\beta}, \sqrt{ye^{\beta}} = e^{\beta}, \sqrt{ye^{\mu}} = e^{\mu}. \quad (14)$$

Нижние индексы 1, 2 означают дифференцирование по x^1 и x^2 . Используется геометрическая система единиц $c = k_0 = 1$. (При необходимости системе уравнений (4)—(12) можно переписать в виде, соответствующем метрической форме (1) с тензором $\bar{g}_{\mu\nu}$, учитывая (14)).

Замечание 1.1. Иногда выражению (1) предпочитают

$$ds^2 = e^{2x'} dt^2 - e^{2\beta'} (dx^1)^2 - e^{2\alpha'} (dx^2)^2 - e^{2\gamma'} (d\varphi - \omega' dt)^2, \quad (1a)$$

которое получается из (1) формальной заменой $t \rightarrow i\varphi$, $\varphi \rightarrow -it$, а также $\bar{\alpha} \rightarrow \gamma'$, $\bar{\beta} \rightarrow \beta'$, $\bar{\mu} \rightarrow \mu'$, $\bar{\gamma} \rightarrow \alpha'$, $\bar{\omega} \rightarrow -\omega'$. В такой записи ω' имеет простой физический смысл — является угловой скоростью вовлечения свободно падающей инерциальной системы во вращение создающего гравитационное поле источника.

Замечание 1.2. Как (1), так и (1a) позволяют дополнительно специализировать координаты x^a ввиду того, что одно из допустимых координатных условий осталось неиспользованным. Другими словами, существует возможность калибровки компонентов метрического тензора, фиксирующая координаты. В частности, если выбрать

а) $F = 1$ ($\mu = \beta$), то такая калибровка вместе с уравнением (5) приводит к каноническим координатам Вейля $x^1 = z$, $x^2 = \rho$. В этом случае уравнения (4)—(7) и (11)—(12) разрешаются независимо от уравнений (8)—(10), а комбинации последних сводятся к квадратурам (подробнее об этом см. [1]).

б) $F = F(x^1)$ или $F = F(x^2)$, то, как и в предыдущем случае, уравнения (4)—(7) и уравнения Максвелла (11), (12) независимы от остальных, при условии, что вид функций $F(x^1)$ ($F(x^2)$) совместим с уравнениями (8)—(10) (см., например, [2]).

Замечание 1.3. Часть полевых уравнений ОТГ (5)—(7) и (11)—(12) для конформно преобразованных компонентов метрического тензора $g_{\mu\nu} = y\bar{g}_{\mu\nu}$ имеет такой же вид, как и аналогичные уравнения ОТО. Оставшиеся уравнения ОТГ (8)—(10) отличаются от соответствующих уравнений ОТО наличием дополнительного источника, структура которого определяется производными скалярного потенциала $y(x^a)$ и ζ — безразмерной константой связи скалярного поля с другими полями.

2. Уравнения ОТТ в канонических координатах. Как отмечено (см. замечание 1.2а), калибровка $F = 1$ позволяет выбрать канонические координаты Вейля $x^1 = z$, $x^2 = \rho$ (подробности изложены в [1]). В последнее время вновь обсуждаются различные возможности использования гармонических координат в теории тяготения [3—5]. Найдем гармонические координаты, соответствующие вейлевским z и ρ . Во избежание недоразумений представляется необходимым лишней раз дать этому понятию рабочее определение: четыре независимых величины x^I , которые удовлетворяют уравнению Даламбера

$$\square x^I \equiv -\frac{1}{V-g} - \frac{\sigma}{\partial x^a} \left(V-g g^{ab} \frac{\partial x^I}{\partial x^b} \right) = 0 \quad (15)$$

и на больших расстояниях асимптотически совпадают с любыми (не обязательно декартовыми-цилиндрическими, сферическими и т. п.) координатами плоского мира, назовем гармоническими координатами. Метрический тензор $g^{ab}(x'^\mu)$ задан в произвольных координатах x'^a . Легко заметить, что (15) совпадает с условием гармоничности Фока [6], если под x'^a понимать гармонические координаты (см. также [5]).

Стационарность задачи диктует выбор одной из гармонических координат $x^0 = t$. Если использовать в качестве «опорных» канонические координаты $x'^1 = z$, $x'^2 = \rho = y\bar{D} = ye^{\bar{\alpha}+\bar{\gamma}}$, $x'^3 = \varphi$, тогда вместо (1) имеем

$$d\bar{s}^2 = \frac{1}{y} \left[\psi (dt - \omega d\varphi)^2 - \frac{\Phi^2}{\psi} (dz^2 + d\rho^2) - \frac{\rho^2}{\psi} d\varphi^2 \right], \quad (16)$$

где $\psi = \varphi e^{2\bar{\alpha}}$, $\Phi = ye^{\bar{\beta}+\bar{\alpha}}$ (ср. с выражением (4а) работы [1]), и уравнение (15) переписывается в виде

$$\Delta x^k + \frac{\Phi^2}{\rho^2} \frac{\partial^2 x^k}{\partial \varphi^2} = \frac{1}{y} \nabla x^k \nabla y, \quad (16)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{dz^2} + \frac{\partial^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho}, \quad \nabla = \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} + \hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho},$$

что позволяет выбрать в качестве еще одной гармонической координаты $x^3 = \varphi$. Оставшиеся x^a определяются уравнением

$$\Delta x^a = \frac{1}{y} \nabla x^a \nabla y, \quad (16a)$$

не содержащем явно компонентов метрического тензора $g_{\mu\nu}(z, \rho)$ (в ОТО $\Delta x^a = 0$, т. к. $y = 1$), что специфично

- а) для стационарных и аксиально-симметричных полей,
- б) когда опорными являются канонические координаты Вейля,
- в) когда в качестве «несущественных» гармонических координат допустимы $x^0 = t, x^3 = \varphi$.

Система полевых уравнений ОТИ, соответствующая метрической форме (16), записывается следующим образом:

$$\nabla(\nabla y/y) = 0, \tag{17}$$

$$\nabla\left(\frac{\nabla\psi}{\psi}\right) + \frac{\psi^3}{\rho^2} \nabla\omega \nabla\omega = \frac{2}{\psi} (\nabla A \nabla A + \nabla B \nabla B), \tag{18}$$

$$\nabla\left(\frac{y^2}{\rho^2} \nabla\omega\right) = \frac{4}{\rho} (A_2 B_1 + A_1 B_2), \tag{19}$$

$$\nabla\left(\frac{\nabla A}{\psi}\right) = \frac{1}{\rho} (\omega_1 B_2 - \omega_2 B_1), \tag{20}$$

$$\nabla\left(\frac{\nabla B}{\psi}\right) = \frac{1}{\rho} (\omega_2 A_1 - \omega_1 A_2), \tag{21}$$

$$\frac{2}{\rho} (\ln \Phi_y)_1 = y_1 y_2 / y^2, \tag{22}$$

$$\frac{4}{\rho} (\ln \Phi_y)_2 = (y_2^2 - y_1^2) / y^2, \tag{23}$$

$$\frac{2}{\rho} (\ln \Phi_0)_1 = \frac{\psi_1 \psi_2}{\psi^2} - \frac{\psi^2}{\rho^2} \omega_1 \omega_2 - 4(A_1 A_2 + B_1 B_2) / \psi, \tag{24}$$

$$\frac{4}{\rho} (\ln \Phi_0)_2 = (\psi_2^2 - \psi_1^2) / \psi^2 - \frac{\psi^2}{\rho^2} (\omega_2^2 - \omega_1^2) - 4(A_2^2 - A_1^2 + B_2^2 - B_1^2) / \psi. \tag{25}$$

Здесь

$$\Phi = y e^{\bar{\alpha} + \bar{\beta}} = \Phi_0 \cdot \Phi_y^{(3-2)}. \tag{26}$$

Замечание 2.1. Уравнения (17), (22), (23) для скалярного потенциала y и Φ_y — той части метрического коэффициента Φ , которая определяется только лишь гравитационным скаляром $y = y(\rho, z)$, интегрируются независимо от остальных. Если, в рамках той или иной задачи, найдено решение (17), то (22) и (23) сводятся к квадратурам. Иногда, удобно ввести

$$\sigma = \ln y$$

и переписать (17), (22), (23) в координатах $\xi = z + ip$, $\xi^* = z - ip$, что дает

$$2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \xi \partial \xi^*} = \frac{1}{\xi - \xi^*} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} - \frac{\partial \sigma}{\partial \xi^*} \right), \quad (17a)$$

$$\frac{4}{\xi - \xi^*} \frac{\partial \ln \Phi_y}{\partial \xi} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \right)^2, \quad (22a)$$

$$\frac{4}{\xi - \xi^*} \frac{\partial \ln \Phi_y}{\partial \xi^*} = - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \xi^*} \right)^2. \quad (23a)$$

Замечание 2.2. Как в ОТГ, так и в ОТО уравнения (18)—(21), (24) и (25), которые определяют метрические коэффициенты ψ , ω , потенциалы A , B , а также функцию Φ_0 (метрический коэффициент ОТО, соответствующий Φ в ОТГ), имеют один и тот же вид.

На основе этих замечаний может быть сформулирована

Теорема 2.1. Если получено решение стационарной аксисимметричной электривакуумной задачи в ОТГ, то можно найти решение аналогичной задачи в ОТО, согласно

$$g_{00}^{\text{OTO}} = y g_{00}^{\text{OTG}}, g_{33}^{\text{OTO}} = y g_{33}^{\text{OTG}}, g_{11}^{\text{OTO}} = y g_{11}^{\text{OTG}} / \Phi_y^{2(3-\kappa)} \quad (27)$$

и, наоборот, известные решения ОТО переносятся в ОТГ теми же соотношениями (27), однако предварительно должны быть найдены соответствующие постановке задачи решения уравнений (17), (22), (23).

Соотношения (27) работают только тогда, когда метрика калибрована условием $F = 1$, т. е. записана в канонических координатах Вейля.

Теорема 2.1 указывает на довольно тесное родство ОТО и ОТГ и возможно является отражением связи гравитационного поля с совместными нелинейными реализациями аффинной и конформной симметрий (см. [7]).

Замечание 2.3. а) Система полевых уравнений (17)—(25) симметрична относительно одновременной замены $A \rightleftharpoons B$, $\omega \rightarrow -\omega$. В статике ($\omega = 0$) это означает, что найденное в электростатическом случае ($\omega = B = 0$, $A \neq 0$) решение пригодно и для магнитостатического случая ($\omega = A = 0$, $B \neq 0$).

б) Компоненты потенциала электромагнитного поля $A_\mu (A_t, 0, 0, A_\varphi)$ связаны с производными A и B так, что

$$A_1 = - \frac{\partial A_t}{\partial z}, \quad A_2 = - \frac{\partial A_t}{\partial \rho},$$

$$B_1 = \frac{\psi}{\rho} \left(\frac{\partial A_\varphi}{\partial \rho} + \omega \frac{\partial A_t}{\partial \rho} \right),$$

$$B_2 = -\frac{\psi}{\rho} \left(\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} + \omega \frac{\partial A_t}{\partial z} \right),$$

учитывая которые, а также имея в виду следующее из очевидного условия $B_{12} = B_{21}$ соотношение

$$\nabla \left[\frac{\psi}{\rho^2} (\nabla A_\varphi + \omega \nabla A_t) \right] = 0,$$

вместо (18)—(21) получаем

$$\nabla \left(\frac{\nabla \psi}{\psi} \right) + \frac{\psi^2}{\rho^2} \nabla \omega \nabla \omega = \frac{2 \nabla A_t \nabla A_t}{\psi} + \frac{2 \psi}{\rho^2} (\nabla A_\varphi + \omega \nabla A_t)^2,$$

$$\nabla \left[\frac{\psi^2}{\rho^2} \nabla \omega + \frac{4 \psi}{\rho^2} A_t (\nabla A_\varphi + \omega \nabla A_t) \right] = 0,$$

$$\nabla \left[\frac{\nabla A_t}{\psi} - \omega \frac{\psi}{\rho^2} (\nabla A_\varphi + \omega \nabla A_t) \right] = 0.$$

Полная система полевых уравнений для величин $(y, \psi, \omega, \Phi^2/\psi)$ в стационарном вакуумном случае ($\omega \neq 0, A_t = A_\varphi = 0$) и для величин $(\sqrt{y}, \sqrt{\psi}, iA_\varphi, (\Phi^2/\psi)^{1/4})$ в магнитостатическом случае ($\omega = A_t = 0, A_\varphi \neq 0$) имеет один и тот же вид (подробности см. в [1]).

Замечание 2.3 служит основанием для того, чтобы было сформулировано

Предложение 2.2. Если найдено решение стационарной вакуумной задачи $(y, \psi, \omega, \Phi^2/\psi)$, то получено также решение магнитостатической задачи $(\sqrt{y}, \sqrt{\psi}, iA_\varphi, (\Phi^2/\psi)^{1/4})$.

3. Статическое решение ОТТ. В предлагаемой схеме решения достаточно обширного класса задач ОТТ независимому от остальных уравнению (17) отводится важная роль. Подстановкой $\sigma = \ln y$ оно сводится к двумерному уравнению Лапласа

$$\Delta \sigma = 0. \tag{176}$$

Симметрия задачи обуславливает выбор координат, в которых переменные разделяются. В рассматриваемом случае удобно пользоваться вытянутыми сфероидами координатами [8, 9], которые связаны с каноническими z, ρ посредством

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2k} (r_+ \pm r_-), \quad r_\pm^2 = (z \pm k)^2 + \rho^2,$$

$$z = kuv, \quad \rho^2 = k^2(u^2 - 1)(1 - v^2), \quad k = \text{const},$$

$$\nabla = \frac{1}{k(u^2 - v^2)^{1/2}} \left[\widehat{u}(u^2 - 1)^{1/2} \frac{\partial}{\partial u} + \widehat{v}(1 - v^2)^{1/2} \frac{\partial}{\partial v} \right],$$

$$\Delta = \frac{1}{k^2(u^2 - v^2)} \left[\frac{\partial}{\partial u} (u^2 - 1) \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial}{\partial v} (1 - v^2) \frac{\partial}{\partial v} \right]. \quad (28)$$

Регулярное на оси $v = \pm 1$ решение уравнения (176), с граничным условием $\sigma(u \rightarrow \infty, v) = 0$ есть

$$\sigma(u, v) = \sum_{l=0}^{\infty} a_l Q_l(u) P_l(v), \quad (29)$$

где P_l и Q_l — полиномы Лежандра 1-го и 2-го родов, $|u| > 1$, $-1 \leq v \leq 1$.

Недавно авторами [10] было найдено решение статической задачи ОТТ с зарядом e ($\omega = A_r = 0$, $A_t \neq 0$), которое можно записать в виде

$$ds^2 = g_{00} dt^2 - g_{11} (dx^1)^2 - g_{22} (dx^2)^2 - g_{33} d\varphi^2,$$

$$y = f_{x^1}^{-a/2\eta}, \quad g_{00} = f_{x^1}^{1/\eta} / F^2, \quad (30)$$

$$g_{11} = \frac{f_{x^1}^{a/\eta}}{g_{00}} \left[\delta_{x^1 r} + \delta_{x^1 x} + \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2} \right) \delta_{x^1 R} + 4r_0^2 \delta_{x^1 z} \right], \quad (31)$$

$$g_{22} = g_{11} \left\{ \left[\left(\frac{r}{r_0} - \frac{ar_0}{\eta} \right)^2 - 4r_0^2 \right] \delta_{x^1 r} + x^2 f_x \delta_{x^1 x} + R^2 \delta_{x^1 R} + \frac{u^2 - 1}{1 - v^2} \delta_{x^1 z} \right\}, \quad (32)$$

$$g_{33} = g_{22} \sin^2 \theta [\delta_{x^1 r} + \delta_{x^1 x} + \delta_{x^1 R} + (1 - v^2) \delta_{x^1 z}]. \quad (33)$$

Здесь δ — символ Кронекера, $2r_0 = \eta \sqrt{m^2 - e^2}$,

$$2F = q + (2 - q) f_{x^1}^{(2-a)/2\eta}, \quad (34)$$

$$q = 1 + \sqrt{1 + \eta^2 e^2 / (2 - a)^2 r_0^2}.$$

Значения f_{x^1} приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Координаты	Гармонические	Модифицированные кривизны	Однородные	Вытянутые сферические
	$x_1 = \bar{r}$ $x^2 = \theta$	$x^1 = x =$ $= \bar{r} - \frac{ar_0}{\eta} + 2r_0$	$x^1 = R$ $x^2 = \theta$	$x^1 = u$ $x^2 = v = \cos \theta$
f_{x^1}	$\frac{\bar{r} - \frac{ar_0}{\eta} - 2r_0}{\bar{r} - \frac{ar_0}{\eta} + 2r_0}$	$1 - \frac{4r_0}{x}$	$\left(\frac{R - r_0}{R + r_0} \right)^2$	$\frac{u - 1}{u + 1}$

В координатах z, ρ

$$ds^2 = \frac{f_{\bar{R}}^{1/\eta}}{F^2} dt^2 - F^2 f_{\bar{R}}^{(a-1)/\eta} \left[\frac{\bar{R}^2 - 4r_0^2}{r_+ r_-} (dz^2 + d\rho^2) + \rho^2 d\varphi^2 \right],$$

$$y = f_{\bar{R}}^{-a/2\eta}, \quad f_{\bar{R}} = \frac{\bar{R} - 2r_0}{\bar{R} + 2r_0}, \quad (35)$$

$$\bar{R} = \frac{1}{2} (r_+ + r_-), \quad r_{\pm}^2 = (z \pm 2r_0)^2 + \rho^2.$$

Единственный исчезающий компонент тензора электромагнитного поля

$$F_{(01)} = \frac{e}{x^2 F^2} f_x^{(1-a-\eta)/\eta}. \quad (36)$$

Координата x названа модифицированной координатой кривизн, так как в пределе $a \rightarrow 0, \eta \rightarrow 1$, т. е. в рамках ОТО, в отсутствие заряда ($2r_0 = m$) совпадает с координатой кривизн r .

Приведем также соотношения, связывающие «радиальные» части использованных координат,

$$\bar{r} = x + \frac{ar_0}{\eta} - 2r_0 = R \left(1 + \frac{ar_0}{\eta R} + r_0^2/R^2 \right) = 2r_0 \left(u + \frac{a}{2\eta} \right) = \bar{R} + \frac{ar_0}{\eta}. \quad (37)$$

Замечание 3.1. Покажем, как получить решение уравнения (16а). В сферических координатах (28) переменные разделяются, если в (29) положить $\alpha_{l>1} = 0$. Тогда (16а) сводится к двум уравнениям-гипергеометрическому, в точности совпадающему с уравнением (16а) работы [11], и уравнению Лежандра. Удовлетворяющее требованиям рабочего определения, данного в разделе 2, решение (16а) есть

$$x^1 = 2r_0 \left(u + \frac{a}{2\eta} \right), \quad x^2 = v = \cos \theta.$$

Замечание 3.2. Выражение для действия ОТГ содержит по сравнению с действием ОТО лишь одну дополнительную константу ζ . Тогда как в решениях уравнений ОТГ (в частности в (30)) фигурируют постоянные a и η , связанные друг с другом и ζ посредством (см., например, [12])

$$\eta^2 = (a-1)^2 + a - \frac{1}{2} a^2 \zeta.$$

Аналогичных констант нет в решениях ОТО. Ясно, поэтому, что должно существовать еще одно соотношение, связывающее ζ, a и η . С целью най-

ти эту связь сравним, следуя Йордану [12], вытекающее из (30) на больших расстояниях

$$y \approx 1 + am/R$$

с решением уравнения для y в случае самогравитирующей пыли в том же приближении слабого поля, которое имеет вид

$$y \approx 1 + 2m/R(3 - 2\zeta),$$

что дает

$$a = 2/(3 - 2\zeta).$$

Таким образом, предельный переход от ОТТ к ОТО осуществляется $\zeta \rightarrow \infty$, что эквивалентно $a \rightarrow 0$ и одновременно $\eta \rightarrow 1$.

4. *Решение ОТО с зарядом.* Используя теорему 2.1, получим статическое аксисимметричное решение с зарядом в ОТО. В качестве исходного решения ОТТ возьмем (35). В соответствии с (27) определяем предварительно Φ_V из уравнений (22) и (23). Нетрудно убедиться, что в данном случае

$$\Phi_V^{2(3-2\zeta)} = \left(\frac{\bar{R}^2 - k^2}{r_+ r_-} \right)^{1-n},$$

здесь вместо констант ОТТ $2r_0$ и $\frac{2-a}{2\eta}$ введены новые — k и n , соответственно. Тогда, согласно (27), решение ОТО можно записать в виде

$$g_{00}^{\text{OTO}} = \frac{k^2 f_{\bar{R}}^n}{F^2} = \frac{\rho^2}{g_{33}^{\text{OTO}}}, \quad g_{11}^{\text{OTO}} = g_{22}^{\text{OTO}} = \frac{1}{g_{00}^{\text{OTO}}} \left(\frac{\bar{R}^2 - k^2}{r_+ r_-} \right)^n, \quad (38)$$

где

$$f_{\bar{R}} = \frac{\bar{R} - k}{\bar{R} + k}, \quad F = \frac{2r_0 + m}{2n} \left[1 + \frac{2r_0 - m}{2r_0 + m} \left(\frac{\bar{R} - k}{\bar{R} + k} \right)^n \right],$$

$$\bar{R} = \frac{1}{2}(r_+ + r_-), \quad r_{\pm}^2 = (z \pm k)^2 + \rho^2, \quad k = \frac{2r_0}{n} = \frac{\sqrt{m^2 - e^2}}{n}.$$

Электрическое поле

$$F_{(01)} = \frac{ek^2}{F^2(\bar{R}^2 - k^2)} \left(\frac{\bar{R} - k}{\bar{R} + k} \right)^n \left(\frac{\bar{R}^2 - k^2}{r_+ r_-} \right)^{(1-n)/2}. \quad (39)$$

В соответствующих аксисимметричному случаю $n \neq 1$ вытянутых сферидальных координатах (28)

$$ds^2 = \frac{k^2}{F^2} \left(\frac{u-1}{u+1} \right)^n dt^2 - F^2 \left(\frac{u+1}{u-1} \right)^n \left[\left(\frac{u^2-1}{u^2-v^2} \right)^{n^2} (u^2-v^2) \left(\frac{du^2}{u^2-1} + \frac{dv^2}{1-v^2} \right) + (u^2-1)(1-v^2) d\varphi^2 \right], \quad (40)$$

$$F = \frac{2r_0 + m}{2n} \left[1 + \frac{2r_0 - m}{2r_0 + m} \left(\frac{u-1}{u+1} \right)^n \right],$$

$$F_{(01)} = \frac{e}{F^2 (u^2-1)} \left(\frac{u-1}{u+1} \right)^n \left(\frac{u^2-1}{u^2-v^2} \right)^{(1-n^2)/2}.$$

При $n = 1$ решение совпадает с известным решением Райснера-Нордстрема, если иметь в виду, что $u(n=1) = u_0 = (r-m)/2r_0$, $v(n=1) = \cos \theta$. В отсутствие заряда ($e = 0$) решение совпадает с решением, найденным в [8, 9].

Для того, чтобы получить асимптотическое (на больших расстояниях) поведение найденной метрики, воспользуемся вытекающей из (28) связью

$$(2r_0)^2 (u_0^2 - 1) \sin^2 \theta = k^2 (u^2 - 1) (1 - v^2),$$

$$2r_0 u_0 \cos \theta = kuv.$$

Следовательно

$$\left(\frac{u}{v} \right) = \frac{\sqrt{2}}{2k} \{ (r-m)^2 + k^2 - 4r_0^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{[(r-m)^2 + k^2 - 4r_0^2 \sin^2 \theta]^2 - 4k^2 (r-m)^2 \cos^2 \theta} \}^{1/2}.$$

Разложив g_{00} в ряд Тейлора, имеем

$$g_{00} \approx 1 - \frac{2m}{r} + \frac{e^2}{r^2} + \frac{Q}{r^3} P_2(\cos \theta) + O(1/r^4), \quad (41)$$

где квадрупольный момент

$$Q = \frac{2}{3} \frac{(n^2 - 1)}{n^2} m (m^2 - e^2)$$

Как и должно было быть, при $n = 1$ $Q = 0$.

Замечание 4.1. Покажем, как, пользуясь методом Эрнста [13, 14], в рассматриваемом электростатическом случае $\omega = A_\varphi = 0$ получить решение замкнутой системы полевых уравнений

$$\psi \Delta \psi = \nabla \psi \nabla \psi + 2\psi \nabla A_t \nabla A_t,$$

$$\psi \Delta A_t = \nabla \psi \nabla A_t.$$

Согласно Эрнсту

$$\psi = \frac{\xi_0^2 - 1}{(\xi_0 + 1/\sqrt{1-D^2})^2}, \quad A_t = \frac{D}{\sqrt{1-D^2}\xi_0 + 1},$$

D — константа, ξ_0 — решение уравнения Эрнста

$$(\xi_0^2 - 1) \Delta \xi_0 = 2\xi_0 \nabla \xi_0 \nabla \xi_0.$$

Легко убедиться, что потенциал

$$\xi_0 = \frac{(u+1)^n + (u-1)^n}{(u+1)^n - (u-1)^n}$$

удовлетворяет этому уравнению, поэтому

$$\psi = \left(\frac{u-1}{u+1}\right)^n / F^2, \quad A_t = \frac{D(q-1)}{2F} \left[1 - \left(\frac{u-1}{u+1}\right)^n\right],$$

$$2F = q - (q-2) \left(\frac{u-1}{u+1}\right)^n, \quad q = 1 + 1/\sqrt{1-D^2}.$$

Константа D определяется асимптотикой ψ и оказывается равной $\frac{e}{m}$. Отметим, что $\xi_0 = u_0$ также удовлетворяет уравнению Эрнста и приводит к решению Райснер-Норстрема (u_0 — вытянутая сфероидальная координата, соответствующая сферически-симметричному случаю).

Мы благодарны участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE CHARGED AXISYMMETRIC SOLUTION IN GENERAL RELATIVITY

G. H. HA OUTYUNIAN, V. V. PAPOYAN

The possibility of the generation of GR's solutions from the known solutions of Generalized Theory of Gravitation and vice versa is proved. The electrovac solution of Einstein's equations for static axisymmetric gravitation field is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, *Астрофизика*, 25, 217, 1986.
2. С. Чандрасекар, *Математическая теория черных дыр*, Мир, М., 1986.
3. А. А. Логунов, М. А. Местверидзе, *ЭЧАЯ*, 17, 5, 1986.
4. Н. А. Черников, *ЭЧАЯ*, 18, 1000, 1987.
5. Н. А. Черников, *Сообщ. ОИЯИ P2-86-207, P2-86-478*, 1986.
6. В. А. Фок, *Теория пространства времени и тяготения*, ГИТТЛ, М., 1955.
7. А. Б. Борисов, В. И. Озиевский, *Препр. ОИЯИ, E2-7864*, Дубна, 1974.
8. D. M. Zipoy, *J. Math. Phys.*, 7, 1137, 1966.
9. V. H. Voorhees, *Phys. Rev.*, D2, 2119, 1970.
10. Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, *Астрофизика*, 21, 587, 1984.
11. Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, *Астрофизика*, 21, 175, 1984.
12. P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
13. F. J. Ernst, *Phys. Rev.*, 167, 1175, 1968.
14. F. J. Ernst, *Phys. Rev.*, 168, 1415, 1968.

УДК: 52.530.145

ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГООБМЕНА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. III

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 7 августа 1987

Принята к печати 27 декабря 1988

На основе работы [1] в данной статье рассмотрена частная задача релаксации неравновесного изотропного излучения при взаимодействии с нерелятивистским невырожденным электронным газом посредством многофотонного комптоновского рассеяния при значении параметра интенсивности $\xi^2 \gg 1$. Исследованы кинетическое уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов; уравнения, описывающие изменение во времени полной энергии обмена, нагрев и охлаждение электронного газа. Получена зависимость электронной температуры от времени. Приведены оценки характеристик многофотонной комптонизации для компактных объектов чрезвычайно высокой светимости.

1. *Введение.* Во второй части настоящей работы ([2]) проводился детальный анализ разработанной в [1] теории релаксации неравновесного изотропного интенсивного излучения посредством многофотонного комптоновского рассеяния на частицах невырожденного нерелятивистского электронного газа при сравнительно слабых полях излучения ($\xi^2 \ll 1$), но все же достаточно интенсивных для обеспечения реализации многофотонных процессов для малых гармоник. Это может соответствовать физическим условиям в некоторых астрофизических объектах [3—6]. 1) *Лацертида* AO 235+16 — $z = 0.852$, переменность в инфракрасном диапазоне, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 4.67$, $\lg L_{bol} \simeq 47.77$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{14.67}$ см, $N_e \simeq 5.95 \cdot 10^{20.4}$ см $^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.29 \cdot 10^{-2.6}$. 2) *Лацертида* PkS 0735 + 17 — $z = 0.424$, переменность в инфракрасном диапазоне, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 4.78$, $\lg L_{bol} \simeq 47.61$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{14.78}$ см, $N_e \simeq 5.95 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.29 \cdot 10^{-3}$. 3) *Лацертида* W1 0846 + 51 — $z = 1.86$, переменность в инфракрасном и оптическом диапазонах, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 4.78$, $\lg L_{bol} \simeq 47.37$. Тогда $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{14.78}$ см, в инфракрасном диапазоне $N_e \simeq$

$\simeq 5.95 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.29 \cdot 10^{-3}$. 4) *Квазар 3С 273* — $R \leq 10^{17} \text{ см}$, инфракрасная светимость $L \simeq 6 \cdot 10^{48} \text{ эрг/с}$, $N_v \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\xi \simeq 1.75 \cdot 10^{-5}$. 5) γ — вспышка нестационарной нейтронной звезды, наблюдаемой 5 марта 1979 г. в Большом Магеллановом Облаке — $L_{0.03 \text{ МэВ}} \simeq 3 \cdot 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$, $R \simeq 60 \text{ км}$, $N_v \simeq 1.84 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.65 \cdot 10^{-4}$. 6) *Лацертида 3С 66А* — $z \simeq 0.434$, переменность в оптическом диапазоне, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 2.1$, $\lg L_{\text{bol}} \simeq 47.18$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{12.1} \text{ см}$, $N_v \simeq 4.61 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq 7.8 \cdot 10^{-5}$.

Конечно, в этих условиях эффекты от многофотонных процессов имеют лишь поправочный характер к однофотонному. Однако физические условия в других, не менее интересных объектах, как лацертиды В2 1308+32, OJ 287, пульсар NP 0532 и радиопульсары, соответствуют случаю $\xi^2 \gg 1$. 1) *Лацертида В2 1308+32* — $z = 0.996$, переменность в инфракрасном и оптическом диапазонах, $\lg \Delta t_{\min} \simeq 2.65$, $\lg L_{\text{bol}} \simeq 47.66$, $L_{\text{IR}} \simeq 2 L_{\text{opt}}$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{12.65} \text{ см}$, в инфракрасном диапазоне $N_v \simeq 5.95 \cdot 10^{24.4} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq 32.25$. 2) *Лацертида OJ 287* — $z = 0.306$, $\lg \Delta t_{\min} = 1.58$, $\lg L_{\text{bol}} \simeq 46.39$. Тогда: $R \simeq 2.9979 \cdot 10^{11.58} \text{ см}$, $N_v \simeq 5.95 \cdot 10^{25.2} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq 204.5$. 3) *Пульсару NP 0532 и радиопульсарам* соответствуют значения параметра интенсивности $\xi^2 \simeq 652.3$ и $\xi^2 \simeq 6.5$ соответственно. При этом радиус излучательной области $R \simeq 10^8 \text{ см}$, частота $2\pi \cdot 40 \text{ МГц} \leq \omega \leq 2\pi \cdot 100 \text{ МГц}$, светимость для пульсара NP 0532 — $L \simeq 10^{31} \text{ эрг/с}$, а для радиопульсаров $L \simeq 10^{29} \text{ эрг/с}$ [7]. В этих условиях будем иметь: $N_v \simeq (1.6 \div 4) \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $N_v \simeq (1.6 \div 4) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Очевидно, что ожидаемый вклад процессов многофотонного комптоновского рассеяния в формирование спектров указанных объектов может существенно превзойти вклад однофотонных процессов. В настоящей статье, которая посвящена исследованию той же задачи при $\xi^2 \gg 1$, мы ограничимся рассмотрением лишь случая идеализированного широкого (по сравнению с доплеровским профилем) спектра ($\delta \gg \Delta \omega_{D_s}^* = \omega_s^* \sqrt{2k_B T_e / mc^2}$, где $\omega_s^* \equiv s^* \omega$, ω — частота начального кванта, $s^* = s + \frac{\xi^2}{2} (1 - \cos \theta)$,

s — число начальных низкочастотных фотонов, превращающихся в один конечный жесткий фотон, θ — угол рассеяния).

В процессах многофотонной комптонизации при интенсивных полях излучения можно выделить два различных режима. В первом — (а) поглощение s -фотонов происходит независимо друг от друга, а во втором случае — (б) из-за вынужденности процесса нельзя выделить вершины в отдельности (имеет место интерференционное взаимодействие). В режиме (а) вероятность свободно-свободного перехода дается обобщенным зако-

ном Паули [8] и пропорциональна $\sim \left(\frac{N_0}{\omega}\right)^s \frac{d\bar{W}_s}{d\Omega}$, где $\frac{d\bar{W}_s}{d\Omega} \sim \left(\frac{1}{137}\right)^s$ — дифференциальная вероятность процесса. Это справедливо в случае умеренно-интенсивного поля излучения, когда параметры электронной среды (эйнштейновские коэффициенты квантовых переходов A и B) все еще не зависят от интенсивности этого поля. Во втором режиме — (б) из-за большой интенсивности поля излучения процесс рассеяния уже приобретает вынужденный характер [9, 11, 12], следовательно параметры электронной среды уже зависят от интенсивности поля (подобно нелинейным задачам нелинейной оптики). При этом [13]:

$$A_{if}(I) = 4\pi \frac{dW_s(\xi^2)}{N_0 d\Omega}, \quad \text{где } \xi^2 \sim \frac{N_0}{\omega}, \quad \frac{dW_s(\xi^2)}{d\Omega} \text{ — дифференциальная ве-}$$

роятность вынужденного s — фотонного рассеяния, а остальные коэффициенты $B_{if}(I)$, $A_{fi}(I)$, $B_{fi}(I)$ явным образом выражаются через $A_{if}(I)$. В кинетическом уравнении (17) [1] в случае малых s указанные выше коэффициенты можно разложить в ряд по степеням ξ :

$A_{if}(I) \sim N_0^{-1} \xi^{2s} \sim N_0^{-1} \left(\frac{N_0}{\omega}\right)^s$ и т. д. Отсюда видно, что в этом

уравнении учтены вклады как процессов (а), так и интерференционные взаимодействия. В случае очень больших ξ^2 задача сводится к рассмотрению процессов в скрещенном поле (см. ниже).

Следует заметить, что первоначально ($t = -\infty$) нерелятивистский электрон, при взаимодействии с интенсивным излучением, приобретает большой эффективный четырехимпульс [9, 11, 12]: $q^\mu = p^\mu + \frac{\xi^2 m^2 c^4}{2(kP)} k^\mu$,

где $P^\mu(E, \vec{P})$ — четырехимпульс электрона в момент $t = -\infty$. При этом тепловая энергия электронов намного меньше энергии, приобретенной в поле интенсивной волны ($E_{\text{эл}}$): $(k_B T_e / E_{\text{эл}}) \ll 1$. На первый взгляд кажется, что рассмотрение вопросов теплового баланса и т. п. в этом случае бесполезно и лишено всякого смысла. Более того, участвующий в процессе многофотонного комптоновского рассеяния электрон обладает большим эффективным четырехимпульсом (q^μ или q'^μ). Поэтому при выводе кинетического уравнения возникает еще одно затруднение относительно функции распределения таких электронов, которая существенно отличается от максвелловской. Для разрешения указанных затруднений мы в работе [1] воспользовались следующими соображениями. Электрон как в начальном, так и в конечном состояниях находится в поле первоначального излучения. Поэтому при многофотонном рассеянии преобладает процесс перекачки энергии низкочастотных фотонов в коротковолновую часть спектра.

То есть, большая часть энергии, приобретенная электроном в интенсивной волне, возвращается опять в волну, и при $t = -\infty$ четырехимпульс электрона P' (E' , P') отличается от четырехимпульса P в момент $t = -\infty$ малой величиной $(P' - P)/P \ll 1$. Действительно, в элементарном акте s -фотонного рассеяния имеет место закон сохранения: $s\hbar k + q = q' + \hbar k'$, где $q'^{\mu} = p'^{\mu} + \frac{\xi^2}{2} \frac{m^2 c^4}{(kP')}$. Поэтому акт

рассеяния можно заменить другим, совершенно эквивалентным ему — рассеянием „эффективного фотона“ на свободном электроне: $s^* \hbar k + P = P' + \hbar k'$, где $s^* = s + \frac{\xi^2 m^2 c^4}{2\hbar} \left| \frac{1}{(kP)} - \frac{1}{(kP')} \right|$. Поскольку

$k_{эфф}^2 = (s^* \cdot k)^2 = 0$, то „эффективный фотон“ можно рассматривать как классический (только экранированный). Пусть в момент $t = -\infty$ электронный газ является нерелятивистским невырожденным максвелловским газом. Тогда: $E/mc^2 \ll 1$ и $s^* = s + \frac{\xi^2}{2} (1 - \cos\theta)$. В отдельном акте рассеяния прирост энергии электрона равен: $\Delta E = \hbar(\omega_s^* - \omega') \simeq$

$\simeq \frac{s\hbar\omega}{2\xi}$. К примеру, для пульсара NP 0532 имеем: $\Delta E \simeq 3.24 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}$.

То есть: $\Delta E \leq \Delta E_{max} = (\Delta E)_{s=16660} = 5.4 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$ (см. пункт 2). Поэтому начальные условия задачи следующие:

$$\frac{\Delta E}{k_B T_s} = \frac{\hbar(\omega_s^* - \omega')}{k_B T_s} \ll 1, \quad \frac{\hbar\omega}{mc^2} \simeq \frac{k_B T_s}{mc^2} \ll 1,$$

$$\Delta\omega = \omega_s^* - \omega' \ll \omega_s^*, \quad \frac{E}{mc^2} \simeq \frac{k_B T_s}{mc^2} \ll 1.$$

Как видно из оценок, температура первоначально максвелловских электронов очень слабо зависит (практически не зависит) от числа s (посредством множителя $(1 + 3.24 \cdot 10^{-9} s)$). Исходя из этих условий, в работе [1], в приближении Фоккера-Планка, вывели «промежуточное» кинетическое уравнение для функции распределения «эффективных фотонов», после этого совершили переход к кинетическому уравнению обычных фотонов.

Теперь оценим времена, за которые первоначальное максвелловское распределение еще сохраняется. Изменение энергии электрона за время t равно: $\Delta E_t = \Delta E \bar{\nu} t \simeq \hbar\omega \frac{\xi^2}{2} \bar{\nu} t$, где $\bar{\nu}$ — средняя частота рассеяний.

Для пульсара NP 0532, например, имеем: $\bar{\nu} \simeq 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\Delta E_t \simeq 5.39 \cdot 10^{-2} \cdot t$ (эВ с^{-1}). ΔE_t достигает величин 10 эВ, 100 эВ и mc^2 за времена $t = 1.86 \cdot (1, 10, 10^5) \text{ с}$. Для других радиопульсаров имеем соответствен-

но: $t = 1.86 \cdot (10^2, 10^3, 10^7)$ с. Поэтому в течение больших промежутков времени $\simeq (10^4 - 10^7)$ с первоначальное максвелловское распределение электронов сохранится, а их температуру можно считать независимой от s . По сравнению с характерными временами изменения блеска компактных объектов со сверх-эддингтоновской светимостью, а также с временами продолжительности вспышек, оцененные промежутки являются достаточно большими. В случае же стационарных объектов формулы разработанного приближения справедливы для определенных установившихся зон нерелятивистских электронов. Оценка размеров подобных зон тривиальна.

Ниже будут использованы обозначения, принятые в первых двух частях настоящей работы. Ссылка вида (m, n) означает формулу (n) из части (m). Сохраним также схему изложения второй части.

2. *Вероятность процесса.* Для определения вероятности процесса многофотонного комптоновского рассеяния обратимся к формуле (II.3), которая при $\xi^2 \gg 1$ запишется в виде:

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_s}{d \cos\theta} = N_0 \frac{3}{4} \frac{(\omega')^2}{s \omega^2} \frac{1}{\xi^4} \{-4 J_s^2(z) + 2\xi^2 [J_{s+1}^2 + J_{s-1}^2 - 2J_s^2]\}, \quad (1)$$

где

$$z = 2s \frac{\xi \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\xi^2 + \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}} \quad (2)$$

(см. также [9, 11, 12]). Используя асимптотику функции Бесселя при $s \gg 1$, $J_s^2(z) \simeq \frac{1}{2\pi s} \left(\frac{e^z}{2s}\right)^{2s}$ [10], можно представить формулу (1) в виде:

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_s}{d \cos\theta} = N_0 \frac{3(\omega')^2}{4 s \omega^2 \xi^4} J_s^2(z) \left\{ 2\xi^2 \left[\left(\frac{s}{s+1}\right)^{2s} \lambda_s e^2 + e^{-2} \lambda_s^{-1} \left(\frac{s}{s-1}\right)^{2s} - 2 \right] - 4 \right\}, \quad (3)$$

где $\lambda_s = \left(\frac{z}{2s}\right)^2$. Учитывая, что при $s \gg 1$, $\left(\frac{s}{s-1}\right)^s \simeq e$ и $\left(\frac{s}{s+1}\right)^s \simeq e^{-1}$, с помощью (I.4) можно записать формулу (3) следующим образом:

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_s}{d \cos\theta} = N_0 \frac{3}{8} \frac{s}{\xi^2} J_s^2(z) (\lambda_s + \lambda_s^{-1} - 2). \quad (4)$$

Анализ соотношений (1) и (4) показывает, что в одном элементарном акте при $\xi^2 \gg 1$ наиболее вероятно поглощение сразу $s \simeq \xi^3$ квантов, при-

чем, угол рассеянных квантов определяется из условия $\operatorname{ctg} \frac{\theta_0}{2} = \xi$.

Тогда:

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_s}{d\mu} = \frac{27}{32} N_0 \frac{s}{\xi^2} j_s^2(z) \delta(\mu - \mu_0), \quad (5)$$

где $\mu = 1 - \cos\theta$, и $j_s^2(s) \simeq \left(\frac{2}{9}\right)^{\frac{2}{3}} \Gamma^{-2}\left(\frac{2}{3}\right) s^{-\frac{2}{3}}$ (Γ —гамма-функция),

т. е.

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_s}{d\mu} = N_0 \frac{0.169}{\xi^2} s^{\frac{1}{3}} \delta(\mu - \mu_0). \quad (6)$$

Выполнив интегрирование, для вероятности s -фотонного процесса получим:

$$\frac{W_s}{c\sigma_T} = N_0 \frac{0.169}{\xi^2} s^{\frac{1}{3}}. \quad (7)$$

К примеру, оценки для лацертиды OJ 287: $W_{10}/c\sigma_T \simeq 1.06 \cdot 10^{23.2} \text{ см}^{-3}$, $W_{10^2}/c\sigma_T \simeq 2.28 \cdot 10^{23.2} \text{ см}^{-3}$, $W_{10^3}/c\sigma_T \simeq 4.92 \cdot 10^{23.2} \text{ см}^{-3}$, $W_{2924}/c\sigma_T \simeq 7 \cdot 10^{23.2} \text{ см}^{-3}$; для пульсара NP 0532: $W_{10}/c\sigma_T \simeq 2.23 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $W_{10^2}/c\sigma_T \simeq 4.81 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $W_{10^3}/c\sigma_T \simeq 1.04 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $W_{16680}/c\sigma_T \simeq 2.55 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Следует отметить, что при $\xi^2 \gg 1$ задача фактически сводится к рассмотрению процесса в постоянном скрещенном поле (напряженности электрического и магнитного полей ортогональны и равны друг другу). Чтобы оценить суммарную вероятность s -фотонных процессов, необходимо воспользоваться известными асимптотическими выражениями, полученными в работах [11, 12]. Вероятность $F(B)$ какого-либо процесса в постоянном скрещенном поле с напряженностью B связана с вероятностью $W(B)$ этого же процесса в переменном поле плоской волны с напряженностью $B^{\sin\psi}$ ($\xi^2 \gg 1$) посредством соотношения:

$$W(B) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} F(B \sin \psi) d\psi. \quad (8)$$

В предельных случаях функция $F(\chi)$ (где $\chi = \frac{\hbar k q}{m^2 c^4} \xi$) представляется следующими асимптотическими рядами:

$$F(\chi) = \frac{5e^2 m^2 c}{8 \sqrt{3} \pi} \chi \left\{ 1 - \frac{8}{5} \chi + \frac{7}{2} \chi^2 + \dots \right\}, \quad (9)$$

при $\chi \left(\approx \frac{\hbar \omega}{mc^2} \xi \approx 2.3 \cdot 10^{-14} \xi \right) \ll 1$; и

$$F(\chi) = \frac{7\Gamma\left(\frac{2}{3}\right) e^2 m^3 c}{54\pi} (3\chi)^{\frac{2}{3}} \left\{ 1 - \frac{45}{28\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)} (3\chi)^{-\frac{2}{3}} + \dots \right\}. \quad (10)$$

при $\chi \gg 1$. Используя выражения (8) и (9), получим:

$$\frac{W}{c\sigma_T} = 0.189 \frac{N_0}{\xi}. \quad (11)$$

3. *Кинетическое уравнение.* Используя выражения (6) и (7) и выполняя соответствующие интегрирования в уравнении (1.17), получим уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов при их комптоновских рассеяниях ($\xi^2 \gg 1, s \gg 1$) на частицах электронного газа.

В результате получим:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial y} \right)_c = \sum_{s \approx \xi^2} s^{\frac{4}{3}} \left\{ -g_1 n x + g_2 \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^6 \left(\frac{\partial n}{s \partial x} + n + n^2 \right) \right] \right\}, \quad (13)$$

где

$$g_1 = 0.169 \frac{mc^2}{a k_B T_e}, \quad g_2 = \frac{0.338}{a^2}. \quad (14)$$

Поскольку $a \gg 1$ (следовательно $s \gg 1$), то в уравнении (13) можно пренебречь вторым членом ($g_2/g_1 \ll 1$), после чего будем иметь:

$$n(x, y) = n(0) \exp \left(-g_1 x y \sum_{s \approx \xi^2} s^{\frac{4}{3}} \right). \quad (15)$$

Следовательно, плотность фотонов экспоненциально уменьшается во времени, пока их число становится настолько малым, что начинают доминировать однофотонные процессы (комптоновский и тормозной).

4. *Уравнение, описывающее изменение полной энергии обмена.* Уравнение (1.30) описывает изменение во времени полной энергии обмена при распределении фотонов, близком к планковскому, и температуре, отличающейся от электронной. Уточним правомерность рассматриваемой модели при $1 \ll \xi^2 \leq 652.3$. Поток фотонов от единицы поверхности абсолютно черного тела равен: $N_T = P T^3$, где P — постоянная потока фотонов: $P = 1.520334 \cdot 10^{11} \frac{\text{фот.}}{\text{см}^2 \text{ с град}^3}$. Плотность фотонов равна: $N_0 = \frac{P}{c} T^3$,

поэтому $k_B T = 0.502 \cdot 10^{-4} \left(\frac{N_0}{\text{фот см}^{-3}} \right)^{\frac{1}{3}}$ эВ. К примеру, для пульсара

NR 0532 имеем $T \approx 2.2951 \cdot 10^6 \text{ с}^{\frac{2}{3}}$ град, $k_B T \approx 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ мс}^2$. В этих условиях модель с планковским распределением вполне пригодна для приближенных аналитических выкладок и оценок. С помощью формул (I.31), (I.32) и (6) для определения фигурирующей в уравнении (I.31) функции $\Gamma(a, H)$ нетрудно получить выражение:

$$\Gamma(a, H) = \frac{1}{a(H-1)} \sum_{s \approx \xi^3} s^{\frac{4}{3}} \left(-0.057 \frac{\text{мс}^2}{k_B T_0} + \frac{19}{a} \right), \quad (16)$$

где $H = \frac{T_0}{T_1}$. Подставляя ее в (I.31), окончательно получим:

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} = U_1 \frac{c\sigma_T N_0}{a} \frac{T_0}{T_1} \left(-0.057 + \frac{19}{a} \frac{k_B T_0}{\text{мс}^2} \right) \sum_{s \approx \xi^3} s^{\frac{4}{3}}. \quad (17)$$

Второй член в скобках уравнения (17) пренебрежимо мал по сравнению с первым. Поэтому заключаем, что при $a \gg 1$, $s \gg 1$ происходит нагрев электронной плазмы.

Все кванты, для которых $x_s^* > x_0$ (x_0 дается формулой (I.25)) отбирают энергию у электронов комптоновским механизмом. Используя формулы (I.36), (6) и (7), находим:

$$\langle x_s^* \rangle \approx 5.069 \langle s \rangle, \quad (18)$$

где:

$$\langle s \rangle = \frac{\sum s^{\frac{4}{3}}}{\sum s^{\frac{1}{3}}}. \quad (19)$$

Для отношения энергетических потерь при комптоновском и тормозном процессах из (I.39) имеем следующую оценку:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dt} \right)_c}{\left(\frac{dE}{dt} \right)_b} = R \ln^2 \frac{4}{\gamma x_0}, \quad (20)$$

где

$$R \approx 1.267 \langle s \rangle, \quad \ln \gamma = 0.577. \quad (21)$$

5. Уравнение для средней энергии фотона. Из кинетического уравнения (13) путем умножения обеих частей на энергию фотона и усредняя по импульсам, нетрудно получить уравнение, описывающее изменение во времени средней энергии фотона:

$$t_{\gamma c} \frac{d}{dt} \langle x \rangle = - \langle x_1 x^2 + x_2 x^0 \rangle - x_2 \langle x^0 \rangle + 6x_3 \langle x^5 \rangle, \quad (22)$$

где $x_1 = g_1 \sum_i s_i^{\frac{4}{3}}$, $x_2 = g_2 \sum_i s_i^{\frac{4}{3}}$, $x_3 = g_3 \sum_i s_i^{\frac{1}{3}}$,

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{k, \lambda} x n}{\sum_{k, \lambda} n}, \quad \langle x^2 \rangle = \frac{\sum_{k, \lambda} x^2 n^2}{\sum_{k, \lambda} n}. \quad (23)$$

В уравнении (22), при малых частотах, членами, пропорциональными $\langle x^5 \rangle$ и $\langle x^0 \rangle$, можно пренебречь. Тогда:

$$t_{\gamma c} \frac{d}{dt} \langle x \rangle = -x_1 \langle x^2 \rangle. \quad (24)$$

При условии $\langle x^2 \rangle \approx \langle x \rangle^2$ из (24) получим:

$$\langle x(t) \rangle = \frac{t_{\gamma c}}{\frac{t_{\gamma c}}{\langle x(0) \rangle} + x_1 t}. \quad (25)$$

С помощью формулы (25) можно определять отношение энергетических потерь в момент времени t :

$$\frac{\left(\frac{dE}{dt}\right)_c}{\left(\frac{dE}{dt}\right)_b} \approx \frac{\langle s \rangle}{4} \frac{t_{\gamma c}}{\frac{t_{\gamma c}}{\langle x(0) \rangle} + x_1 t} \ln^2 \frac{4}{\gamma x_0}. \quad (26)$$

6. Нагрев и охлаждение электронного газа. Для изменения во времени электронной температуры из соотношения (1.50) будем иметь следующее уравнение:

$$k_B \cdot \frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} (L_c^+ - L_c^-), \quad (27)$$

где величины, описывающие нагрев и охлаждение электронной плазмы, даются формулами (1.52) и (1.53) соответственно. Из последних, с учетом выражений (6) и (7), нетрудно получить:

$$L_c^+ = \rho_0^+,$$

$$L_c^- = -\rho_0^- + \rho_1^- T_*, \quad (28)$$

где

$$\rho_0^+ = \frac{0.338}{\xi^4} \frac{\sigma_T}{mc} \sum_{s \approx \xi^2} s^{\frac{4}{3}} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} d\omega \left(\hbar \omega U_\omega + \pi^2 c^3 \frac{U_\omega^2}{\omega^2} \right), \quad (29)$$

$$\rho_0^- = c \sigma_T \frac{0.169}{\xi^2} \sum_{s \approx \xi^2} s^{\frac{4}{3}} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} U_\omega d\omega, \quad (30)$$

$$\rho_1^- = c \sigma_T \frac{0.253}{\xi^4} \sum_{s \approx \xi^2} s^{\frac{1}{3}} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} U_\omega d\omega. \quad (31)$$

Для оценки величин (29)—(31) в случае пульсара NP 0532 и радиопульсаров примем конкретную модель, в которой спектральная плотность имеет вид: $U_\omega = 2U_0\omega^{-2}$ [7]. Тогда получим соответственно:

$$N_\nu \rho_0^+ = 6.52 \cdot 10^{-19} U_0 (1 + 4.05 \cdot 10^{20} U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}) \sum_{s \approx \xi^2} s^{4/3},$$

$$N_\nu \rho_0^- = 2.46 \cdot 10^{-10} U_0 \sum_{s \approx \xi^2} s^{4/3}, \quad (32)$$

$$N_\nu \rho_1^- = 9.54 \cdot 10^{-17} U_0 K^{-1} \sum_{s \approx \xi^2} s^{1/3};$$

$$N_\nu \rho_0^+ = 6.52 \cdot 10^{-17} U_0 (1 + 4.05 \cdot 10^{20} U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}) \sum_{s \approx \xi^2} s^{4/3},$$

$$N_\nu \rho_0^- = 2.46 \cdot 10^{-10} U_0 \sum_{s \approx \xi^2} s^{4/3}, \quad (33)$$

$$N_\nu \rho_1^- = 9.54 \cdot 10^{-15} \cdot U_0 K^{-1} \sum_{s \approx \xi^2} s^{1/3}.$$

С помощью (32), (33), (28), (27) находим:

$$\frac{dT_*}{dt} = \rho_0 - \rho_1 T_*, \quad (34)$$

где

$$N_\nu \rho_0 = 1.9 \cdot 10^{-6} U_0 K \text{ эВ}^{-1} (1 + 4.29 \cdot 10^{10} U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ с}^{-1}) \sum_{s \approx \xi^2} s^{\frac{4}{3}},$$

$$N_0 \rho_1 = 7.4 \cdot 10^{-14} U_0 \text{ эВ}^{-1} \sum_{s \geq 1} s^{\frac{1}{3}} \quad (35)$$

для пульсара NP 0532; и:

$$N_0 \rho_0 = 1.9 \cdot 10^{-6} U_0 K \text{ эВ}^{-1} (1 + 4.29 \cdot 10^{10} U_0 \text{ см}^3 \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-1}) \sum_{s \geq 1} s^{\frac{4}{3}},$$

$$N_0 \rho_1 = 7.4 \cdot 10^{-12} U_0 \text{ эВ}^{-1} \sum_{s \geq 1} s^{\frac{1}{3}} \quad (36)$$

для других радиопульсаров. В указанных объектах временная зависимость электронной температуры дается общим решением уравнения (34):

$$T_e(t) = \frac{\rho_0}{\rho_1} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_0} T_0 \right) e^{-\rho_1 t} \right], \quad (37)$$

где $T_0 = T_e(0)$.

7. Оценки величин некоторых характеристик многофотонной комптонизации для лацертиды OJ 287 и пульсара NP 0532.

а) Число рассеяний в единице объема и в единичном интервале времени характеризуется следующей частотой:

$$\nu_{cs} = c\sigma_T N_e \frac{W_s}{c^2 T_e} \simeq 1.99 \cdot 10^{-14} N_e \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \frac{W_s}{c\sigma_T} = \alpha_s N_e \text{ с}^{-1}. \quad (38)$$

Отсюда получим оценки: $\alpha_{10} \simeq 2.11 \cdot 10^{0.2}$, $\alpha_{10^2} \simeq 4.54 \cdot 10^{0.2}$, $\alpha_{10^3} \simeq 9.79 \cdot 10^{0.2}$, $\alpha_{2024} \simeq 1.39 \cdot 10^{10.2}$ — для OJ 287 (BL LAC); $\alpha_{10} \simeq 4.44 \cdot 10^5$, $\alpha_{10^2} \simeq 9.57 \cdot 10^5$, $\alpha_{10^3} \simeq 2.06 \cdot 10^6$, $\alpha_{10660} \simeq 5.08 \cdot 10^6$ — для NP 0532.

б) Время релаксации фотонов, за счет s -фотонных рассеяний (в единице объема) определяется следующим образом:

$$t_{cTs}^{-1} = c\sigma_T N_e \frac{k_B T_e}{mc^2} \frac{W_s}{c\sigma_T} \simeq 3.36 \cdot 10^{-24} N_e T_e \frac{W_s}{c\sigma_T} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ град}^{-1} =$$

$$= \beta_s N_e T_e \text{ с}^{-1} \text{ град}^{-1}. \quad (39)$$

Тогда: $\beta_{10} \simeq 3.56 \cdot 10^{-0.8}$, $\beta_{10^2} \simeq 7.66 \cdot 10^{-0.8}$, $\beta_{10^3} \simeq 1.65 \cdot 10^{0.2}$, $\beta_{2024} \simeq 2.35 \cdot 10^{0.2}$ — для OJ 287 (BL LAC);

$\beta_{10} \simeq 7.49 \cdot 10^{-5}$, $\beta_{10^2} \simeq 1.62 \cdot 10^{-4}$, $\beta_{10^3} \simeq 3.48 \cdot 10^{-4}$, $\beta_{10660} \simeq 8.58 \cdot 10^{-4}$ для NP 0532.

в) Увеличение времени жизни кванта внутри излучательной области радиусом R из-за s -фотонного рассеяния порядка

$$t_s \simeq 7.6 \cdot 10^{-21} \tau_s^2 / c\sigma_T N_e s^{\frac{1}{3}}. \quad (40)$$

Здесь оптическая толщина газового слоя от поверхности пульсара до данной точки по S -фотонному комптоновскому рассеянию дается выражением:

$$\tau_s \approx 1.036 \cdot 10^{19} \sigma_T s^{\frac{1}{3}} (r - R) N_e \text{ см}^{-3}, \quad (41)$$

а для лацертиды 0J 287 (BL LAC) имеем:

$$\tau_s \approx 4.92 \cdot 10^{23.2} \sigma_T s^{\frac{1}{3}} (r - R) N_e \text{ см}^{-3}. \quad (42)$$

г) Наряду с комптоновскими соударениями, электроны совершают также свободно-свободные переходы в поле ядер, следовательно, систематически подвергаются торможениям. При малой температуре газовой среды, окружающей компактный объект, электроны могут возбуждать и ионизовать атомы. Пусть при электронной температуре T_e плотности электронов и ионов в плазме равны N_e и N_i соответственно. Выражение для энергии, излучаемой в единицу времени вследствие тормозных процессов, можно записать в виде ([14]):

$$\varepsilon_{ff} \approx 1.43 \cdot 10^{-27} g Z^2 N_e N_i T_e^{\frac{1}{2}} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (43)$$

где Z —заряд иона, g —фактор Гаунта. Для времени релаксации функции распределения фотонов имеем:

$$t_b^{-1} = \frac{\varepsilon_{ff}}{U_\gamma}, \quad (44)$$

где плотность энергии излучения дается выражением:

$$U_\gamma = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}, \lambda} \hbar \omega_n = \frac{\pi^2}{15} k_B T_e \left(\frac{k_B T_e}{\hbar c} \right)^3. \quad (45)$$

С помощью (43)—(45) получим:

$$t_b^{-1} \approx 1.88 \cdot 10^{-13} g Z^2 N_e N_i T_e^{-\frac{7}{2}} \text{ с}^{-1}. \quad (46)$$

Эффективность комптонизации, с точки зрения процессов энергообмена, выше эффективности тормозных процессов при

$$\begin{aligned} \frac{t_{cs}^{-1}}{t_b^{-1}} &\approx 1.797 \cdot 10^{-11} g^{-1} Z^{-2} N_i^{-1} T_e^{\frac{9}{2}} \frac{W_e}{c \sigma_T} = \\ &= P_e g^{-1} Z^{-2} N_i T_e^{\frac{9}{2}} \text{ см}^{-3} > 1. \end{aligned} \quad (47)$$

Исходя из этого, будем иметь:

$P_{10} \simeq 1.9 \cdot 10^{13.2}$, $P_{10^8} \simeq 4.09 \cdot 10^{12.2}$, $P_{10^9} \simeq 8.84 \cdot 10^{12.2}$, $P_{2921} \simeq 1.26 \cdot 10^{13.2}$ — для OJ 287 (BL LAC);

$P_{10} \simeq 4.01 \cdot 10^9$, $P_{10^8} \simeq 5.76 \cdot 10^8$, $P_{10^9} \simeq 1.86 \cdot 10^9$, $P_{16660} \simeq 4.59 \cdot 10^9$ — для пульсара NP 0532.

В заключение, в качестве другого приложения, рассмотрим вопрос чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды во время γ -вспышки 5 марта 1979 г. Проблема чрезвычайно большой энергии этой вспышки и ее сверхбыстрого освобождения (большой эффективности механизма излучения) остается нерешенной. Создается впечатление, что механизм излучения нарушает предел чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды. При этом светимость должна быть порядка $\sim 10^{44}$ эрг с^{-1} с максимумом на сравнительно низкой энергии фотонов — кэВ.

Если считать, что $L_{0.03 \text{ МэВ}} \simeq 3 \cdot 10^{44}$ эрг с^{-1} , $R \simeq 60$ км, то $\xi^2 \simeq 1.65 \cdot 10^{-4}$,

$$\frac{W_1}{c\sigma_T} \simeq 1.84 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-3}, \quad \frac{W_2}{c\sigma_T} \simeq 3.64 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}, \quad \frac{W_3}{c\sigma_T} \simeq 8.69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Теперь предположим, что имеем механизм чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды. Тогда, при $L \simeq 10^{44}$ эрг с^{-1} , $\hbar \omega \simeq \simeq 0.48$ кэВ, $R \simeq 60$ км, будем иметь:

$$N_0 \simeq 1.41 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}, \quad (48)$$

$$\xi^2 \simeq 63.78.$$

Следовательно: $W_{10}/c\sigma_T \simeq 8.05 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$, $W_{10^8}/c\sigma_T \simeq 1.73 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}$, $W_{621}/c\sigma_T = W_{\text{max}}/c\sigma_T \simeq 2.98 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}$.

Повтому наиболее вероятным является s ($\simeq \xi^2 \simeq 621$) — фотонное комптоновское вынужденное рассеяние, при котором

$$\hbar \omega' \simeq s \hbar \omega = 0.48 \text{ кэВ} \cdot 621 \simeq 0.03 \text{ МэВ}. \quad (49)$$

Таким образом, если предположить, что первоначальные фотоны являются квантами чернотельного излучения с поверхности нейтронной звезды, то s ($\simeq 621$) — фотонное комптоновское вынужденное рассеяние может обеспечить перекачку в область энергий с максимумом около 0.03 МэВ. При этом

$$\begin{array}{lll} \alpha_{10} \simeq 1.6 \cdot 10^{18}, & \beta_{10} \simeq 2.7 \cdot 10^8, & P_{10} \simeq 1.45 \cdot 10^{21}, \\ \alpha_{10^8} \simeq 3.44 \cdot 10^{19}, & \beta_{10^8} \simeq 5.8 \cdot 10^9, & P_{10^8} \simeq 3.11 \cdot 10^{21}, \\ \alpha_{621} \simeq 5.99 \cdot 10^{19}, & \beta_{621} \simeq 10^{10}, & P_{621} \simeq 5.36 \cdot 10^{22}. \end{array}$$

Полученные в статье результаты можно резюмировать следующим образом: при интерпретации наблюдательных характеристик некоторого класса астрофизических объектов, таких, как лацертиды B2 1308+32,

OJ 287, пульсар NP 0532 и радиопульсары, важную роль играет механизм многофотонного комптоновского рассеяния ($s \gg 1$) на электронах. Вклад этого процесса в формировании спектров и других характеристик указанных объектов намного превышает вклад однофотонных процессов (комптоновского и тормозного). Конечно, при реальных физических условиях, сопутствующих компактным объектам, излучение сосредоточено в узком интервале частот $\delta \ll \Delta\omega_D \leq \Delta\omega_{D^*}$ и телесном угле $\Omega \ll 1$. Если линия круто обрывается с низкочастотной стороны, процесс многофотонного рассеяния не может вывести кванты за пределы первичного профиля, а поскольку рассеяние может происходить лишь в пределах линии, то число участвующих в процессе электронов уменьшается по сравнению со случаем широкого спектра излучения с той же яркостной температурой. Вследствие этого ослабевает передача энергии излучения электронам. Изучению указанных вопросов будут посвящены последующие части настоящей работы.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY EXCHANGE PROCESSES BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT THE INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTRONOMICAL OBJECTS. III

G. T. TER-KAZARIAN

On the basis of the work [1], the particular problem of the relaxation of nonequilibrium isotropic radiation interacting with nondegenerate nonrelativistic electrons due to the multiphoton Compton scattering (parameter of intensity $\xi^2 \gg 1$) is considered in the present paper. The kinetic equation which describes the time evolution of photon distribution function, the equations describing the time evolution of energy exchange, the heating and cooling of electron gas are investigated. The time dependence of electron temperature is obtained. The estimations of various characteristics related to the multicomptonization for compact objects of superhigh luminosity are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 21, 3, 1984.
2. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 27, 3, 1987.
3. L. Bassant, A. J. Dean, S. Sembay, *Astron. and Astrophys.*, 125, 52, 1983.

4. *L. Bassani, A. J. Dean*, Univ. Southampton, Dept. Phys., Southampton SO9, 5NH U. K., 1983, p. 7.
5. *R. Ramaty, S. Bonazzola, T. L. Cline, D. Kazanas, P. Meszaros, R. E. Lingenfelter*, *Nature*, 287, 122, 1980.
6. *R. Ramaty, R. E. Lingenfelter, R. W. Bussard*, *Astrophys. and Space Sci.*, 75, 193, 1981.
7. *Г. С. Гинабург*, *Успехи физ. наук*, 99, 514, 1969.
8. *А. Эйнштейн*, *Собрание научных трудов*, т. III, Наука, М., 1966, стр. 450.
9. *Н. И. Гольдман*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 46, 4, 1964.
10. *М. Абрамович, И. Стиган*, *Справочник по специальным функциям*, Наука, М., 1979.
11. *А. И. Никишов, В. И. Ригус*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 46, 2, 1964.
12. *В. И. Ригус, А. И. Никишов*, *Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле*, Тр. ФИАН СССР, т. III, 1979.
13. *Г. Т. Тер-Казарян*, *Докл. АН СССР*, 276, 3, 1984.
14. *Л. Спитцер*, *Физика полностью ионизованного газа*, Мир, М., 1965.

УДК: 524.6—36—54

О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ ДОГАЛАКТИЧЕСКОГО
ВЕЩЕСТВА

Б. В. ВАЙНЕР, В. В. ЧУВЕНКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 12 января 1988

Принята к печати 8 мая 1988

Представлены результаты численных расчетов химической эволюции Галактики с учетом обмена веществом с межгалактической средой. Из условия согласования результатов расчетов со всей совокупностью имеющихся наблюдений, установлена малая степень уменьшения первичного обилия дейтерия вследствие его ядерной переработки в звездах. Это позволяет использовать его наблюдаемую распространенность в качестве теста для отбора параметров космологических моделей.

1. *Введение.* Сопоставление результатов расчетов космологического нуклеосинтеза легких элементов с наблюдаемыми сегодня их распространенностями позволяет восстановить картину эволюции Вселенной в первые несколько минут ее расширения. Однако прямой реализации этой программы препятствует значительная неопределенность в степени изменения содержания элементов в течение жизни Галактики. Существенный прогресс в решении проблемы может быть достигнут на пути построения так называемых формализованных теорий химической эволюции (см., например, [1]).

В настоящее время имеется ряд достаточно точных наблюдательных данных, относящихся к распространенностям элементов в нашей и других галактиках, измерено содержание железа в горячем межгалактическом газе более чем двадцати скоплений, известна масса межзвездного газа и звезд нашей Галактики, не вызывает сомнений наличие обмена веществом между галактиками и межгалактической средой. Значительно большие неопределенности существуют в наших представлениях о химическом составе сбрасываемого звездами вещества, о темпе образования звезд, и совсем плохо известны количественные характеристики процессов эжекции и аккреции газа Галактикой. Тем не менее, можно рассчитать химический состав первичного догалактического вещества с хорошей точностью, если включить в подлежащие определению характеристики модели все величины, которые можно сравнить с наблюдаемыми.

С точки зрения реконструкции условий в ранней Вселенной наибольший интерес представляет исследование эволюции содержания дейтерия и гелия. Как известно, массовая концентрация дейтерия, образовавшегося в результате первичного нуклеосинтеза, наиболее сильно зависит от плотности вещества [2]. Наблюдаемое содержание дейтерия в настоящее время характеризуется величиной $X \approx 2 \cdot 10^{-5}$ [3, 4]. По поводу же вопроса о степени уменьшения его содержания (в Галактике дейтерий не синтезируется) имеются существенные разногласия. Построенные в ряде работ простые модели химической эволюции Галактики позволили оценить верхнюю границу первичного содержания этого элемента, $X_{pg} < 10^{-4}$ [5—7], но в то же время авторы работы [8] утверждают, что $X_{pg} \geq 2 \cdot 10^{-4}$. Следовательно, есть необходимость в проведении детальных расчетов.

Выход гелия в космологическом нуклеосинтезе слабо (логарифмически) зависит от плотности вещества, но весьма чувствителен к числу типов легких релятивистских частиц, например, нейтрино [9]. Кроме того, имеются наблюдения распространенности гелия в других галактиках, в частности молодых, содержащих очень малое количество тяжелых элементов [10]. Это позволяет не только оценить первичное космологическое обилие этого элемента, но и установить эмпирическую связь между дополнительным синтезом гелия в галактиках и содержанием тяжелых элементов (Z). По весьма грубым оценкам $\Delta Y = (1 \div 3) Z$ [10]. Существенное уточнение этого соотношения возможно только путем построения рафинированной модели химической эволюции Галактики.

2. Модель построена следующим образом. Галактика считается членом скопления, причем предполагается, что масса звезд в галактике и масса межгалактического газа, приходящаяся на нее, равны в настоящее время. Действительно, наша Галактика входит в состав местной группы, в которой доминируют две больших спиральных галактики, а также имеются несколько слабых эллиптических и неправильных галактик. В хорошо изученных больших скоплениях ситуация может быть иная. Например, в Деве эллиптических галактик всего 28%, а в Коме — приблизительно 54%. Но поскольку дейтерий наблюдается только в нашей Галактике, основные выводы представленных расчетов мы старались «привязать» именно к типичной спиральной галактике. С другой стороны, содержание железа в межгалактическом газе богатых скоплений известно с достаточно хорошей точностью, а в газе, окружающем нашу Галактику, тяжелые элементы не наблюдались. Поэтому, используя тот факт, что качественных различий между скоплениями и группами галактик не обнаруживается, мы попытались экстраполировать имеющиеся данные на местную группу галактик и, тем самым, «предсказать» химический состав газа между галактиками мест-

ной группы. Полная масса этого газа также неизвестна, но измерения параметров горячего газа изученных скоплений позволяют предположить, что масса, содержащаяся в звездах, примерно равна массе межгалактического газа [11—13]. Однако схема расчетов построена так, что все полученные результаты, относящиеся к межгалактическому газу, легко пересчитать на любое соотношение между массами звезд и газа, если будущие наблюдения позволят существенно уточнить соответствующие величины. Само скопление рассматривается как замкнутая система, т. е. пренебрегается обменом веществом между межгалактической средой и разреженным газом, находящимся между скоплениями галактик. Тогда эволюция газовой и звездной составляющих, а также химического состава вещества в типичной галактике определяется следующей системой уравнений [1]:

$$\frac{dG_g}{dt} = -\psi(t) + \int_0^{\infty} E_s(m) \varphi(m, t) \psi(t - \tau_m) dm - E_g(t) + A(t), \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \psi(t) - \int_0^{\infty} E_s(m) \varphi(m, t) \psi(t - \tau_m) dm, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (X_{ig} G_g) &= -\psi(t) X_{ig} + \\ &+ \int_0^{\infty} E_{is}(m) \varphi(m, t) \psi(t - \tau_m) dm - E_g(t) X_{ig} + A(t) X_{is}. \end{aligned} \quad (3)$$

В этих уравнениях G_g и S — массы газовой и звездной составляющих галактики соответственно, $E_g(t)$ — темп эжекции вещества из галактики, $\psi(t)$ — скорость звездообразования, $\varphi(m, t)$ — начальная функция масс звезд, τ_m — время жизни звезды, $E_s(m)$ — доля массы звезды, сбрасываемая в межзвездный газ, $A(t)$ — темп аккреции газа галактикой, X_i — обилия элементов, индекс «g» относится к веществу галактики, а индекс «s» — к межгалактическому газу, $E_{is}(m)$ — доля массы звезды, сбрасываемая в виде i -го элемента. Очевидно, что $\sum_i X_i = 1$ и $\sum_i E_{is} = E_s$.

Решение системы (1)—(3) удобно производить в безразмерных переменных. Для этого величины G , S , ψ , E_g , A нормированы на начальную массу галактики M_0 , а время выражено в единицах 10^9 лет. Например, $\psi = 0.1$ в наших обозначениях соответствует $\psi = 10 \frac{M_{\odot}}{\text{год}}$ для $M_0 = 10^{11} M_{\odot}$.

Обмен газом между галактиками и межгалактической средой описывается уравнениями:

$$\frac{dG_g}{dt} = E_g(t) - A(t), \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt}(X_{i_g} G_g) = X_{i_g} E_g(t) - X_{i_g} A(t). \quad (5)$$

Начальные условия для системы уравнений (1)—(5) имеют следующий вид: $G_g^0 = 1$, $S^0 = 0$, $G_s^0 = 1$; химический состав вещества — первичный, т. е. тяжелые элементы полностью отсутствуют.

Для сбрасываемой звездой массы может быть представлена в виде [14]:

$$E_s(m) = \begin{cases} m - 0.55 m^{0.5}, & m < 8, \\ m - 1.4, & m > 8. \end{cases} \quad \text{где } m = \frac{M}{M_\odot}. \quad (6)$$

Начальная функция масс звезд и ее изменение в течение галактической эволюции известны недостаточно точно. В работе [15], на основании большого статистического исследования звезд окосолнечной окрестности, была построена $\varphi(m)$, имеющая максимум в окрестности малых масс $m \ll 1$ и спадающая степенным образом при $m > 1$. Но в молодой галактике очень мало тяжелых элементов, поэтому существенно выше, чем в настоящее время, джинсовская масса. Так, по расчетам [16, 17], массы первых звезд Галактики должны были составлять $m = 10 \div 20$. В настоящей работе начальная функция масс построена так, чтобы за время эволюции галактики ее максимум сместился от $m_* = 10$ до его современного значения, она имела степенную зависимость от массы звезды при $m > m_*$ и, естественно, удовлетворяла условию:

$$\int_0^{\infty} m \varphi(m, t) dm = 1.$$

Тогда:

$$\varphi(m, t) = \frac{0.255}{m} \exp[-1.09(\lg m + y)^2 + 2.3(y - 0.53)], \quad (7)$$

$$y = 0.205 t - 2.056.$$

Время жизни звезд τ_m зависит от их начальной массы. Согласно [18], эту зависимость можно с хорошей точностью аппроксимировать следующим образом:

$$\tau_m = \begin{cases} 9m^{-4}, & m < 1.5, \\ 5m^{-2.7} + 0.012, & 1.5 < m \leq 8, \\ 1.2m^{-1.85} + 0.003, & m > 8. \end{cases} \quad (8)$$

Химический состав сбрасываемого звездами вещества зависит от их начальной массы и от состава того газа, из которого образовалась звезда. Кроме того, звезды эжектируют вещество в окружающее пространство двумя путями: звездным ветром и при взрывах. Поэтому доля начальной массы звезды, сброшенная в виде i -го элемента, записывается как

$$E_{is}(m) = E_s(m)[X_{is}(m) + X_{i_g}(t - \tau_m) - X_i^0]. \quad (9)$$

Здесь обилие i -го элемента в сброшенном звездой веществе определяется средней величиной, учитывающей оба возможных варианта потери массы:

$$X_{is}(m) = \frac{X_i^w \Delta m^w + X_i^{\text{exp}} \Delta m^{\text{exp}}}{\Delta m^w + \Delta m^{\text{exp}}}. \quad (10)$$

В уравнении (10) индекс «w» соответствует истечению массы в форме ветра, а индекс «exp» — при взрыве.

Для проведения расчетов требуется знание зависимости $X_{is}(m)$ для $0.8 < m < 60$. Звезды меньших масс практически не обогащают межзвездную среду тяжелыми элементами, т. к. не успевают прореволюционировать за время жизни галактики t_g , а звезд больших масс просто мало в силу быстрого спадания $\varphi(m)$ с ростом m (см. (7)). К сожалению, теоретические расчеты и наблюдательные данные еще не настолько полны и обширны, чтобы можно было построить абсолютно точно нужные аналитические выражения. Но в работах [19—26] представлены модели различных звезд, позволяющие сделать определенные заключения о виде $X_{is}(m)$. В дальнейшем нас будет интересовать эволюция обилий D, ${}^4\text{He}$ и тяжелых элементов Z. Данные о содержании ${}^4\text{He}$ в сброшенных оболочках звезд с $10 < m < 100$, представленные в [24], были использованы для построения интерполяционных кривых на промежутке $10 < m < 60$. Построенные в [20—22] модели звезд типа Вольфа-Райе, интенсивно теряющих массу вследствие звездного ветра, приводят к практически идентичному обогащению межзвездной среды гелием. Что касается звезд малых масс (с $m \leq 10$), то дополнительный синтез гелия в них пренебрежимо мал [23], и для них $X_{\text{He},s} \approx X_{\text{He}}^0$. Большая неопределенность существует и в данных о содержании тяжелых элементов в звездных выбросах. Так, звезды с $m \leq 10$, по данным [23], практически не обогащают межзвездный газ тяжелыми элементами, за исключением, возможно, углерода [25]. Числен-

ные оценки обилия металлов в сбрасываемом звездами данных масс веществе с учетом различных данных (например, [26]) приводят к величине $\approx 10^{-1} + 10^{-3}$. Нами были использованы результаты по интегральному обогащению межзвездной среды металлами [19], которые дают $X_{Zs}(m) \approx \approx 2.6 \cdot 10^{-3}$ для $m \leq 10$. Вклад звезд больших масс в генерацию тяжелых элементов более существенен и определен точнее, хотя и здесь существует значительный разброс в оценках. Так, по данным [23], зависимость содержания Z в оболочках сверхновых с $m > 10$ от массы имеет вид: $X_{Zs} = = 0.01 m^{1.5} E_s^{-1}$, в то время как авторы [24] утверждают, что $X_{Zs} = = (0.5 m - 6.3) E_s^{-1}$ для $m > 15$. Как видно, эти величины отличаются примерно в три раза. Соответственно и расчеты с использованием этих зависимостей приводят к примерно в 2—3 раза отличающимся обилиям тяжелых элементов в межзвездном и межгалактическом газе. Лучшее соответствие наблюдениям проявляется в модели с данными [23], и в дальнейшем мы будем использовать их.

Темп аккреции газа галактикой считается постоянным, не зависящим от времени. Сейчас трудно судить о том, насколько это приближение соответствует реальности, но расчеты показывают, что окончательный результат зависит скорее от полной массы аккрецированного вещества, чем от деталей поведения функции $A(t)$. Механизмы эжекции газа из галактики весьма разнообразны (галактический ветер, «обдирание» потоком межгалактического газа, взрывы и активность ядра) и плохо исследованы (обзор см. в [27]). В этой работе мы предполагаем, что выброс газа из галактики инициируется взрывами сверхновых с $m \geq 5$, а именно:

$$E_g(t) = k \int_5^{60} E_s(m) \varphi(m, t) \psi(t) dm. \quad (11)$$

Коэффициент, стоящий перед интегралом, варьировался в широких пределах для получения соответствующих наблюдениям искомым величин. Оказалось, что $k \approx 3$, т. е. взрывы сверхновых ($m \geq 5$) должны обеспечить вынос из галактики примерно в три раза большей массы вещества, чем сбрасывают они сами. Количественно эта величина составляет $\sim (1+3) \cdot 10^{-2}$, что приводит к выметанию из галактики (без учета аккреции) массы порядка $0.3 M_{\odot}$. Это хорошо согласуется с современными теоретическими представлениями: так, по данным [27], если частота вспышек сверхновых превосходила современную примерно на порядок (а в период активного звездообразования так и должно быть), то этого достаточно для выметания из галактики большей части первоначально содержащегося в ней газа.

Следует отметить, что по причине весьма больших неопределенностей в числовых значениях ряда параметров пришлось провести модельный расчет более чем ста вариантов с целью отбора наиболее хорошо согласующихся с наблюдениями в нашей Галактике. Таковых оказалось всего два, отличающихся друг от друга видом функции звездообразования.

В первом скорость образования звезд предполагалась пропорциональной плотности межзвездного газа:

$$\psi(t) = \alpha G_g(t), \quad (12)$$

причем $\alpha = 0.4$.

Результаты расчетов представлены на рис. 1. Видно, что при постоянном темпе аккреции $A = 0.03$ модель демонстрирует хорошее согласие с наблюдениями. Так, масса межзвездного газа составляет $G_g(t_g) \approx 0.06$, а содержание тяжелых элементов (тяжелее бора) $Z \approx 10^{-2}$. Содержание гелия возросло на величину $\Delta Y = 0.026$, т. е. $\Delta Y = 2.5 Z$. Отношение концентраций тяжелых элементов в межзвездном газе и в межгалактической среде $\frac{Z_g}{Z_s} \approx 3$. В наших расчетах мы не разделяли элементы группы

CNO и железа. Но если предположить, что их относительные обилия одинаковы в галактике и в межгалактическом пространстве, то тогда последний результат вполне соответствует наблюдениям [12] рентгеновского излучения атомов железа в горячем газе скоплений галактик. В этой модели химический состав галактического вещества становится практически идентичным современному спустя $\Delta t \approx 7 \cdot 10^9$ лет после рождения Галактики.

Минимальное наблюдаемое количество тяжелых элементов $Z \approx 10^{-4}$ будут содержать звезды на 10 млрд. лет старше Солнца, причем суммарная масса таких звезд не должна превышать 14% от полной массы Галактики. И последний вывод: степень уменьшения первичного содержания дейтерия в межзвездной среде весьма незначительна, не превышает фактора 1.5, т. е. первичное обилие этого элемента должно составлять $X_D^0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Согласно расчетам [2], средняя плотность вещества во Вселенной ограничена тогда величиной $\rho_b \leq 6 \cdot 10^{-31}$ г/см³, что соответствует $\Omega_b \leq 0.1$ при постоянной Хаббла $H_0 = 50$ км/с Мпк.

В последнее время появились наблюдательные доказательства непостоянности процесса звездообразования в Галактике [28]. Для построения модели химической эволюции мы воспользуемся эмпирическими данными, указывающими на наличие двух интенсивных всплесков темпа образования звезд с продолжительными перерывами между ними. Второй вариант рассчитывался со следующей функцией звездообразования:

$$\psi(t) = \begin{cases} -h_1(t-t_1+\Delta t)(t-t_1-\Delta t) + \psi_0, & t_1 - \Delta t \leq t \leq t_1 + \Delta t, \\ -h_2(t-t_2+\Delta t)(t-t_2-\Delta t) + \psi_0, & t_2 - \Delta t \leq t \leq t_2 + \Delta t, \\ \psi_0, & t_1 + \Delta t < t < t_2 - \Delta t, \quad t > t_2 + \Delta t. \end{cases} \quad (13)$$

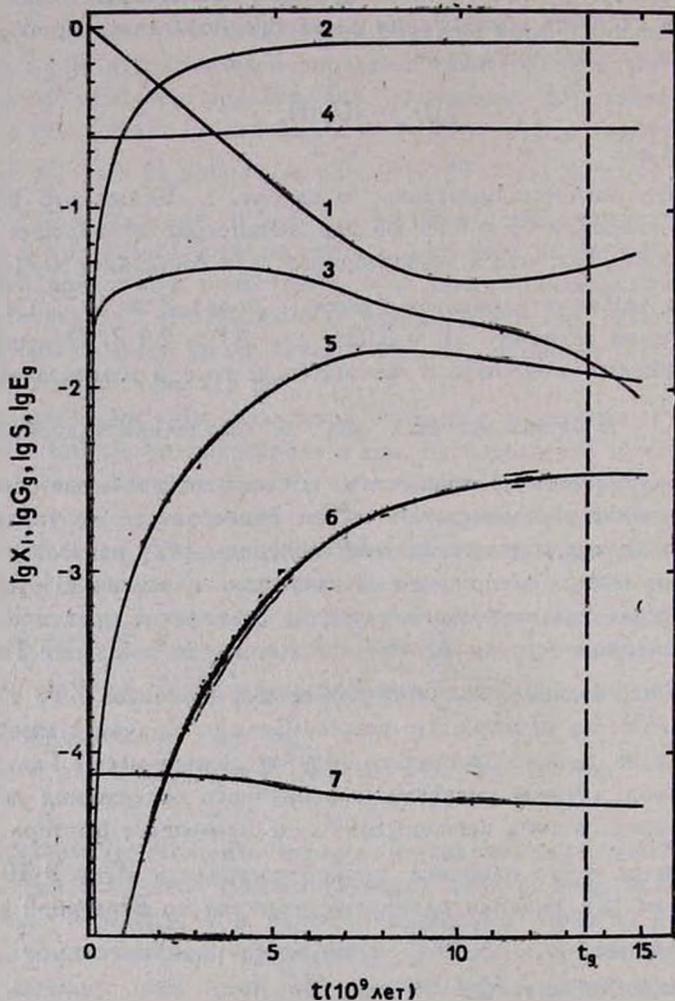


Рис. 1. Эволюция звездной и газовой составляющих Галактики, ее химического состава. 1 — масса межзвездного газа, 2 — масса звезд, 3 — темп эжекции газа из Галактики, 4 — содержание гелия в межзвездной среде, 5 — содержание тяжелых элементов в межзвездном газе, 6 — содержание тяжелых элементов в межгалактическом газе, 7 — распространенность дейтерия.

Параметры в (13) подобраны так, что максимальная скорость рождения звезд достигалась в моменты $t_1 = 10^9$ лет и $t_2 = 5 \cdot 10^9$ лет, продолжи-

тельность вспышек $\Delta t = 10^9$ лет, и между вспышками звезды образовывались очень слабо ($\psi_0 = 0.03$). Высоты пиков оказались равными $h_1 = h_2 = 0.21$. Результаты расчетов изображены на рис. 2. Видно, что окон-

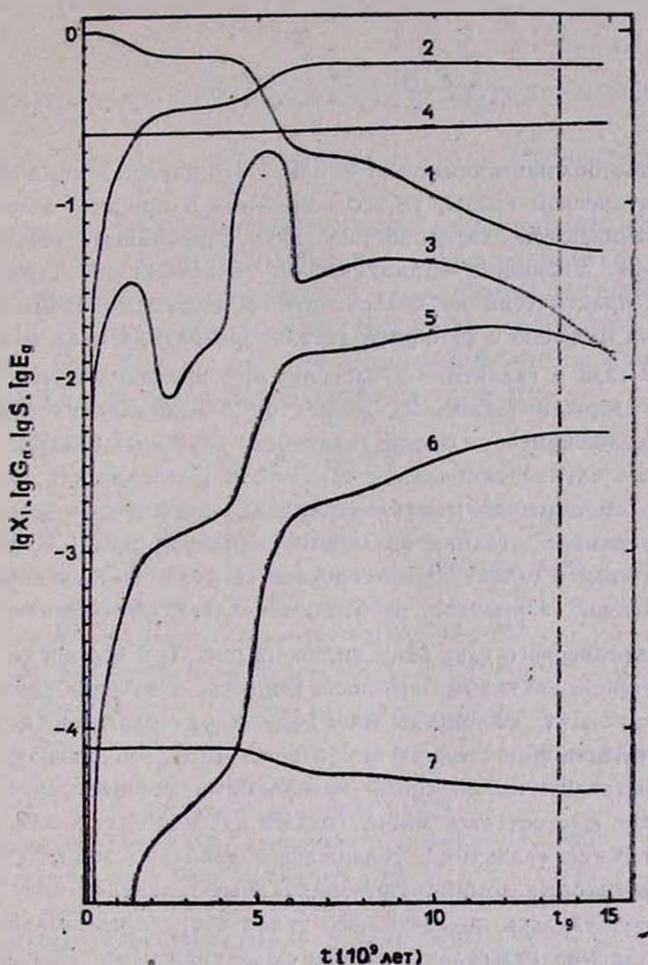


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но с импульсной скоростью звездообразования.

чательные результаты обоих вариантов почти не отличаются. Качественно это вполне понятно, т. к. обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами определяется не самой функцией $\psi(t)$, а ее интегралом, который должен быть примерно одинаков в обеих моделях, т. к. в каждой из них требуется получить одинаковое соотношение между содержаниями газа и звезд в Галактике.

3. *Выводы.* Как показали многочисленные расчеты, вывести модель на всю совокупность имеющихся наблюдательных данных в нашей Галактике можно только при выполнении вполне определенных требований: наличие аккреции и эжекции газа с примерно одинаковым интегральным вкладом

$$\int_0^{t_g} E_g(t) dt \approx \int_0^{t_g} A(t) dt, \quad (14)$$

и с достаточно большим темпом $A \approx 0.03$. Что касается химического состава межгалактической среды, то его изменения в процессе эволюции скопления обеспечиваются деятельностью как спиральных, так и эллиптических галактик. Эволюция эллиптической галактики со старым звездным населением, практически не содержащей в настоящее время газа, может быть описана моделью с функцией звездообразования вида (12). Так, уже при $\alpha = 0.9$ газа в галактике к настоящему времени почти не остается. При этом содержание тяжелых элементов в межгалактическом веществе, обеспеченное эжекцией из такой галактики, слабо отличается от рассмотренного выше случая спиральной галактики. Деятельность эллиптических галактик по обогащению межгалактической среды веществом могла быть активнее на ранних стадиях эволюции скопления при $t < 10^9$ лет [29]. Однако при этом в галактике не успевает синтезироваться достаточное количество тяжелых элементов, необходимое для существенного обогащения ими межгалактического газа (как видно из рис. 1, в это время $Z_g < 10^{-3}$). С другой стороны, активные выбросы вещества в течение раннего периода эволюции приводят, как видно из (14), к необходимости уменьшения $E_g(t)$ на последующих стадиях и, соответственно, уменьшают степень обогащения межгалактической среды металлами в течение этого времени. В этой проблеме еще остается много «белых пятен», т. к. недавно обнаружены эллиптические галактики, содержащие довольно много газа, имеются скопления, в которых доминируют спиральные галактики, и т. д. В настоящей же работе удалось показать, что вклад спиральных галактик типа нашей в обогащение межгалактического газа тяжелыми элементами может быть значительным.

Улучшение качества рассмотренных моделей связано с разделением звезд на населения (I и II), учетом неоднородности распределения газа и звезд по галактике, уточнением химического состава сбрасываемого звездами вещества, отдельным расчетом обилий элементов группы CNO и железа и т. д. Но основной вывод о незначительном уменьшении обилия дейтерия в течение эволюции Галактики, по-видимому, остается неизмен-

ным. Это позволяет использовать наблюдательные данные по его распространенности в качестве теста для отбора космологических моделей.

Ростовский государственный
университет

ON THE CHEMICAL COMPOSITION OF PREGALACTIC MATTER

B. V. VAINER, V. V. CHUVENKOV, YU. A. SHCHEKINOV

The results of the numerical calculation of galactic chemical evolution taking into account the substance exchange between Galaxy and intergalactic medium are presented. A small degree of deuterium astray is established. Taking into account the total combination of available observations. This lets us use the observed deuterium abundance as a test for selection of cosmological model parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. M. Tinsley, *Fundam. of Cosmic Phys.*, 5, 287, 1980.
2. R. V. Wagoner, *Astrophys. J.* 179, 343, 1973.
3. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Успехи физ. наук*, 146, 143, 1985.
4. J. Murthy et al., *Astrophys. J.*, 315, 675, 1987.
5. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Астрофизика*, 18, 143, 1982.
6. J. Yang, M. S. Turner, G. Steigman, D. N. Schramm, K. A. Olive, *Astrophys. J.*, 281, 493, 1984.
7. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Астрон. ж.*, 64, 204, 1987.
8. C. Gry, G. Malnis, J. Audouze, A. Vidal-Madjar, in: "Formation and Evolution of Galaxies and Large Structure in the Universe", eds. J. Audouze, J. Tran Thanh Van, D. Reidel, Dordrecht, 1984, p. 279.
9. В. Ф. Шварцман, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 9, 315, 1969.
10. J. L. Greenstein, *Phys. Scripta*, 21, 759, 1980.
11. Дж. Филд, в кн. «Космология: теории и наблюдения», Мир, М., 1978, стр. 27.
12. R. Rothenflug, M. Arnaud, *Astron. and Astrophys.*, 144, 431, 1985.
13. Дж. Силк, в кн. «Крупномасштабная структура Вселенной», Мир, М., 1981, стр. 204.
14. I. Jr. Iben, J. W. Truran, *Astrophys. J.*, 220, 980, 1978.
15. I. E. Miller, I. M. Scalo, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 513, 1979.
16. А. Г. Дорошкевич, И. Г. Колесник, *Астрон. ж.*, 53, 10, 1976.
17. J. Silk, *Astrophys. J.*, 211, 648, 1977.
18. F. Matteucci, L. Greggio, *Astron. and Astrophys.*, 154, 279, 1986.
19. D. C. V. Mallik, S. V. Mallik, *J. Astrophys. and Astron.*, 6, 113, 1985.
20. A. Maeder, *Publ. Observ. Geneve, Ser. C*, N 1, 1986.
21. A. Maeder, *Astron. and Astrophys.*, 173, 247, 1987.
22. N. Prantzos, C. Doot, M. Arnould, C. de Loore, *Astrophys. J.*, 304, 695, 1986.
23. А. В. Тургуков, *Науч. вестн. Астрон. сов. АН СССР*, 52, 96, 1983.

24. *S. E. Woosley, T. S. Axelrod, T. A. Weaver*, in: "Stellar Nucleosynthesis", eds. C. Chiosi, A. Renzini, 1984, p. 263.
25. *B. M. Tinsley*, *Astrophys. J.*, 229, 1046, 1979.
26. *I. Jr. Iben, A. V. Tutakov*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 58, 661, 1985.
27. *В. Г. Горбачукй*, Введение в физику галактик и скопления галактик, Наука, М., 1986.
28. *Л. С. Марочник, А. А. Сучков*, Галактика, Наука, М., 1984.
29. *D. S. De Young*, *Astrophys. J.*, 223, 47, 1978.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.35

О ЗВЕЗДЕ, ВЗОРВАВШЕЙСЯ КАК СВЕРХНОВАЯ 1987 А

Показано, что яркость звезды Sk—69°202, которая, как полагают, вспыхнула как сверхновая 1987 А в Большом Магеллановом Облаке, сильно ослабла в ультрафиолетовом диапазоне, на длине волны 1640 А. Эта звезда не видна на снимках, полученных с помощью космического телескопа «Глазар». Это говорит о том, что она перестала существовать как звезда типа В3 и, очевидно, является взорвавшейся звездой.

В первые же дни работы ультрафиолетового телескопа «Глазар» [1], установленного на модуле «Квант» космической станции «Мир», были предприняты наблюдения вспыхнувшей в феврале 1987 г. сверхновой в Большом Магеллановом Облаке. Из-за отсутствия соответствующей гидрочувствительной звезды наблюдения выполнялись в ручном режиме без включения систем стабилизации телескопа. При таком режиме наблюдений стабилизация направления телескопа осуществляется только соответствующими системами космической станции, обеспечивающими достаточно высокую точность до одной угловой минуты.

Область Большого Магелланова Облака наблюдалась 27 августа 1988 г.

Снимки получены с экспозициями в 3 мин. (2 снимка) и 1 мин. (4 снимка). Качество изображений звезд на снимках с экспозициями в 1 мин. достаточно хорошее. На снимках с большей экспозицией изображения звезд несколько вытянуты.

Считается, что взорвалась звезда Сандулик-69°202, имевшая фотографическую звездную величину 12.^m2 и спектральный класс В3. Наиболее убедительно это показано наблюдениями IUE [2] и «Астроны» [3]. В то же время высказываются сомнения в том, что голубая звезда способна к превращению в сверхновую [4, 5].

Поскольку звезда Sk—69°202 принадлежит к спектральному классу В3, то ее ожидаемая звездная величина на длине волны 1640 А, в соответствии с ультрафиолетовыми цветами звезд главной последовательности [6] дол-

жна быть около $9.^m5$. На всех полученных нами снимках изображение второй звезды отсутствует, хотя отчетливо видны более слабые в указанном диапазоне длин волн звезды, например, Sk— $69^\circ 184$, — $69^\circ 192$, — $69^\circ 195$ и другие, не отмеченные Сандуликом (рис. 1).

Отсутствие изображения звезды Sk— $69^\circ 202$ на снимках, полученных с помощью «Глазара», определенно указывает на то, что именно она и является взорвавшейся как сверхновая звездой.

10 апреля 1989

Бюраканская астрофизическая
обсерватория АН Арм.ССР

Женевская обсерватория
(Швейцария)

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН,
Р. Х. ОГАНЕСЯН, Ю. М. ХОДЖАЯНЦ,
М. Н. КРМОЯН, А. Л. КАШИН,
Д. ЮГЕНЕН, В. В. БУТОВ, С. И. СЕ-
РОВА, Ю. В. РОМАНЕНКО,
А. П. АЛЕКСАНДРОВ

On the Progenitor of the Supernova 1987 A. It is shown that the brightness of the B3 spectral type star Sk- $69^\circ 202$ supposed as progenitor for Supernova 1987 A in the Large Magellanic Cloud declined appreciably in the ultraviolet (at 1640 Å). This star is not seen on the photographs obtained with the space telescope „Glazar“. It shows that this star is not of B3 type now and is definitely the star exploded as Supernova.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, А. Э. Захарян, Р. Х. Оганесян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасян, Д. Югенен, В. В. Бутов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, Письма в Астрон. ж., 14, 291, 1988.
2. R. Gilmozzi, A. Cassatella, J. Clavel, C. Fransson, R. Gonzales, C. Gry, N. Pagnia, A. Talavera, W. Wamsteker, Nature, 328, 318, 1987.
3. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, А. М. Зверева, П. П. Петров, А. Б. Северный, В. А. Тербиж, Ч. Т. Хуа, А. И. Шейхет, Письма в Астрон. ж., 13, 739, 1987.
4. A. G. Fabian, M. J. Rees, E. P. J. van den Heuvel, J. van Paradijs, Nature, 328, 323, 1987.
5. R. C. Joss, P. Podstadowski, J. J. L. Hau, S. Rappoport, Nature, 331, 237, 1988.
6. P. R. Wesselius, R. J. van Duinen, J. M. G. Alders, D. Kester, Astron. and Astrophys., 85, 221, 1980.

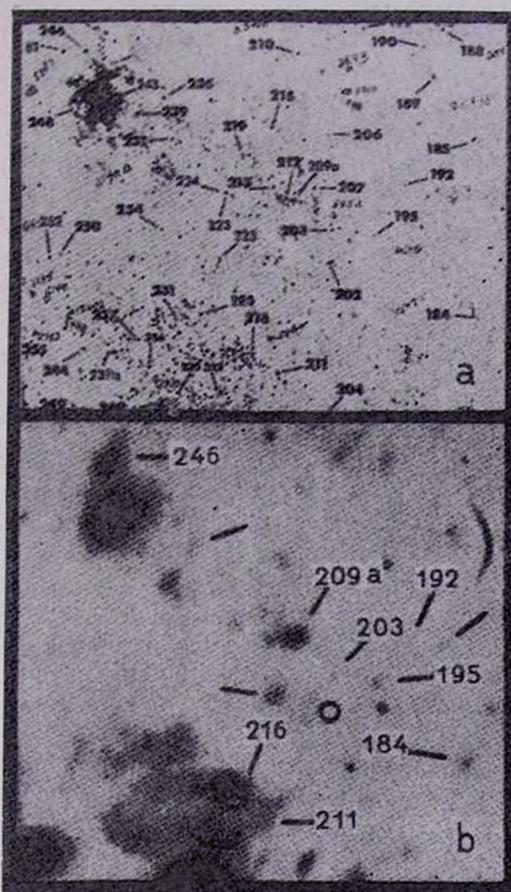
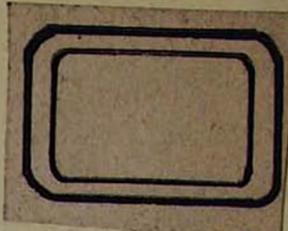


Рис. 1. а) Фотография области Сверхновой 1987 А в фотографических лучах по Сандулику. б) Фотография области Сверхновой 1987 А на 1640 А, полученной с помощью космического телескопа «Глазар». Место Сверхновой обозначено кружочком.

К ст. Г. М. Товмасына и др.



СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВИДИМЫХ И ИСТИННЫХ СФЕРИЧНОСТЕЙ ГАЛАКТИК ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА НИЛЬСОНА (UGC)	<i>И. И. Никифоров</i>	336
ДИФфуЗИЯ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ ОДНОРОДНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ	<i>С. И. Грачев</i>	347
ПЯТЬ ГЕРЦ — ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД?	<i>В. А. Котов, В. П. Фокин</i>	362
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОГО ГАЗОВОГО ДИСКА	<i>В. В. Леви, А. Г. Морозов</i>	371
О ДЕЙСТВИИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ	<i>Л. Ш. Григорян</i>	380
ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ	<i>В. И. Корчагин, А. Д. Рябуев</i>	388
ДВОЙНЫЕ КВАЗАРЫ — ИСТИННЫЕ ПАРЫ?	<i>Б. В. Колберг</i>	399
АКСИСИММЕТРИЧНОЕ РЕШЕНИЕ С ЗАРЯДОМ В ОТО <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>		409
ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГООБМЕНА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. III <i>Г. Т. Тер-Казарян</i>		422
О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ ДОГАЛАКТИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА <i>Б. В. Вайнер, В. В. Чувенков, Ю. А. Щекинов</i>		437
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О ЗВЕЗДЕ, ВЗОРВАВШЕЙСЯ КАК СВЕРХНОВАЯ 1987 А <i>Г. М. Товмасын, Р. А. Епрмян, Р. Х. Оганесян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Югенен, В. В. Бутов, С. И. Серова, Ю. В. Романенко, А. П. Александров</i>		449

CONTENTS

Evolution changes of abundance of atmospheres of main components of TX Leonis and V 380 Gygis	V. V. Leushin 229
Infrared excesses for BY Dra-type stars from the IRAS data <i>P. F. Chugatnov, M. N. Lovkaya</i>	243
The analyses of molecular spectrum of N-type stars with the model atmospheres <i>S. E. Nerstian, A. V. Shavrtina, A. A. Yaremchuk</i>	249
The anomalous extinction in the Orion nebula: an analysis in the first approximation	O. S. Shulov, E. N. Kopatskaya 259
Determination of temperatures of the central stars of planetary nebulae <i>A. G. Egikian</i>	270
Planetary nebulae: axisymmetric models <i>I. V. Igumenshchev, A. V. Tutukov, B. M. Shustov</i>	282
Origin and dynamics of expanding neutral hydrogen supershells <i>I. G. Kolesnik, S. A. Siltch</i>	296
Study of the far infrared emission of Markarian galaxies. II. Comparison of the galaxy characteristics in radio, optical and far infrared ranges <i>Yu. I. Izotov, I. Yu. Izotova</i>	312
Markarian galaxies as sources of far infrared radiation <i>R. A. Kandallan, A. R. Petrosian</i>	324
The parameters of distributions of apparent and intrinsic sphericities of galaxies from Nilson's catalogue (UGC)	I. I. Nikiforov 336
Diffusion of resonance radiation in an infinite uniformly expanding medium <i>S. I. Grachev</i>	347
Five Herz- a characteristic frequency of neutron stars? <i>V. A. Kotov, V. P. Fomin</i>	362
Hydrodynamic instabilities of a heterogeneous gaseous disk <i>V. V. Levi, A. G. Morosov</i>	371
On gravitational field action	L. Sh. Grigorian 380
Development of stationary waves of induced star formation <i>V. I. Korchagin, A. D. Ryabtsev</i>	388
Binary quasars are true pairs?	B. V. Komberg 399
The charged axisymmetric solution in general relativity <i>G. H. Haroutunian, V. V. Papoyan</i>	409
The energy exchange processes between electrons and photons at the intense radiation encountered in some astronomical objects. III. <i>G. T. Ter-Kazarian</i>	422
On the chemical composition of pregalactic matter <i>B. V. Vatner, V. V. Chuvenkov, Yu. A. Shchektnov</i>	437
Notes	
On the progenitor of the Supernova 1987 A <i>H. M. Tovmassian, R. A. Epremtian, R. Kh. Hovhannessian, Yu. M. Khodgagants, M. N. Krmoyan, A. L. Kashin, D. Huzenen, V. V. Bootov, S. I. Serova, Yu. V. Romanenko, A. P. Alexandrov</i>	449