

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 40

МАЙ, 1997

ВЫПУСК 2

**СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД ВТОРОГО
СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. I.**

С.К. Балаян 153

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБ-
ЗОРА НЕБА. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В ПЛОЩАДКЕ
15°30', +59°**

С.А. Акопян, С.К. Балаян 168

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ ИЗБЫТКОМ, СОСТАВЛЯ-
ЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ**

М.А. Казарян 176

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ. III.
НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА**

Л.В. Мирзоян, В.В. Амбарян, А.Т. Гарибджанян 186

**ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.
ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. IX. ПОЛО-
СА $-15^\circ \leq \delta \leq -11$**

Г.В. Абрамян, К.С. Гигоян, В.В. Амбарян, М. Азюпарди 197

**ПОТЕРЯ МАССЫ И ЭНЕРГИИ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕ-
МОЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ОКРЕСТНОСТИ ЯДРА ГАЛАКТИКИ**

В.Г. Горбачский, С.П. Прохоров 209

**О СПЕКТРЕ МАСС ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ
В МОДЕЛИ КОАГУЛЯЦИИ**

Е.В. Волков, Н.Я. Сотникова 220

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բխնովատի-Վոզան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս. Վարդաշև, Վ.Հ.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մասնիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Զուհրաբյան, Ա.Տ.Բալլիովան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Վ.Նարաձե, Ի.Ս.Վոպիլով, Վ.Հ.Համբարձումյան, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

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

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 Национальной Академией наук Республики Армения. 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.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային պահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Издание журнала частично финансируется спонсором
СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).

Հանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր
ՍՈՒՐԵՆ ՖԵՍՉՅԱՆԸ (ՄՄՄ).

УДК: 520.849

СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. I.

С.К.БАЛАЯН

Поступила 30 января 1997

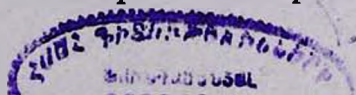
Принята к печати 2 марта 1997

Приводятся результаты спектральной классификации 316 звезд и объектов с континуальным спектром, отобранных в ходе Второго Бюраканского спектрального обзора неба. В работе использованы целевые спектры, полученные с 1978 по 1994 гг., преимущественно на 6-м телескопе САО РАН, с разрешением 5A - 15A. Выборка содержит объекты в диапазоне звездных величин $10.12 \leq m(pg) \leq 19.5$. Обнаружено: 114 DA, 13 DB, 4 DC и 1 DQ белых карликов, 57 sdB и 13 sdO субкарликов, 12 NHV, 10 катаклизмических переменных, 76 звезд поздних спектральных типов, 3 спектроскопически двойные системы и 13 объектов с континуальным спектром. Для каждого из представленных спектральных классов дано по несколько регистрограмм.

1. Введение. Основной целью большого числа обзоров, проводимых в последнее время, является составление полной, до определенной звездной величины, выборки квазаров. По мере достижения этой цели, большая часть отбираемых объектов, после целевой спектроскопии, оказывается звездами. Причиной этого является несовершенство техники отбора кандидатов в квазары, однако это невозможно назвать недостатком обзорных работ. Благодаря этому, при решении основной задачи, решается и побочная - обнаруживаются различного рода пекулярные звезды, создаются выборки звезд различных типов. Нередко побочный продукт превосходит по своей значимости основной. К числу таких работ относится Второй Бюраканский спектральный обзор неба (SBS).

SBS [1] был начат в 1974 году и завершен в 1991. Низкодисперсионные спектры получены на 40-52" телескопе системы Шмидта в Бюраканской обсерватории с применением 1.5, 3 и 4 градусных объективных призм на мелкозернистые эмульсии «kodak» IIIaJ и IIIaF. Обзор покрывает около 1000 квадратных градусов в области от 07^h45^m до 17^h15^m по прямому восхождению и от $+49^\circ$ до $+61^\circ$ по склонению. Отбор объектов осуществлялся по низкодисперсионным спектральным снимкам глазомерно, с помощью 7-и и 10-кратных луп, по следующим критериям: наличие избыточного ультрафиолетового континуума, наличие эмиссионных или широких абсорбционных линий и по распределению энергии в спектре.

В настоящей работе представлены результаты спектральной классификации 303 звезд и 13 объектов с континуальным спектром SBS обзора и



приводятся спектры для некоторых из них. Объекты расположены в области от $07^{\circ}45''$ до $12^{\circ}00''$ по прямому восхождению и от $+49^{\circ}$ до $+61^{\circ}$ по склонению.

2. Наблюдательный материал и результаты спектральной классификации. В работе использован наблюдательный материал, полученный с 1978 по 1994гг. на 6-м телескопе САО РАН, 2.6-м телескопе БАО НАН и 4.5-м телескопе ММТ (США).

В табл. 1 приводятся основные данные о вариантах наблюдений и системе редукции спектров.

Таблица 1

**ДАННЫЕ О НАБЛЮДЕНИЯХ И
СИСТЕМЕ РЕДУКЦИИ СПЕКТРОВ.**

Период наблюдений	Телескоп	Спектрограф	Светоприемная аппаратура	Разрешение (Å)	Система редукции
1978-1984гг.	6-м	UAGS	фотоэмульсия А-500, А-600	5-10	¹
1986-1992гг.	2.6-м	UAGS	фотоэмульсия "Kodak" 103a-O	10	¹
1984-1994гг.	6-м	СП-124	IPCS 1024 - каналный	8-15	²
1993г.	4.5-м	"blue channel"	ПЗС 2048x1024	6	IRAF
1994г.	6-м	UAGS	ПЗС580x530	14	²

¹ - Классификация щелевых спектров, полученных на фотоэмульсиях, проводилась путем записи спектра объекта с ночным небом и спектра сравнения на микроденситометре ИФО-461.

² - Первичная редукция ИПС и ПЗС спектров проводилась с помощью пакетов программ СИПРАН [2] и VLV Soft [3], которые разработаны в САО РАН и включают стандартные процедуры обработки астрономических данных.

Спектральная классификация проводилась согласно классификационным системам, описанным в [4-6]. Ниже перечислены спектральные типы, используемые в SBS обзоре.

Cont. - континуальный спектр, нет линий на уровне 10% в наблюдаемом диапазоне.

F - присутствуют узкие линии Бальмеровской серии и CaII (K, H), часто наблюдается G полоса, возможно наличие FeI.

G - присутствуют сильные линии CaII (K, H) и G полоса, обычно сопровождаемые линиями MgIb, NaD и FeI. Линии Бальмеровской серии слабые или отсутствуют.

Comp. - спектроскопически двойные. В спектрах объектов этого типа одновременно присутствуют линии горячих и холодных звезд.

В выборке объектов, классифицированных как "Cont", можно ожидать DC карлики, BL Lac с малоконтрастными линиями, или QSO со слабыми линиями, если линия попала на край наблюдаемого спектрального диапазона. По-видимому большинство объектов, которые классифицированы как "F" и "G" звезды, являются карликами или субкарликами поздних спектральных типов.

Для большинства из представленных спектральных классов, на рис. 1 и 2 приводится по несколько регистрограмм.

Данные о результатах классификации спектров звезд и объектов с континуальным спектром представлены в табл. 2. Ниже приводится ее описание по столбцам: 1 - название объекта согласно SBS, следуя IAU обозначениям; 2 и 3 - координаты для эпохи 2000 года; 4 - звездная величина $m(pg)$ согласно визуальным оценкам, принятым в SBS; 5 - спектральный тип; 6 - альтернативное название объекта (из других каталогов); 7 - ссылки на различные данные по объекту, приведенные в литературе.

3. Заключение. Это первая статья из серии, посвященной исследованию звезд, отобранных в ходе Второго Бюраканского спектрального обзора неба. Определены спектральные классы для 316 звезд и объектов с континуальным спектром (для большинства из них впервые). Основная часть представленного спектрального материала - это белые карлики и субкарлики.

В дальнейшем планируется углубленное исследование выборки звезд из публикуемых списков.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

Таблица 2

**РЕЗУЛЬТАТЫ КЛАССИФИКАЦИИ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД И
ОБЪЕКТОВ С КОНТИНУАЛЬНЫМ СПЕКТРОМ.**

SBS	R. A.	Decl.	$m(pg)$	type	Другие названия	Литерат.
1	2	3	4	5	6	7
0743+605	07 4733.76	+60 25 30.92	19.0	DAF		13,21
0743+601	07 48 15.03	+59 59 05.64	17.0	G		13,21
0744+603	07 48 34.12	+60 11 48.73	17.5	G		13,21
0745+601B	07 50 08.06	+60 02 24.00	18.0	sd:		13,21
0746+587	07 51 01.98	+58 36 02.57	18.0	DAF		13,21
0749+590	07 53 22.47	+58 54 38.09	16.0	sdB		13
0749+583	07 53 44.92	+58 14 59.80	17.5	G	Мкн 381	11,14,15
0750+581	07 54 33.32	+57 58 23.94	17.5	DAF		
0751+591	07 55 20.93	+59 03 23.85	18.0	G		13,21
0751+600	07 55 31.19	+59 56 36.59	18.0	F		13,21
0751+578	07 56 01.91	+57 42 18.55	15.16	DC5	GD96,GR322	5,8,16
0753+610A	07 57 28.23	+60 54 12.68	17.5	G		13
0753+590	07 58 04.59	+58 55 33.77	17.0	G		13,21
0755+600	07 59 26.60	+59 53 49.98	17.5	CV		
0755+515	07 59 33.50	+51 26 33.92	17.0	NHB		
0756+581	08 00 39.75	+58 02 33.78	16.5	sdB		13
0756+566	08 00 34.76	+56 33 33.39	17.0	DA		
0759+608	08 03 37.96	+60 45 27.05	18.0	DA:		13
0759+610	08 03 39.21	+60 53 43.28	18.0	sdB		13,21
0759+602	08 04 10.68	+60 09 09.47	18.0	DA		13,21
0800+491	08 04 21.41	+49 00 36.03	11.0	NHB		
0801+537	08 05 21.41	+53 34 58.06	17.0	F		
0801+602	08 05 58.24	+60 03 22.46	18.5	G		13,21
0803+510	08 07 00.52	+50 55 15.18	16.0	sdO		
0804+590	08 08 19.89	+58 52 21.69	18.5	sdB		13,21
0806+516	08 10 07.91	+51 29 53.68	15.03	sdB	PG	5
0807+521	08 11 36.72	+51 57 31.28	17.5	DA		
0808+595	08 12 13.27	+59 23 47.07	16.00	DA2	PG	5,13
0809+531	08 13 19.97	+52 57 06.29	14.5	sdB		
0809+566	08 13 39.95	+56 27 07.89	14.0	DA		
0809+593	08 14 02.11	+59 13 01.11	17.5	DAF		13
0810+524	08 14 06.20	+52 17 13.64	17.5	sdB		
0811+582	08 15 13.99	+58 03 31.65	18.0	Cont		13

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0811+514	08 15 14.71	+51 13 13.76	17.5	sd		
0813+607	08 17 15.54	+60 33 11.54	17.0	G		13
0814+569	08 18 26.82	+56 45 04.41	16.13	DA	PG	5
0816+505*	08 20 34	+50 01 06	17.5	NHB		
0818+498	08 22 20.61	+49 42 44.75	17.5	DA:		
0818+512	08 22 36.21	+51 05 23.12	15.29	CV	PG	5,7
0818+579	08 22 57.67	+57 50 09.86	17.5	sd		
0821+602	08 25 08.66	+60 03 57.05	16.5	DA		
0822+552	08 26 33.53	+55 05 11.24	16.5	G		
0823+546	08 26 49.57	+54 28 00.00	13.25	sdOC	PG	5
0823+499	08 27 36.97	+49 45 30.56	11.04	sdOA	PG	5
0825+591	08 29 57.33	+58 56 47.07	17.5	DA		
0825+568	08 29 50.06	+56 41 12.87	17.0	sdO:		
0826+569*	08 30 32	+56 08 02	17.0	DB		
0828+559*	08 32 28	+55 06 05	16.5	DB:		
0828+490	08 32 32.06	+48 51 59.75	17.0	sdB		
0829+551*	08 33 13	+54 06 02	13.5	DA		
0830+537	08 34 21.40	+53 36 14.39	16.5	DA		
0833+491	08 37 08.11	+48 56 58.33	15.5	F:		
0833+536	08 36 42.88	+53 28 33.76	16.0	CV		7
0834+500	08 37 37.49	+49 52 26.43	14.88	DA1	PG	5
0834+576*	08 38 14	+57 06 05	16.5	DA+C		
0836+533*	08 40 13	+53 01 07	15.5	DA		
0838+562*	08 42 32	+56 05 00	16.0	sdB		
0841+603	08 45 51.33	+60 09 12.16	15.91	DA2	PG	5
0842+572*	08 46 10	+57 06 08	17.0	DA		
0842+565*	08 46 38	+56 02 06	17.0	NHB		
0843+516	08 47 02.59	+51 28 55.77	15.90	DA3	PG	5
0846+557	08 49 51.15	+55 35 13.65	15.81	DA1	PG	5
0849+580	08 53 44.27	+57 48 39.66	16.32	CV	PG	5,7
0851+586	08 55 06.97	+58 25 31.46	17.5	G		
0852+602	08 56 56.18	+60 06 01.82	16.38	DA2	PG	5
0853+506	08 56 34.70	+50 27 47.18	17.0	sd:		
0855+604A	08 59 37.59	+60 16 36.60	16.59	DCE	LP90-170, EG172	16
0855+604B	08 59 37.70	+60 16 35.77	16.8	DBQ	LP90-071, EG266	16
0856+508	08 59 44.32	+50 40 49.31	17.0	sd		
0859+593	09 03 03.35	+59 11 15.98	15.87	HBB	PG	5

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0900+554*	09 03 55	+55 04 03	13.83	DA3	PG	5
0901+597	09 04 59.52	+59 35 17.92	16.39	DA	PG	5
0902+561	09 06 08.36	+55 57 27.35	15.5	sdB		
0904+511	09 07 47.99	+50 57 49.17	16.13	DA2	PG	5
0904+566	09 08 23.16	+56 25 22.66	17.0	G		
0905+605	09 09 42.08	+60 19 26.16	17.0	DA	Mkn 393	
11,14,15,16						
0905+549	09 09 30.26	+54 45 53.92	16.5	sdB		
0906+532	09 09 40.81	+53 04 10.14	15.0	sdB		
0906+597	09 10 21.56	+59 30 32.36	15.17	sdB	PG	5
0906+552	09 10 36.78	+55 05 24.69	15.5	DA		
0910+584	09 14 33.72	+58 12 36.65	17.0	sdOB		
0910+563	09 14 37.37	+56 10 53.54	16.0	G		
0911+527*	09 14 56	+52 01 07	17.0	DA:		
0912+536*	09 16 00	+53 06 00	14.12	DC	EG 250, PG	5,8
0913+545	09 17 06.77	+54 18 15.48	11.0	HBB		
0914+547	09 18 34.35	+54 28 18.28	13.0	DAB		
0915+526	09 18 55.15	+52 24 51.68	15.64	DA4	PG	5
0917+543	09 21 07.90	+54 09 52.30	17.0	HBB		
0919+529	09 22 52.55	+52 44 51.72	16.0	DA		
0920+544*	09 23 51	+54 04 01	16.5	F		
0920+597	09 24 05.01	+59 31 27.33	17.5	DA		
0921+547	09 24 54.83	+54 34 21.03	16.5	DA		
0924+565	09 28 30.80	+56 18 08.15	16.05	sd	PG	5
0926+526	09 30 06.95	+52 28 02.30	16.09	sdB	PG	5
0926+498	09 29 50.12	+49 36 11.77	17.0	DB		
0926+540*	09 30 18	+53 01 03	17.5	F		
0927+540*	09 30 42	+53 00 02	16.5	F		
0927+580*	09 30 51	+57 06 02	17.5	G		
0927+575	09 30 48.66	+57 21 24.40	17.5	NHB		
0928+559	09 32 00.03	+55 42 35.53	16.0	F		
0929+593	09 32 54.61	+59 05 57.19	17.5	G		
0929+556	09 33 06.85	+55 26 20.51	16.5	G:		
0933+579	09 37 01.68	+57 45 24.88	17.5	G		
0933+525	09 36 59.48	+52 18 10.60	19.0	F		19,21
0933+515	09 37 22.86	+51 17 55.67	17.5	G:		19
0934+495	09 37 14.73	+49 16 40.20	18.5	DA:		19,21
0934+590	09 37 52.07	+58 51 11.40	17.5	G		

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0934+499	09 37 54.96	+49 41 49.64	17.0	DA	GD 299, PG	19
0934+557	09 38 20.48	+55 34 11.82	18.0	F		12,18,22
0934+553	09 38 20.52	+55 05 51.58	10.12	sdO		5,18
0934+539	09 38 19.47	+53 44 17.54	18.0	G		12,18,22
0935+551	09 38 59.09	+49 55 55.33	18.0	F	PG	12,18,22
0936+522*	09 39 36	+51 09 09	18.0	Cont		19,21
0936+553	09 40 19.58	+55 10 12.35	19.5	G		12,18,22
0936+495	09 40 11.23	+49 21 00.47	18.5	DA		19
0937+505	09 40 22.81	+50 21 03.77	16.06	DA1	PG	5
0937+510	09 40 28.28	+50 47 49.84	18.0	sd		19
0937+584	09 40 42.07	+58 09 47.62	17.5	G		
0937+552	09 41 17.90	+55 00 05.59	18.5	F		12,18
0938+533	09 41 31.64	+53 08 42.19	18.0	F	PG	12,18
0938+550A	09 42 03.40	+54 46 29.45	18.0	DA		12,18
0938+550B	09 42 09.96	+54 47 11.75	15.20	DA4		5,12,18
0938+577	09 42 13.12	+57 33 40.22	17.5	DA		
0938+605*	09 42 23	+60 07 02	17.5	G		
0939+573	09 42 29.78	+57 05 01.75	17.0	G		
0939+548*	09 42 42	+54 05 08	18.0	F		12,18
0939+535	09 43 11.35	+53 19 15.06	19.5	Cont		12,18,22
0940+534	09 43 46.77	+53 14 26.68	18.5	DA		12,18
0940+566	09 44 00.68	+56 25 42.48	19.0	Cont		12,18,22
0940+512	09 44 12.20	+50 58 43.55	18.0	G		
0941+537	09 44 42.42	+53 28 50.23	17.5	G		12,18
0941+551	09 44 58.52	+54 54 49.39	17.5	DA		12,18
0941+565*	09 45 12	+56 00 03	18.5	Cont		12,18
0941+558*	09 45 10	+55 04 06	12.0	sdB		12,18
0942+514*	09 45 21	+51 03 04	18.5	DA		19
0942+507	09 45 37.93	+50 30 36.03	19.0	DA:	PG	19
0942+527B	09 46 13.78	+52 33 38.95	18.5	DA		19
0943+506*	09 46 19	+50 06 01	14.5	G		19
0943+510*	09 46 26	+50 09 01	19.5	sd		19,21
0943+532	09 46 47.30	+52 59 31.76	18.0	G	PG	19,21
0943+603	09 46 56.08	+60 06 22.02	17.5	DA		
0943+521	09 47 03.88	+51 55 10.32	14.16	CV		5,7
0943+592	09 47 24.17	+58 59 21.90	17.0	G		
0944+506	09 47 32.88	+50 24 42.80	18.0	DA		19

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0944+560	09 48 27.96	+55 47 07.53	18.0	DAF:		12,18
0945+579	09 48 53.92	+57 39 57.50	17.5	DA:		
0945+516	09 48 51.83	+51 24 51.06	18.5	DA		19,21
0946+514	09 49 36.47	+51 13 50.08	18.0	sd		19,21
0946+522	09 49 52.50	+52 01 29.40	16.0	sdB		19
0946+501C	09 50 11	+49 05 02	17.0	DA		19
0946+534A	09 50 18.64	+53 15 14.40	18.5	sd		12,18,22
0946+534B	09 50 17.58	+53 10 13.56	15.56	DC6	EG 251, PG	5,18
0947+523*	09 50 39	+52 09 01	18.5	sd		19,21
0947+549	09 50 41.05	+54 41 27.38	18.0	sd:		12,18
0948+533	09 51 25.86	+53 09 29.04	15.33	sd	PG	5,12,18
0948+513*	09 51 25	+51 07 09	18.5	sd		19
0948+550	09 51 42.39	+54 50 20.20	17.0	F		12,18
0948+505	09 51 42.17	+50 17 13.60	18.0	DBA		19
0949+554	09 53 04.76	+55 11 43.57	16.0	F		
0950+579	09 53 37.49	+57 41 55.89	16.5	sdB		
0950+562	09 54 00.85	+55 57 50.96	19.0	DA		12,18,22
0950+568	09 54 06.99	+56 34 36.83	17.5	G		
0950+575	09 54 16.58	+57 19 39.09	17.0	G		
0950+521	09 54 23.47	+51 56 45.08	18.0	sdB		19,21
0951+544	09 54 43.37	+54 10 00.18	18.5	DA		12,18,22
0951+591	09 54 58.77	+58 53 31.52	16.5	G		
0951+497*	09 55 03	+49 07 00	18.0	G		
0952+518	09 55 19.89	+51 37 01.83	11.98	sdO	GD 300, PG	5
0952+558	09 55 38.28	+55 37 42.66	18.0	F		12,18,22
0952+505*	09 55 40	+50 09 09	17.5	DA		19,21
0953+509	09 56 33.47	+50 42 23.58	18.0	G		19
0953+574	09 56 42.78	+57 13 23.88	17.5	sd		
0954+527	09 57 41.72	+52 29 27.27	17.0	F		
0954+540	09 57 58.09	+53 50 31.96	18.5	sdB		12,18,22
0954+606*	09 58 11	+60 06 04	16.5	F		
0955+524	09 58 46.16	+52 14 55.68	18.0	Cont		19
0956+492	09 59 23.32	+48 58 23.02	17.5	sdB		19
0956+540	09 59 27.90	+53 46 28.52	17.0	G:		12,18
0956+497	09 59 45.75	+49 32 32.25	18.5	DA		19,21
0956+513	09 59 53.31	+51 04 21.95	17.5	F		
0957+513	10 00 19.06	+51 04 02.82	17.5	sdB		19

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
0957+553	10 00 44.01	+55 06 55.84	17.0	F		12,18
0957+554	10 00 51.90	+55 10 45.86	18.0	DA		12,18,22
0957+537A	10 00 52.91	+53 31 48.42	18.0	G		12,18,22
0957+551	10 01 20.88	+54 51 42.64	17.5	DAF:		12,18
0958+532	10 01 25.01	+53 01 11.85	18.0	DAF:		12,18
0958+556	10 01 48.29	+55 21 38.68	17.0	DBA:		12,18,22
0958+610	10 02 04.32	+60 49 06.29	16.5	DA		
0958+580	10 02 27.86	+57 48 58.23	17.5	G		
1001+537	10 04 42.82	+53 31 49.27	17.5	DB		12,18,22
1001+559	10 04 49.08	+55 43 56.16	17.0	G		12,18
1002+505	10 05 29.55	+50 20 38.33	15.36	CV	PG	5,7
1002+562	10 05 29.55	+50 20 38.33	17.0	DAO		
1003+606	10 07 21.81	+60 26 56.79	16.5	F		
1004+573	10 07 45.08	+57 02 20.82	17.5	sd:		
1004+598	10 07 49.77	+59 37 47.96	16.5	G		
1005+584	10 08 33.66	+58 10 19.82	17.5	G		
1006+524*	10 09 50	+52 04 08	17.5	DA+dMe		
1006+599A	10 10 18.44	+59 39 52.22	17.0	G		
1007+578	10 10 22.00	+57 37 48.05	16.5	G		
1009+538	10 12 27.14	+53 33 58.45	17.5	DA		
1009+490	10 12 42.47	+48 49 35.79	16.38	sdB	PG	5
1010+585	10 13 21.96	+58 19 41.48	16.5	sdB		
1011+524A	10 14 19.17	+52 10 06.09	17.5	sdOA		
1011+570	10 14 36.83	+56 48 35.78	16.0	DB4	GD303, GR386	8
1012+529	10 15 26.12	+52 42 16.77	16.0	Cont		
1013+565	10 16 37.14	+56 15 18.62	18.0	Cont:		
1015+532	10 18 32.61	+52 57 06.32	16.0	F		
1016+562	10 19 26.15	+56 03 29.23	17.5	DA:		
1016+527	10 19 23.61	+52 32 02.91	16.5	DA		
1017+533*	10 20 30	+53 02 07	17.0	CV		
1018+601	10 22 18.66	+59 52 02.15	17.5	G		
1020+553A	10 23 36.67	+55 06 02.15	16.5	G		
1020+561*	10 24 03	+55 04 00	18.0	G		
1021+562	10 24 52.79	+55 58 31.69	17.5	NHB		
1022+594	10 26 00.48	+59 14 22.86	17.5	DB		
1026+560	10 30 01.03	+55 47 03.99	18.0	DA		
1027+500*	10 30 11	+49 05 09	16.5	sd		

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1028+537	10 32 10.41	+53 29 33.87	13.5	DA		
1030+590	10 33 53.03	+58 46 52.74	15.02	CV	PG	5,7,9
1034+497*	10 37 20	+49 06 07	16.5	sd:		
1034+492*	10 37 43	+48 07 08	15.27	DA3	GD 304, PG	5
1034+567	10 38 05.27	+55 31 19.02	17.0	DA		
1035+532	10 38 54.22	+52 58 46.18	15.81	DA1	PG	5
1036+541*	10 39 12	+53 05 04	17.5	DA		
1036+551	10 39 29.50	+54 50 11.97	17.5	DA		
1037+512	10 40 17.45	+50 56 45.10	16.18	DA2	PG	5
1038+510	10 41 23.49	+50 44 19.23	14.82	sdOB	PG	5
1040+493	10 43 11.62	+49 02 21.10	16.5	sd		
1041+520*	10 44 02	+51 04 07	17.5	DA		
1041+580	10 44 46.42	+57 44 32.16	14.55	DA2	PG	5
1042+593	10 46 05.79	+59 05 56.42	18.07	DQ8	LHS291, GR434	8
1043+569	10 46 54.71	+56 43 56.02	17.5	F		
1044+490*	10 47 34	+48 08 01	17.5	G		
1045+571*	10 48 30	+56 00 00	17.5	DA		
1047+557A	10 50 30.06	+55 26 29.98	17.0	DA		
1049+541	10 52 11.70	+53 51 32.68	16.0	DA		
1051+582	10 53 56.98	+58 00 25.71	17.0	DA		
1051+501*	10 54 18	+49 00 05	12.92	sdB	PG	5
1051+516	10 54 22.25	+51 22 52.77	17.0	DA+dMe		
1051+556	10 54 50.47	+55 23 07.38	16.5	sd		
1052+550	10 55 48.33	+54 48 35.46	16.21	HBB	LB 1910, PG	5
1053+561	10 56 28.24	+55 55 12.24	17.5	sd		
1056+517	10 59 16.44	+51 24 41.18	15.5	Cont		
1057+556	11 00 30.54	+55 22 37.56	17.5	Cont:		
1058+571	11 01 11.49	+56 49 21.21	17.5	DA		
1058+559	11 01 50.76	+55 37 53.82	16.0	DA		
1059+568	11 02 23.25	+56 35 14.68	16.5	DA:		
1100+525	11 02 56.08	+52 18 57.01	16.22	sdOB	PG	5
1100+503	11 03 09.16	+50 03 27.44	17.5	DA		
1100+604*	11 03 47	+60 01 02	12.33	DA3	EG 075, PG	5
1100+591	11 03 43.22	+58 50 31.23	13.28	sd	LB 1938, PG	5
1101+529	11 04 03.17	+52 37 12.63	15.39	sdB	LB 1941, PG	5
1101+525	11 04 14.27	+52 14 32.95	17.5	DA		
1102+498	11 05 23.10	+49 34 56.83	13.86	sdOB	PG	5

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1102+558	11 05 49.00	+55 36 05.69	17.0	F		
1102+595	11 06 01.39	+59 17 33.83	17.5	Cont		
1103+511	11 06 31.88	+50 53 01.52	17.5	DAB:		
1103+586	11 06 38.54	+58 24 52.49	17.5	DA		
1104+602*	11 07 44	+59 08 05	13.78	DA3	LB 253	16
1106+608	11 09 32.11	+60 35 00.05	15.32	sdB	LB 254, PG	5
1107+602	11 10 10.97	+60 01 40.84	18.0	Cont		
1108+508*	11 10 52	+50 02 03	17.0	sdB		
1108+563	11 11 06.98	+56 04 43.04	16.50	DA6	GD305, GR351	8
1108+540*	11 11 42	+53 07 03	17.0	DA		
1112+501	11 14 41.56	+49 53 06.01	17.5	DA		
1112+572	11 15 28.82	+57 01 23.47	17.0	DA		
1113+500	11 16 04.01	+49 43 42.08	17.0	sd		
1113+553*	11 16 23	+55 06 08	17.0	DA		
1113+554	11 16 46.80	+55 11 25.22	17.0	DA		
1114+499	11 17 05.29	+49 38 48.90	17.5	DB		
1115+609	11 18 12.82	+60 41 36.28	18.5	sd:		1,17,22
1120+491	11 23 25.02	+48 53 02.88	17.5	DA		
1121+594	11 24 33.37	+59 10 45.15	19.0	DA		1,17,22
1121+508	11 24 32.09	+50 33 29.27	15.0	DA		
1122+517	11 24 54.58	+51 28 31.98	16.01	sdB-O	LB 2009, PG	5
1122+546	11 25 19.74	+54 19 40.84	15.63	DA4	GD307, GR352, PG	8
1124+612	11 26 57.14	+61 00 48.62	17.5	DA		1,17
1125+558	11 27 53.17	+55 35 19.60	16.5	DB		
1125+596	11 28 05.77	+59 19 54.70	16.5	DA		1,17
1127+513	11 29 54.93	+50 59 57.42	17.0	sdO:		
1128+499*	11 31 02	+49 07 07	16.0	DA		
1128+564	11 31 18.46	+56 11 28.20	16.36	DA2	Mkn174, PG	5,10
1130+563	11 33 40.72	+56 06 24.19	15.07	sdB	LB 239, PG	5
1131+521	11 33 57.99	+51 52 03.13	17.0	DA:		
1131+492	11 34 08.38	+48 56 00.55	17.5	sdB		
1132+573	11 35 18.62	+57 02 04.80	19.0	F		1,17,22
1133+558	11 35 54.02	+55 31 55.14	17.0	DA		
1133+490	11 36 09.75	+48 43 18.17	16.5	sdOB		
1135+585*	11 38 15	+58 03 04	15.91	sdB	LB2063, PG	5
1138+586*	11 41 18	+58 00 02	18.5	G		1,17
1138+596	11 41 18.33	+59 20 28.33	17.0	F		

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1141+504	11 43 49.97	+50 10 22.33	16.14	DA5	LB 2094, PG	5
1142+531	11 44 44.86	+52 53 00.71	17.5	DA		
1142+570	11 45 34.47	+56 43 43.18	14.5	HBB		
1143+557*	11 45 40	+55 06 00	15.5	F		
1144+603	11 46 53.44	+60 03 34.19	18.0	F		1,17
1144+599	11 47 32.39	+59 39 17.12	17.0	DA		1,17
1148+564*	11 51 02	+56 08 09	15.0	DA		
1148+544*	11 51 25	+54 01 09	16.92	DA5	G197-35, GR435	8
1149+598	11 51 42.36	+59 34 32.29	18.5	Cont:		20
1149+560*	11 52 26	+55 08 09	16.0	DAF:		
1150+509*	11 52 37	+50 01 09	15.0	sd:		
1150+599	11 53 24.88	+59 39 55.15	17.5	CV		20
1152+587	11 54 35.97	+58 29 54.25	17.0	DBA		20
1154+555	11 56 55.28	+55 17 37.45	16.0	HBB		
1154+583	11 57 06.20	+58 04 37.73	18.0	DA		20
1154+514*	11 57 29	+51 02 08	16.5	DA		
1155+562	11 57 29.34	+55 55 07.23	16.5	G		
1155+492	11 57 44.84	+48 56 18.06	15.15	CV	PG	5
1155+594	11 58 28.07	+59 09 23.86	17.0	DA		20
1158+597	12 00 44.38	+59 25 56.00	17.5	DB		20
1159+599	12 01 32.57	+59 40 33.19	17.5	DA		20
1200+548	12 02 54.51	+54 37 08.22	16.31	DA2	LB2181, PG	5
1200+589	12 03 13.49	+58 40 28.69	17.0	F		20
1201+540	12 03 36.22	+53 47 19.94	17.5	sd:		

* точность определения координат хуже секунды угловой дуги.

SPECTRAL CLASSIFICATION OF STARS FROM THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY.I.

S.K.BALAYAN

Spectral types for 316 stellar objects, selected during the performance of the Second Byurakan Sky Survey (SBS) are reported. The slit optical spectra of resolution of 5 - 15 Å obtained from 1978 to 1994 mainly on the 6m telescope of SAO of RAS were used for the classification. The list contains objects with apparent magnitudes $10.12 \leq m(pg) \leq 19.5$. There are 114 DA, 13 DB, four DC and one DQ white dwarfs, 57 sdB and 13 sdO subdwarfs, 12 NHB, 10 cataclysmic variables, 76 late-type stars, three spectroscopic binary systems and 13 objects with continual spectra.

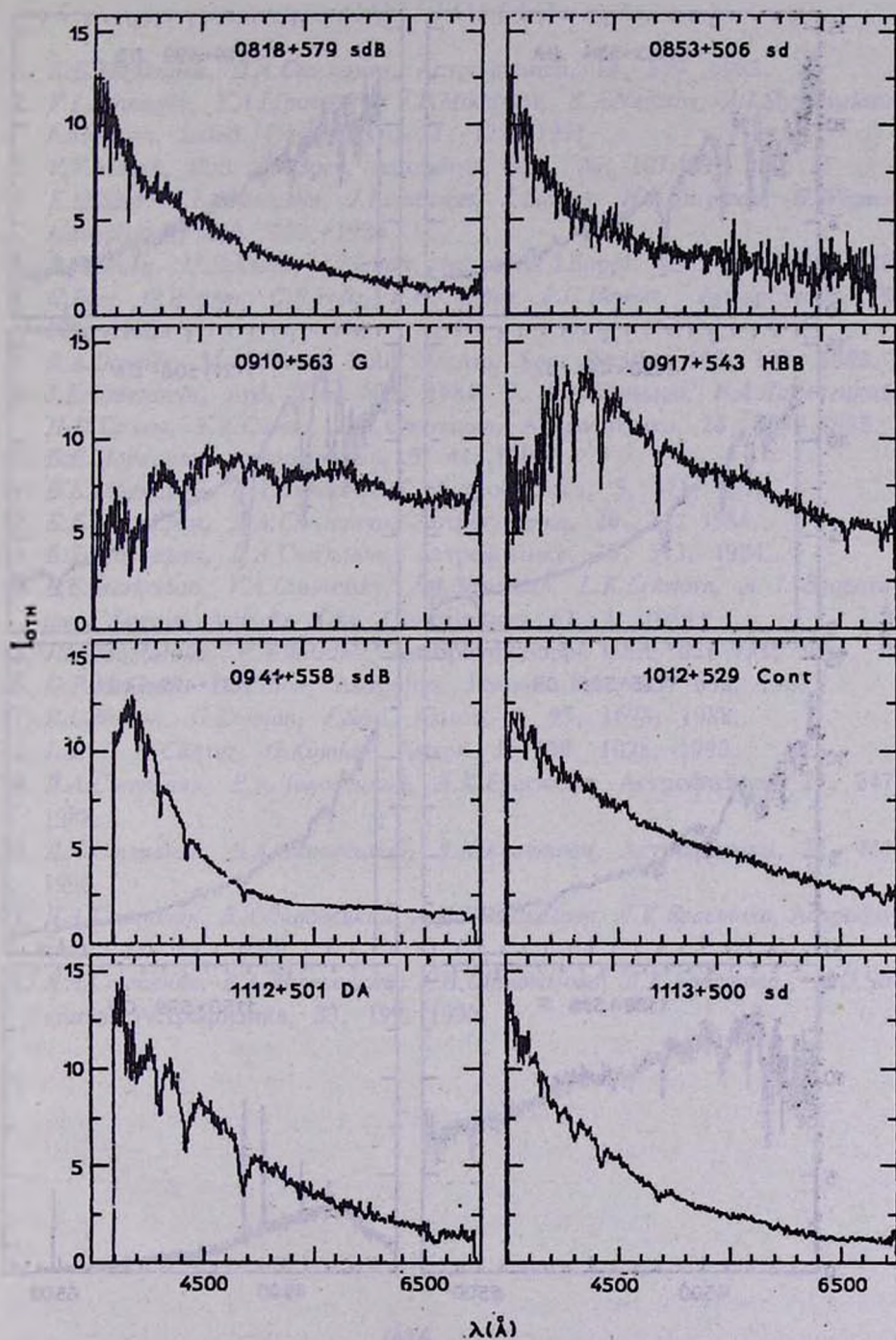


Рис.1. Спектры звезд, отобранных в ходе SBS обзора

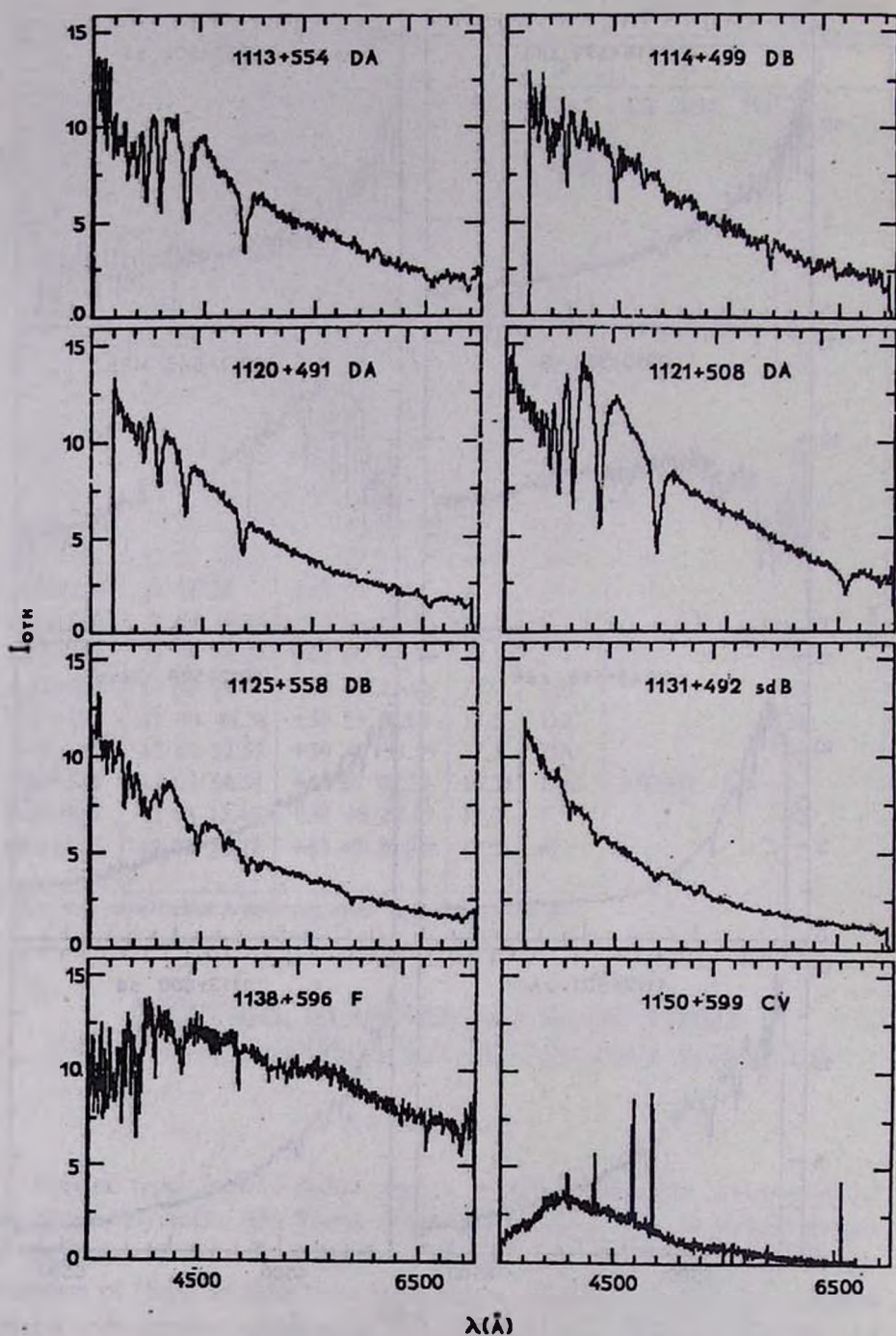


Рис.2. Спектры звезд отобранных в ходе SBS обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
2. V.L.Afanasjev, V.A.Lipovetsky, V.P.Mikhailov, E.A.Nazarov, A.I.Shapovalova, *Astrophys. Issled. (Izv. SAO)*, 31, 128, 1991.
3. V.V.Vlasuk, *Bull. of Spec. Astrophys. Obs.*, 36, 107, 1993.
4. E.M.Sion, J.L.Greenstein, J.Landstreet, J.Liebert, H.L.Shipman, G.Wegner, *Astrophys.J.*, 269, 253, 1983.
5. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys.J.Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
6. C.Berg, G.Wegner, C.B.Foltz, F.H.Chaffee, P.C.Hewett, *Astrophys.J.S*, 78, 409, 1992.
7. R.A.Downes, M.M.Shara, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 105, 127, 1993.
8. J.L.Greenstein, *ApJ*, 276, 602, 1984. 9. В.А.Копылов, В.А.Липовецкий, Н.Н.Сомов, Т.А.Сомов, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 28, 287, 1988.
10. Б.Е.Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
11. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, *Астрофизика*, 5, 511, 1971.
12. Б.Е.Маркарян, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.
13. Б.Е.Маркарян, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 20, 513, 1984.
14. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A. I. Shapovalova, *Special Astrofiz. Obs. Contribution*, 62, 1, 1989.
15. J.M.Mazzarella, V.A.Bolzano, *Astrophys.J.Suppl. Ser.*, 62, 751, 1986.
16. G.P.McCook, E.M.Sion, *Astrophys. J.Suppl. Ser.*, 65, 603, 1987.
17. R.L.Nelson, G.Kojoian, J.Seal, *Astron. J*, 95, 1678, 1988.
18. J.Seal, D.Chavez, G.Kojoian, *Astron. J*, 100, 1028, 1990.
19. Д.А.Степанян, В.А.Липовецкий, Л.К.Ерастова, *Астрофизика*, 29, 247, 1988.
20. Д.А.Степанян, В.А.Липовецкий, Л.К.Ерастова, *Астрофизика*, 32, 441, 1990.
21. Д.А.Степанян, В.А.Липовецкий, А.И.Шаповалова, Л.К.Ерастова, *Астрофизика*, 33, 89, 1990.
22. Д.А.Степанян, В.А.Липовецкий, А.И.Шаповалова, Л.К.Ерастова, В.О.Чавушян, *Астрофизика*, 33, 199, 1990.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА.

I. Спектральные наблюдения в площадке $15^{\circ}30'$, $+59^{\circ}$

С.А.АКОПЯН, С.К.БАЛАЯН

Поступила 30 января 1997

Принята к печати 2 марта 1997

Приводятся результаты спектральных наблюдений 30 галактик Второго Бюраканского спектрального обзора неба в площадке размером 16 квадратных градусов с координатами центра $\alpha=15^{\circ}30'$, $\delta=+59^{\circ}$. Спектры получены на 6-м телескопе САО РАН в интервале длин волн λ 4000-7400 Å с разрешением 15 Å. В спектрах большинства галактик присутствуют эмиссионные линии. Для всех галактик определены красные смещения и абсолютные звездные величины.

1. Введение. Второй Бюраканский спектральный обзор неба (SBS) [1] проводился на 1-м телескопе системы Шмидта в Армении с использованием 1.5, 3 и 4 градусных призм. Обзор покрывает более 1000 кв. градусов северного неба - 65 площадок, по 16 квадратных градусов каждая, соответственно размеру фотопластинки. Отбор объектов проводился с помощью 7 - и 10 - кратных луп по низкодисперсионным спектрам.

Выборка галактик включает более 1200 объектов, основная часть которых галактики с активными ядрами. Полнота отбора объектов по отдельным площадкам различна и достигает, в лучшем случае, $m(pg)=18.5$ звездных величин там, где достигнута максимальная для обзора предельная величина $m(pg)=19.5$ звездных величин. Наиболее хорошо исследованы семь площадок - здесь наилучшая полнота выборок отобранных объектов и наибольший процент полученных щелевых спектров [2].

В данной статье приводятся результаты недавних наблюдений галактик в площадке с координатами центра $15^{\circ}30'$ по прямому восхождению и $+59^{\circ}$ по склонению. Это первая площадка SBS, для выборки галактик, в которой имеется полный спектральный материал.

2. Наблюдения. Наблюдения проводились с 11 по 14 июня 1996г. на 6-м телескопе САО РАН со "светосильным спектрографом с длинной щелью", установленным в первичном фокусе. Это модернизированный спектрограф UAGS, оснащенный ПЗС 530x580 [3]. Использовалась дифракционная решетка с 325 штрих/мм в I порядке. Угол решетки

выставлялся произвольно, в результате регистрировался либо диапазон длин волн $\lambda\lambda 4000 - 7400 \text{ \AA}$ (для большинства объектов), либо $\lambda\lambda 3800 - 7200 \text{ \AA}$. Полученные спектры имеют линейную дисперсию $5.8 \text{ \AA/элемент}$ и разрешение около $15 \text{ \AA}$.

Обработка наблюдательного материала выполнялась с помощью пакета программ, разработанного в САО РАН [4], который включает стандартные процедуры редукиции спектральных данных. Для калибровки спектров каждую ночь снималась стандартная звезда HZ 44.

Журнал наблюдений объектов приводится в табл.1, где в столбцах, с первого по седьмой, даны соответственно: 1) дата наблюдений; 2) SBS-название объекта; 3) координаты объекта на эпоху 2000г.; 4) звездная величина по визуальным оценкам, принятым в SBS; 5) экспозиция; 6) позиционный угол щели во время наблюдений галактик.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата наб- людений	Название объекта	R.A.	Decl.	m(pg)	Эксп. (с.)	P.A
		(2000 г.)				
11.06.96	SBS1517+576	15 18 53.32	+57 23 48.89	18	600	301
11.06.96	--	--	--	--	600	301
11.06.96	SBS1518+587	15 20 23.78	+58 34 45.89	18.5	600	238
11.06.96	--	--	--	--	600	238
11.06.96	SBS1521+603	15 22 12.85	+60 11 49.06	18	1200	235
14.06.96	--	--	--	--	600	210
14.06.96	--	--	--	--	1200	207
14.06.96	SBS1521+589	15 22 28.11	+58 43 51.20	19	300	-
12.06.96	SBS1522+575A	15 23 49.28	+57 22 30.05	18.5	1200	-
12.06.96	SBS1522+575B	15 23 51.02	+57 23 41.74	18.5	1200	228
12.06.96	--	--	--	--	600	228
14.06.96	SBS1525+573	15 26 44.32	+57 11 38.65	19	600	201
14.06.96	SBS1526+574	15 27 46.61	+57 17 58.60	18	600	222
14.06.96	SBS1527+584	15 28 27.73	+58 20 57.73	18	1200	194
12.06.96	SBS1528+585	15 29 28.16	+58 19 30.36	18	600	227
14.06.96	SBS1530+610	15 31 09.41	+60 52 02.42	18	600	203
13.06.96	SBS1530+608	15 31 28.52	+60 37 49.76	18	650	213
13.06.96	SBS1532+589	15 33 35.57	+58 49 12.15	18.5	480	208
13.06.96	--	--	--	--	600	208
13.06.96	SBS1532+591A	15 33 55.12	+58 57 51.49	18	600	203
13.06.96	SBS1532+591B	--	--	19	--	203
13.06.96	SBS1532+591C	--	--	18.5	--	203
13.06.96	SBS1533+609	15 34 06.67	+60 47 40.27	18.5	600	205
11.06.96	SBS1533+602A	15 34 08.69	+60 04 28.52	17.5	600	224
11.06.96	--	--	--	--	1200	224
13.06.96	--	--	--	--	600	214
11.06.96	SBS1533+585	15 34 15.58	+58 22 54.30	17.5	1200	235
11.06.96	--	--	--	--	600	236

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
13.06.96	---	---	---	---	600	192
14.06.96	SBS1533+602B	15 34 48.69	+60 05 05.30	19	800	202
13.06.96	SBS1534+578	15 35 28.52	+57 39 15.84	18	480	184
12.06.96	SBS1534+600	15 35 33.84	+59 51 08.46	17.5	600	114
11.06.96	SBS1535+597	15 36 07.47	+59 33 56.39	15.4	1200	223
13.06.96	---	---	---	---	300	188
12.06.96	SBS1535+581	15 36 44.21	+57 59 42.43	19	900	109
12.06.96	SBS1537+606	15 38 13.68	+60 30 53.86	18.5	900	108
12.06.96	SBS1537+573	15 38 23.41	+57 13 28.49	17.5	600	-
13.06.96	SBS1538+580	15 39 43.70	+57 51 20.98	18.5	600	183
13.06.96	SBS1538+607	15 39 37.02	+60 32 00.91	17.5	600	186
13.06.96	SBS1540+576	15 41 09.50	+57 31 50.51	18	600	180
14.06.96	SBS1540+575	15 41 47.78	+57 28 12.45	18	600	188
13.06.96	SBS1541+597	15 42 42.07	+59 34 46.44	18.5	600	182
14.06.96	SBS1542+573C	15 43 46.31	+57 14 26.99	19	800	188
13.06.96	SBS1542+573B	15 43 53.52	+57 13 22.28	16	600	131
14.06.96	SBS1543+598	15 44 01.78	+59 42 09.70	18.5	600	196
14.06.96	SBS1543+610	15 44 03.05	+60 53 46.04	18.5	600	197

3. *Результаты наблюдений.* В ходе наблюдений получено 44 спектра для 33 объектов. Три из них: SBS1521+589, SBS1522+575A, SBS1537+573 оказались звездами поздних спектральных классов, которые ошибочно были включены в список объектов обзора. Большинство спектров галактик приводятся ниже, на рис.1 и 2.

Результаты обработки спектров всех тридцати галактик приводятся в табл. 2, в столбцах которой даны: 1) SBS-название объекта; 2) наблюдаемое красное смещение; 3) абсолютная звездная величина при $H = 75$ км/с Мпк.

4. *Заключение.* Спектральные наблюдения 33 объектов из площадки SBS с координатами центра $\alpha=15^h30^m$, $\delta = +59^\circ$ и обработка полученных спектров позволили:

- исключив три звезды, ошибочно включенные в SBS обзор, уточнить выборку галактик этой площадки;
- определить ранее неизвестные красные смещения тридцати галактик;
- обнаружить одну из наиболее удаленных галактик SBS обзора, галактику типа Sy 1 - SBS1537+606, с красным смещением $z = 0.2378$.

В результате, данная площадка стала первой в SBS для всех галактик, в которой накоплен спектральный материал. Анализ выборки галактик с использованием как вышеописанного, так и ранее опубликованного материала [5,6] будет представлен во второй статье данной серии.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГАЛАКТИК

Название объекта	z	M	Название объекта	z	M
SBS1517+576	0.0491	-18.8	SBS1533+585	0.0926	-20.7
SBS1518+587	0.1111	-20.1	SBS1533+602B	0.0099	-14.3
SBS1521+603	0.1073	-20.5	SBS1534+578	0.0745	-19.7
SBS1522+575B	0.1696	-21.0	SBS1534+600	0.0578	-19.6
SBS1525+573	0.1423	-20.1	SBS1535+597	0.0113	-18.2
SBS1526+574	0.0720	-19.6	SBS1535+581	0.0659	-18.4
SBS1527+584	0.0486	-18.8	SBS1537+606*	0.2378	-21.7
SBS1528+585	0.1438	-21.1	SBS1538+580	0.1075	-20.0
SBS1530+610	0.0397	-18.3	SBS1538+607	0.1061	-21.0
SBS1530+608	0.0653	-19.4	SBS1540+576	0.0121	-15.8
SBS1532+589	0.1659	-20.9	SBS1540+575	0.0742	-19.7
SBS1532+591A	0.0764	-19.7	SBS1541+597	0.1072	-20.0
SBS1532+591B	0.0781	-18.8	SBS1542+573C	0.0757	-18.7
SBS1532+591C	0.0781	-19.3	SBS1542+573B	0.0143	-18.1
SBS1533+609	0.1045	-19.9	SBS1543+598	0.0172	-16.0
SBS1533+602A	0.0906	-20.6	SBS1543+610	0.0686	-19.0

* Галактика типа *Sy 1*.

Авторы выражают благодарность CASKA и ЕААС за финансовую помощь в организации поездки на наблюдения в САО РАН.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

STUDY OF GALAXIES FROM THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY.

I. Spectral observations in the field 15^h30^m , $+59^\circ$.

S.A.HAKOPIAN, S.K.BALAYAN

The results of spectral observations of thirty galaxies from the Second Byurakan Sky Survey in one of it's selected fields are reported. The field is of 16 square degrees with the center at $\alpha = 5^h30^m$, $\delta = +59^\circ$. Presented slit spectra were obtained on the 6-m telescope of SAO of RAS in the spectral interval $\lambda\lambda$ 4000 - 7400 AA with a resolution 15A. Majority of spectra show emission lines. The redshifts and absolute magnitudes for all observed galaxies were determined.

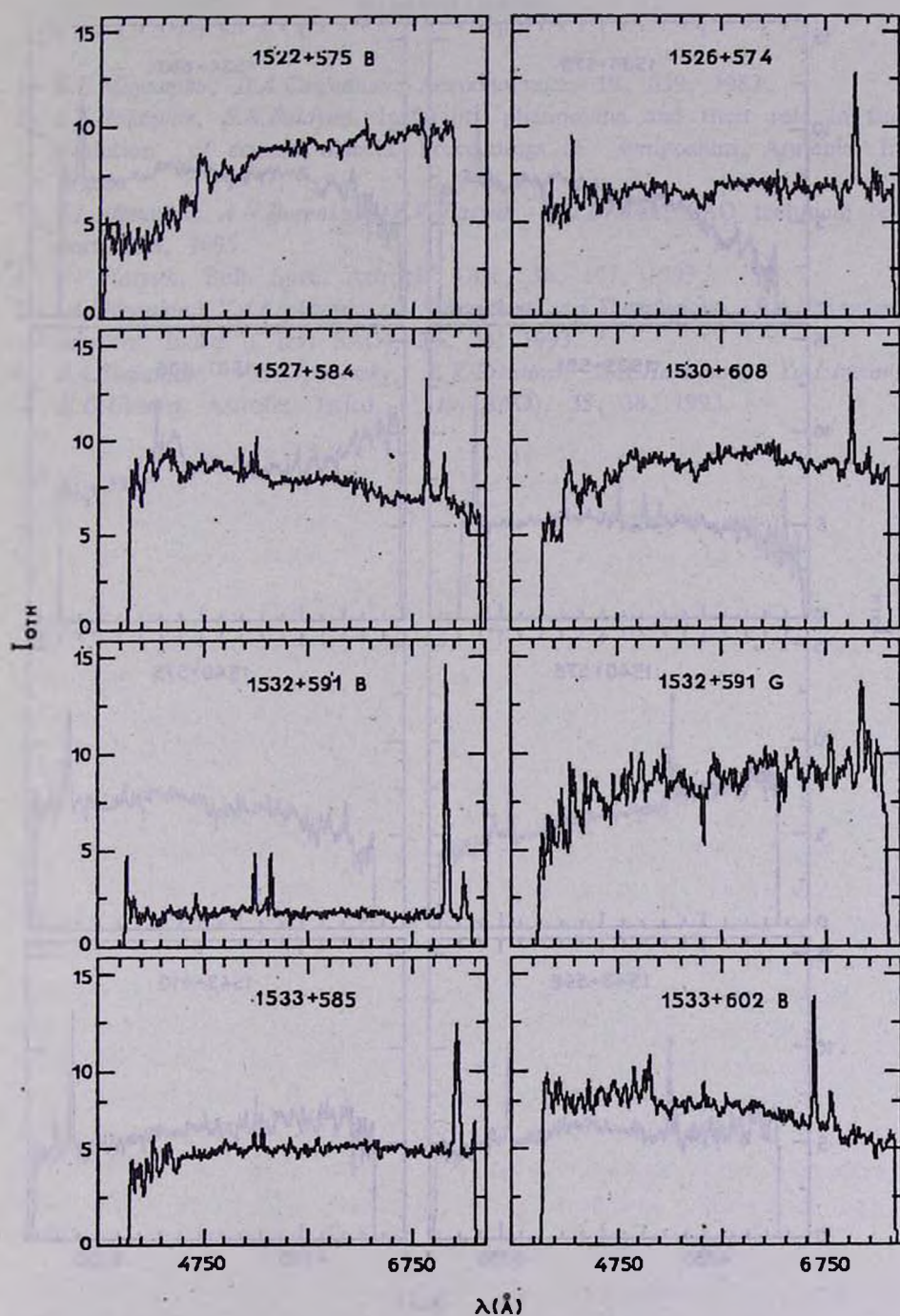


Рис.1. Спектры SBS галактик, полученные на 6-м телескопе САО РАН.

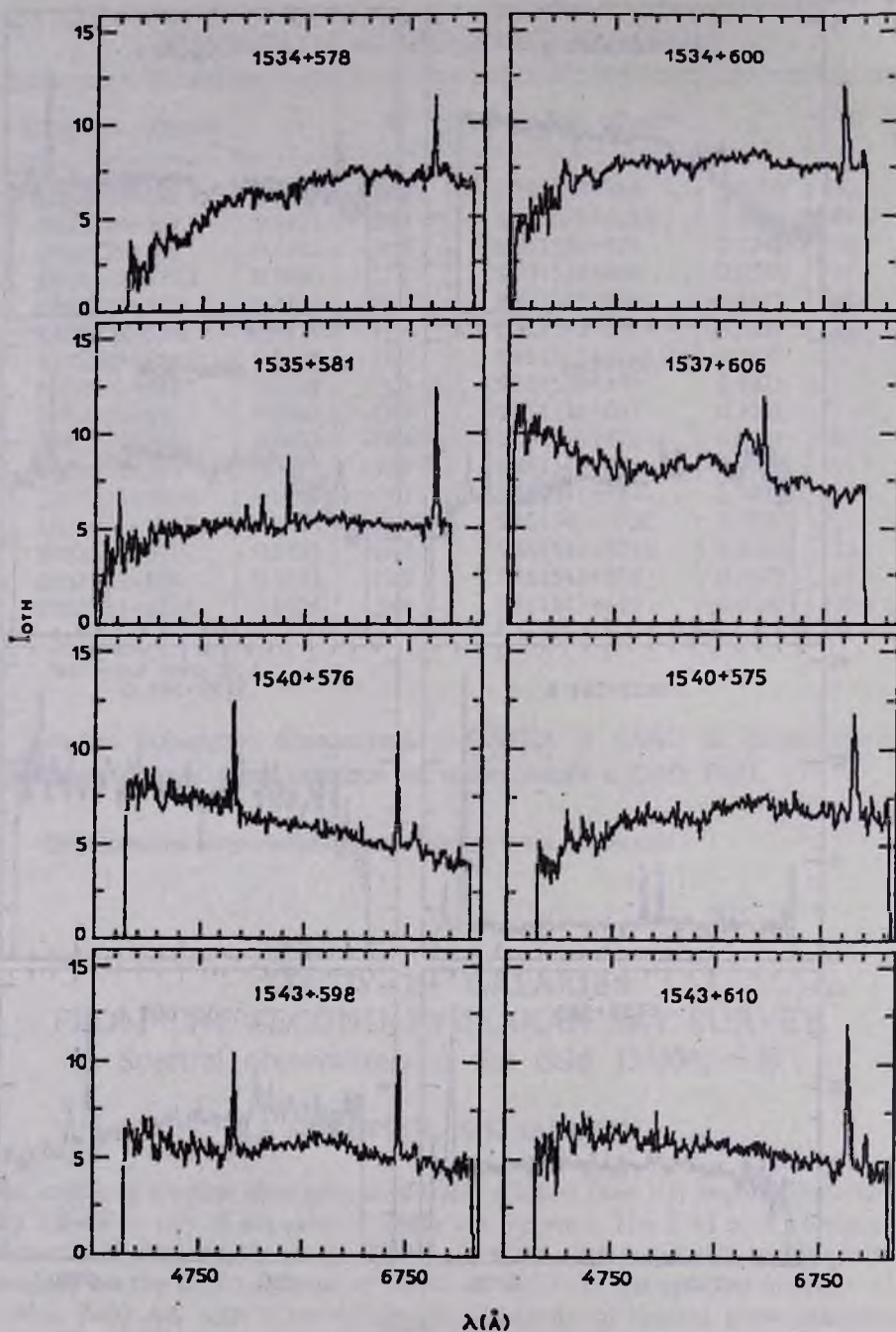


Рис. 2. Спектры SBS галактик, полученные на 6-м телескопе САО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
2. S.A.Hakopian, S.K.Balayan, *Instability phenomena and their role in the evolution of cosmic objects*, Proceedings of symposium, Armenia, in press.
3. V.L.Afanasiev, A.N.Burenkov, V.V.Vlasyuk, S.U.Drabek, *SAO technical report*, 234, 1995.
4. V.V.Vlasyuk, *Bull. Spec. Astroph. Obs.*, 36, 107, 1993.
5. J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova, S.A.Hakopian, *Astrofiz. Issled. (Izv. SAC)*, 35, 24, 1993.
6. J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova, S.A.Hakopian, Yu.I.Izotov, N.G.Guseva, *Astrofiz. Issled. (Izv. SAO)*, 35, 38, 1993.

УДК: 524.45:520.8

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ ИЗБЫТКОМ, СОСТАВЛЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

М.А.КАЗАРЯН

Поступила 29 октября 1996

Принята к печати 26 декабря 1996

Приводятся результаты спектрального и морфологического исследования галактик с УФ избытком №205, 206, 208 и 209 из списка [1]. Определены эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий. Определена также масса галактики №205.

1. *Введение.* Как известно, среди галактик с УФ избытком имеются такие, которые между собой составляют двойные, тройные и большей кратности системы. Такие системы встречаются в списках [1,2]. В настоящей работе изучаются две такие системы, составляющие галактики которых в [1] имеют порядковые номера 205 - 209. Первые две галактики №205 и 206 составляют пару, а остальные - триплет.

В табл.1 приведены размеры, морфологические типы, фотографические звездные величины, спектрально-морфологические (СМ) характеристики, красное смещение и абсолютные звездные величины для этих галактик, взятые из работ [1,3 - 5]. Морфологические типы, приведенные в табл.1, для галактик №207 - 209, были определены при помощи прямого снимка, полученного в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Репродукция этого снимка приведена в [4]. Морфологические типы галактик №205 и 206 определены на картах Паломарского атласа. В табл. 1. приведены следующие символы: S_s - спиральная галактика с ядром, $C+h$ - компактная, вокруг которой наблюдается гало, $Sp(n)$ - сфероидальная, в центральной части которой наблюдается яркая компактная область, ее можно принять за ядро галактики, а $S+mk$ - спиральная со многими сгущениями.

2. *Спектральные наблюдения.* Для спектрального исследования этих галактик на 6-м телескопе САО РАН с помощью спектрографа UAGS в сочетании с ЭОП УМК 91Б были получены их спектры с дисперсией приблизительно 100Å/мм на пленках Kodak 103a-0. При получении спектров щель спектрографа проходила через их центральные

Таблица 1

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ

№ галактики	Размеры	Морфологический тип	m_{κ}	СМ характеристики	z	M_{κ}
205	12x25"	SS ₊	16 ^m .0	d3	0.0248	-19 ^m .0
206	8	C+h	16.0	s2	0.0246	-19.0
207	9x12	Sp(n)	15.0	d3	0.0222	-19.7
208	5x8	E	15.8	d3	0.0226	-19.0
209	12x40	S+mk	15.8	d3	0.0228	-19.0

яркие области и имела ширину $\approx 1''$. В случае галактики №209 щель имела направление восток-запад, кроме ее центральной области в щель попадала также яркая область, которая находится от центральной области примерно на расстоянии $10''$ к западу. Как эта область, так и центральная область галактики №209 хорошо видны на фотографии, приведенной в [4].

Для калибровки использовались спектры, полученные ступенчатым ослабителем САО. Для определения спектральной чувствительности аппаратуры в качестве стандарта была выбрана звезда Feige 92, распределение энергии в спектре которой известно [6]. Спектры обрабатывались на микрофотометре ИФО-451 кафедры астрофизики ЕГУ.

Остальные данные об условиях наблюдений приведены в табл.2. Описание спектров и результаты предварительных исследований этих галактик, приведены в работах [3,4].

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ УСЛОВИЯХ НАБЛЮДЕНИЙ

№ галактики	Дата наблюдений	Экспозиция (в мин.)	Спектральная область (в Å)	Количество спектров
205	30.06.1984	10	3550-6400	1
-"	-"	10	4470-7500	1
206	-"	20	-"	1
-"	-"	20	3550-6440	1
208	01.10.1984	25	-"	1
-"	02.10.1984	15	4470-7500	1
209	01.10.1984	17	3550-6400	1
-"	02.10.1984	15	4470-7500	1

3. *Эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий.* В табл. 3-5 приведены эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий, наблюдавшиеся в спектрах этих галактик. Линии CaII $\lambda\lambda$ 3968 и 3934 наблюдаются в поглощении, в табл. 3 и 5 они отмечены символом "ab".

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ (В Å)

Ион	λ_0	№205	№206	№207	№208	№209(I)	№209(II)
[SII]	6731			9.7			
[SII]	6717			12.9			
[NII]	6584	2.8	11.2	14.5	3.6	7.0	11.8
H _γ	6563	} 9.2	36.2	45.5	20.6	24.8	37.8
[NII]	6548			4.0			
[OIII]	5007		5.2	10.8	6.5	3.9	4.7
[OIII]	4959		1.7	4.8	2.2	1.0	0.8
H _β	4861		8.8	7.0	4.5	5.1	6.3
H _γ	4340		3.6	3.3	1.8		
CaII	3968ab					1.8	
CaII	3934ab					5.3	
[OII]	3727		3.4	28.5	5.2	2.0	2.9

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Ион	λ_0	№206	№207	№208	№209(I)	№209(II)
[SII]	6731		1.1			
[SII]	6717		1.37			
[NII]	6584	2.74	3.31	1.6	4.45	0.81
H _γ	6563	} 9.72	9.89	7.80	13.08	4.06
[NII]	6548		0.90			
[OIII]	5007	0.58	1.51	1.73	0.58	0.66
[OIII]	4959	0.26	0.64	0.56	0.16	0.17
H _β	4861	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
H _γ	4340	0.52	0.44	0.18		
[OII]	3727	0.5	1.53	0.5	0.17	0.24

Данные об эквивалентных ширинах и относительных интенсивностях, приведенные в табл. 3 и 4 для галактик №206, 208 и 209 для линий [OIII] λ 5007, 4959 и H_{β} , являются средними из двух наблюдений с ошибкой 15-40%. Ошибки для ярких линий иногда меньше 15%, а для слабых достигают 50%. Что касается данных галактики №207, то значение для каждой линии, начиная от [SII] λ 6731 до линии [OII] λ 3727, является средним значением двух наблюдений. Их ошибки, зависящие от яркостей, также меняются в вышеотмеченном интервале.

Спектральные наблюдения галактики №207=NGC 6677. Они выполнены также на 2.6-м телескопе Крымской обсерватории К.К. Чуваевым [7]. Результаты исследования относятся к ее ядру.

На рис. 1 и 2 приведены профили линий, построенные по спектрам, полученным для галактик №206, 208 и 209. Для галактики №209

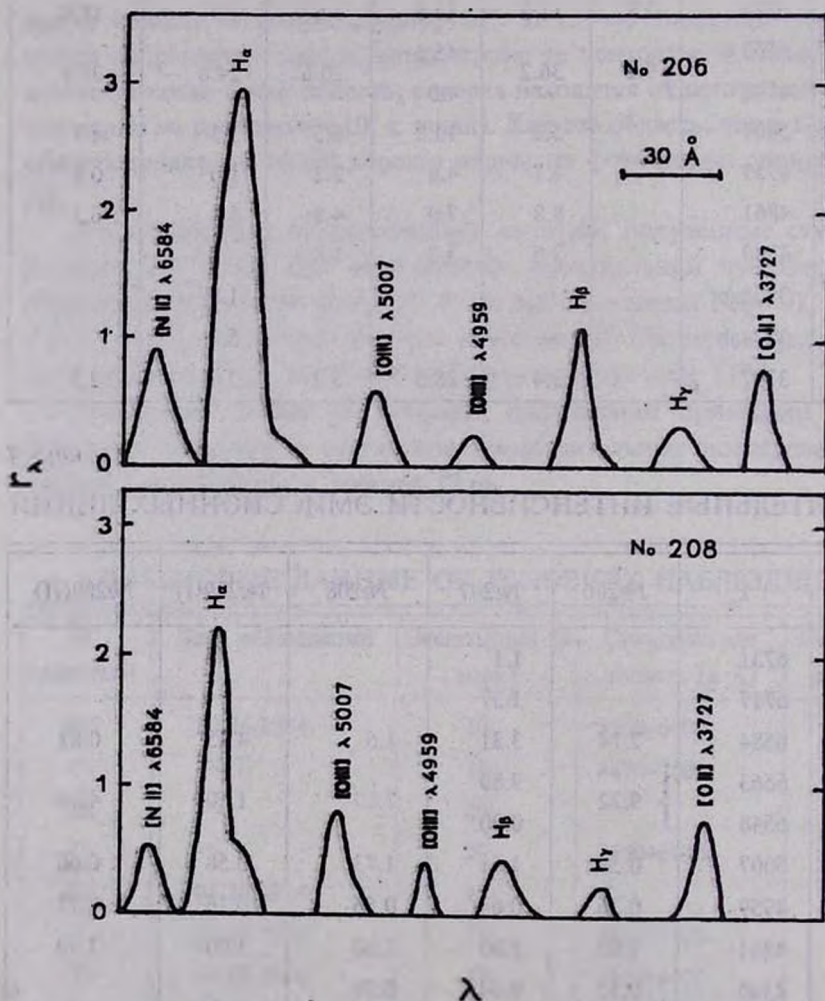


Рис.1. Профили линий, наблюдавшихся в спектрах галактик №206 и 208.

приведены профили линий ее центральной части и яркой области. На рис. 2 они обозначены римскими цифрами I и II соответственно. Как было отмечено выше эти части хорошо видны на фотографии, приведенной в [4].

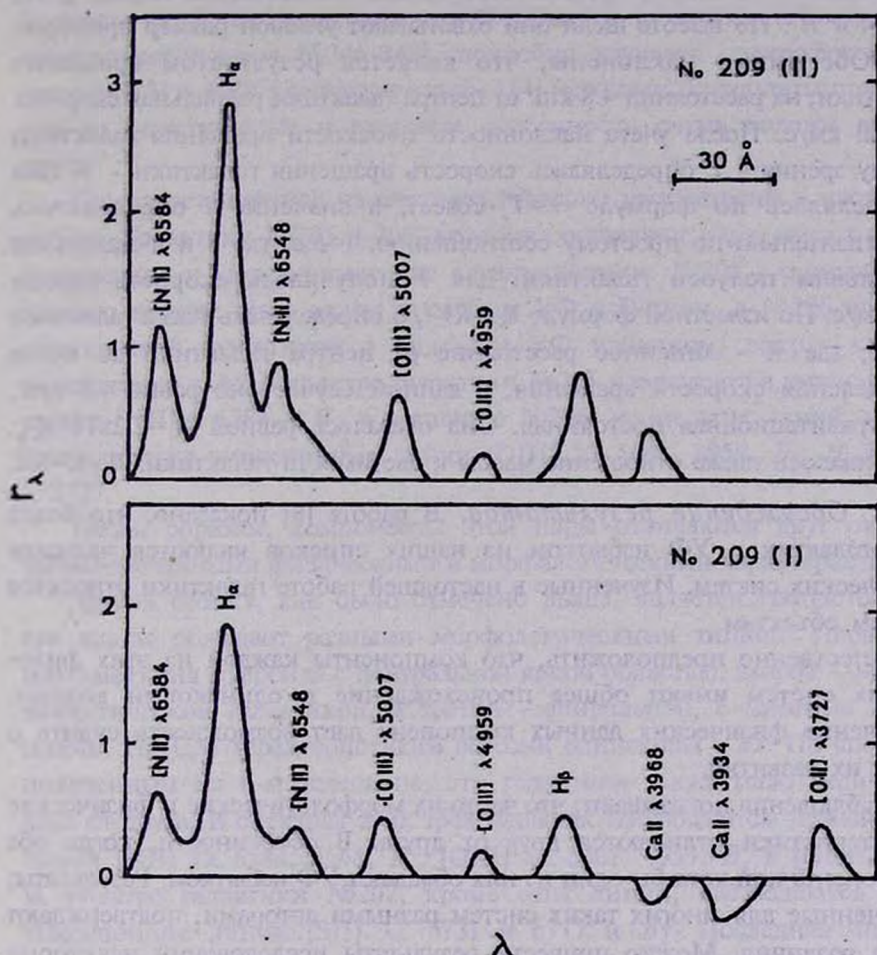


Рис.2. Профили линий, наблюдавшихся в спектрах центральной области (I) и яркой области (II) галактики №209

Полуширины линий, приведенные в табл. 5, не исправлены за инструментальный профиль линий. При обработке спектров изученных галактик, определялись также полуширины линий неба NS $\lambda\lambda$ 6364, 6300 и 5577.

Значения этих величин, полученные как для разных спектров той же галактики, так и для спектров разных галактик, мало отличаются друг от друга. Их среднее значение, которое примерно равно 200 км/с, можно принимать в качестве инструментального профиля линии и использовать для исправления полуширины линий галактик, приведенных в табл.5

4. *Масса галактики №205.* При получении спектров этой галактики щель спектрографа проходила через ее ядро и была направлена вдоль ее большой оси. В спектрах, охватывающих широкий интервал длин волн 7500-3550А, наблюдаются только эмиссионные линии [NII] λ 6584 и H_{α} . По высоте щели они охватывают угловой размер примерно 14". Обе линии наклонены, что является результатом вращения галактики, на расстоянии 4.8 кпк от центра галактики радиальная скорость $V_r=120$ км/с. После учета наклонности плоскости вращения галактики к лучу зрения - i , определялась скорость вращения галактики - V . Она определялась по формуле $V=V_r \cos i$, а значение i определялось приблизительно по простому соотношению, $i=b/a$, где b и a маленькая и большая полуоси галактики: для V получилась скорость равная 140 км/с. По известной формуле $M=RV^2/G$ определялась масса галактики №205, где R - линейное расстояние от центра галактики до места определения скорости вращения, в данном случае оно равно 4.8 кпк, G - гравитационная постоянная. Она оказалась равной $M=2.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Оценивалось также отношение массы к светимости галактики: $M/L=3.8$.

5. *Обсуждение результатов.* В работе [8] показано, что более 40% галактик с УФ избытком из наших списков являются членами физических систем. Изученные в настоящей работе галактики относятся к этим объектам.

Естественно предположить, что компоненты каждой из этих физических систем имеют общее происхождение и одинаковый возраст. Сравнение физических данных компонент дает возможность судить о путях их развития.

Наблюдения показывают, что часто их морфологические и физические характеристики отличаются друг от друга. В особенности, когда оба компонента или хотя бы один из них обладают УФ избытком. Результаты, полученные для многих таких систем разными авторами, подтверждают такие различия. Можно привести результаты исследований некоторых физических систем, один из компонентов или все компоненты которых являются галактиками с УФ избытком. В работе [9] изучалась пара галактик, один из компонентов которой является иррегулярной галактикой с УФ избытком, а другой - нормальной эллиптической галактикой. В [10] изучалась пара галактик, один из компонентов которой является компактной галактикой с УФ избытком, проявляющая бурную активность: в ее ядре в 1981г. наблюдался взрыв. Этот компонент одновременно является галактикой типа Sy1, а другой компонент этой пары - нормальная эллиптическая галактика. В [11,12] проводились исследования пары галактик, обе компоненты которой являются галактиками с УФ избытком, причем одна из них компактная и является

галактикой типа Sy2, а другая - иррегулярная, обладающая меньшей активностью.

Встречаются также такие физические системы, в которых компоненты мало отличаются друг от друга. Один такой триплет, компоненты которого являются галактиками с УФ избытком (в списках [2] они имеют порядковые номера №346-348), подробно изучался спекрофотометрическим [13] и *UBV* фотометрическим [14] методами. Результаты показали, что их спектральные и цветовые особенности очень похожи друг на друга.

Теперь остановимся на системах, которые рассмотрены в настоящей работе. Галактики №205 и 206, которые составляют пару, имеют разные физические и морфологические характеристики: №205 - спиральная с хорошо выраженным ядром и слабым УФ избытком, а №206 является компактной галактикой с сильным УФ избытком, вокруг которой наблюдается гало. В спектре галактики №205 наблюдаются эмиссионные линии [NII] λ 6584 и H_{α} , а в спектре №206, кроме этих линий, наблюдаются также эмиссионные линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и [OII] λ 3727.

Таким образом, компоненты этой пары отличаются друг от друга вышеотмеченными физическими и морфологическими характеристиками.

Другой объект, как было отмечено выше, является триплетом. Все его члены обладают разными морфологическими типами. Первый из них имеет вид сфероида с центральной яркой областью, второй - является эллиптической галактикой, а третий - спиральной, с многими сгущениями. По СМ характеристикам все они одинаковы - d3. По спектрам, полученным на 6-м телескопе, эти галактики также мало отличаются друг от друга. В спектрах этих трех галактик наблюдаются эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{α} , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} и [OII] λ 3727. В спектре галактики №207, кроме этих линий, наблюдаются также эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731 и 6717 и H_{γ} . Последняя линия в эмиссии наблюдается также в спектре галактики №208. В центральной области галактики №209 наблюдаются линии поглощения CaII $\lambda\lambda$ 3968 и 3934.

Из отмеченных эмиссионных линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 возникают в областях газовых составляющих галактик, имеющих высокую возбужденность. Среди изученных галактик, эти линии являются самыми интенсивными у №207 и 208. Самой низкой возбужденностью обладает газовая составляющая галактики №205, так как в ее спектре линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 вообще отсутствуют.

Теперь остановимся на полуширинах линий, наблюдавшихся в спектрах изученных галактик, и приведенных в табл. 5. Отметим, что

они не исправлены за инструментальный профиль. В качестве полуширины инструментального профиля линий выше было принято 200 км/с.

Из табл 5 видно, что самые большие полуширины линий наблюдаются в ядрах галактик №208 и 209, значения которых, после исправления за инструментальный профиль линий, меняются в пределах 260-410 км/с.

Таблица 5

ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ FWHM (КМ/С)

Ион	λ_0	№205	№206	№207	№208	№209
[NII]	6584	430	520	340	320	460
H _α	6563	370	570	270	340	460
[OIII]	5007		460	250	510	540
[OIII]	4959		360	300	300	480
H _β	4861		520	260	520	520
H _γ	4340		530		550	560
CaII	3968ab					530
CaII	3934ab					610
[OII]	3727		560		480	600

У остальных галактик те же величины более низкие, причем самые низкие значения наблюдаются у галактики №207, которые мало отличаются от полуширин линий неба. По полуширинам линий галактики №208 и 209 занимают промежуточное положение между галактиками с узкими эмиссионными линиями и сейфертовскими галактиками. Что касается остальных галактик, то их можно отнести к числу галактик с узкими эмиссионными линиями. На основании вышеизложенных физических особенностей рассмотренных галактик, можно заключить, что их газовые составляющие обладают разными степенями возбужденности, свечение которых обеспечивают звезды типа О и В.

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS, WHICH COMPOSE PHYSICAL SYSTEMS

M.A.KAZARIAN

The results of spectrophotometry and morphology of galaxies with UV excess №205, 206, 208 and 209 from the list [1] are presented. The equivalent widths, relative intensities and FWHM of the lines are obtained. The mass of the galaxy №205 is also estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 15, 5, 1979; 15, 193, 1979.
2. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 16, 17, 1980; 18, 512, 1982; 19, 213, 1983.
3. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
4. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Письма в АЖ*, 9, 648, 1983.
5. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 39, 331, 1996.
6. *R.P.S.Stone*, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
7. *К.К.Чуваев*, *Письма в АЖ*, 13, 451, 1987.
8. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 28, 487, 1988.
9. *М.А.Казарян*, *Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 13, 415, 1977.
10. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 19, 411, 1983.
11. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 20, 35, 1984.
12. *А.А.Егизарян*, *Астрофизика*, 25, 425, 1986.
13. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 30, 575, 1989.
14. *В.С.Тамазян*, *Астрофизика*, 20, 43, 1984.

УДК: 524.31.082

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ. III. НАБЛЮДЕНИЯ КРАСНЫХ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

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

Поступила 2 января 1997

20 звезд окрестности Солнца с 52 спектрами являются основой этого списка. 12 из них известны как вспыхивающие звезды типа UV Кита. Остальные звезды ведут себя как вспыхивающие, но не известны как вспыхивающие. Среди 20 звезд много вспыхивающих двойных и тройных. Все они принадлежат населению диска Галактики. Красные карликовые звезды составляют одно из многочисленных населений системы. Вспыхивающие звезды или продолжают вспыхивать, или прекратили вспышечную активность. Приведены три диаграммы, которые показывают удовлетворительные согласия с ожидаемыми. Проведен кластерный анализ, который находится в соответствии с исходным положением и подтверждает сказанное.

1. *Введение.* Наблюдательные данные свидетельствуют, что вспыхивающие звезды в звездных скоплениях и ассоциациях по своим характеристикам существенно не отличаются от вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестностей Солнца. Наблюдаемые между ними различия (светимость, связь с диффузной материей и т.д.) можно объяснить как эволюционные изменения, обусловленные различиями в их возрастах.

Вспыхивающие звезды типа UV Кита, после их распада, входят в общее галактическое звездное поле и обогащают его. Это естественное явление обусловлено очень старой генерацией звезд и стало известным после того, как Хербиг [1] выдвинул идею о распаде звезд окрестности Солнца, которые являются распавшимися скоплениями и ассоциациями, имеющими большой возраст.

Исходя из этого, из каталога Глизе и др. [2] были выбраны 20 звезд [3], 12 из которых известны как вспыхивающие звезды, а остальные - либо еще не известны как вспыхивающие, либо они уже прекратили фазу вспышечной активности.

В настоящей статье приводятся спектральные наблюдения вспыхивающих звезд этого списка.

2. *Наблюдения спектров красных карликовых звезд окрестности Солнца.* Спектральные наблюдения 20 звезд из каталога Глизе и др. [2] были выполнены в фокусе Кассегрена на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории Национальной Академии

наук Армении, в 1986-1989 гг.

В настоящей работе приведены результаты измерений 52 спектров 20 красных карликовых звезд окрестности Солнца. Данные об этих наблюдениях представлены в табл.1, где в последовательных столбцах приведены: порядковый номер, название звезды по каталогу Глизе и др. [2] и по каталогу вспыхивающих звезд Гершберга [4], дата наблюдения, видимая звездная величина, спектральный диапазон и количество полученных спектров. Звездочкой отмечены известные вспыхивающие звезды.

Спектры получены универсальным спектрографом "UAGS", с дифракционной решеткой 651/8, с обратной линейной дисперсией 100А/мм, на пленках Kodak 103aO, A500 и A600H с помощью ЭОП-а.

Регистрация спектров была осуществлена на микроденситометре PDS-1010A Бюраканской обсерватории. При сканировании спектров использовались диафрагмы различных размеров, большей частью 50 мкм х 50мкм. Во всех случаях шаг сканирования выбирался в два раза меньше ширины сканирующей щели.

Построение дисперсионных кривых было осуществлено с помощью лампы He-Ne-Ag с наполнением. Фотоэмульсия на восприимчивость была прокалибрована с помощью трубчатого фотометра Бюраканской обсерватории.

Обработка спектров была осуществлена, как и прежде [5], полуавтоматически, с помощью системы обработки спектров AIDA, созданной на персональном компьютере типа PC/AT 286 на базе системы АДА в Бюракане.

3. Спектральные классы и светимости звезд. Спектральные классы и светимости исследованных нами красных карликовых звезд были определены с помощью индексов полос поглощения окиси титана (TiO), введенных Стауффером [6] и Стауффером и Гартманном [7].

Используя интенсивности молекулярных полос TiO и других молекул по методу, предложенному в работе Петтерсена и Хаули [8], были также оценены абсолютные визуальные звездные величины исследуемых звезд. Значения спектральных индексов TiO, спектральных классов и абсолютных звездных величин исследованных звезд приведены в табл.2. Используются индексы D54, D59, D61 и D65.

Четыре звезды (Глизе 268, 278С, 388 и 473АВ) нашего списка исследованы также Петтерсеном и Хаули [8]. Согласие между этими определениями удовлетворительное: расхождение спектрального класса меньше одного подкласса, а абсолютной величины не превышает 1^m, в среднем. То же самое можно утверждать о спектральных индексах TiO и полученных с их помощью оценках спектральных классов и абсолютных

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЛИЖАЙШИХ КРАСНЫХ
КАРЛИКОВ ТИПА UV КИТА ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

Звезды		m_v	Дата наблюдения	Спектральный диапазон (A)	Количество спектров
Глизе [2]	Гершберг [4]				
65AB*	UV Cet AB	12.45	06/11/89	5000-7750	2
109*	"	10.58	24/11/88	"	2
268*	Ross 986	11.48	08/11/88	"	2
			30/01/89	4350-7500	2
277A*	Ross 989	10.60	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	2
277B*	-	11.76	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	2
278C*	YY Gem	9.07	30/01/89	"	2
308AB	-	11.10	29/01/89	4750-7500	1
		11.20	30/01/89	4350-7500	2
319AB	-	9.70	29/01/89	4750-7500	1
319C	-	11.83	29/01/89	"	1
			30/01/89	4350-7500	2
333.2A	-	12.28	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	2
333.2B	-	12.70	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	2
388*	AD Leo	9.43	05/1286	32507350	6
			29/01/89	4750-7500	1
398*	-	12.61	29/01/89	"	1
406*	CN Leo	13.53	29/01/89	"	1
			30/01/89	4350-7500	2
412B*	WX UMa	14.53	30/01/89	"	2
414B	-	10.00	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	2
414.1A	-	11.40	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	2
473AB*	Wolf 424AB	13.16	29/01/89	4750-7500	1
			30/01/89	4350-7500	1
896A*	EQ PegA	10.38	08/11/88	5000-7750	1
896B*	EQ PegB	12.40	08/11/88	"	1

Таблица 2

**ЗНАЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНДЕКСОВ ОКИСИ TiO,
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО МЕТОДУ СТАУФФЕРА [6] И СТАУФФЕРА
И ГАРТМАННА [7] ДЛЯ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ
ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА**

Название звезды Глизе [2]	TiO				Sp	M _v
	D54	D59	D61	D65		
65AB*	0.216	0.675	0.307	0.317	M5.5	15.0
109*	0.126	0.534	0.135	0.060	M4	11.1
268*	0.357	0.580	0.176	0.287	M5.5	12.6
277A*	0.217	0.561	0.103	-0.034	M4.5	10.3
277B*	0.299	0.567	0.204	0.136	M5.5	11.5
278C*	0.098	0.438	-0.044	-0.124	M3	8.4
308AB	0.130	0.695	-0.052	-0.166	M5	9.4
319AB	-0.049	0.172	0.101	0.041	M0	9.0
319C	0.179	0.626	0.154	0.140	M5.5	10.9
333.2A	0.227	0.611	0.180	0.128	M5.5	10.7
333.2B	0.254	0.624	0.084	0.152	M5	11.1
388*	0.166	0.580	0.166	-0.074	M5	11.0
398	0.257	0.695	0.138	0.134	M6	11.9
406*	0.068	0.414	-0.142	-0.312	M2.5	16.7
412B*	0.351	0.494	0.216	0.222	M5	16.0
414B	0.157	0.492	0.041	-0.045	M4	9.5
414.1A	0.227	0.518	0.151	0.028	M4.5	10.04
473AB*	0.482	0.620	0.206	0.363	M6	15.0
896A*	0.175	0.627	0.149	0.237	M4	11.5
896B*	0.280	0.637	0.275	0.400	M5	12.0

звездных величин. Они не отличаются значительно по спектральному классу и абсолютной звездной величине.

4. *Распределение известных вспыхивающих и "невспыхивающих" звезд на диаграмме Герцшпрунга-Ресселя.* Имея спектры и абсолютные величины звезд нашего списка мы построили их спектр и светимость - звездная величина диаграмму. Часть, представляющая главную последовательность, естественно, неопределенная. Однако

диаграмма Герцшпрунга-Рессела показывает, что все звезды, независимо от того, известны они как вспыхивающие или нет, занимают почти одинаковое положение на этой диаграмме. Например, 8 звезд не известных как вспыхивающие, располагаются на диаграмме как "вспыхивающие".

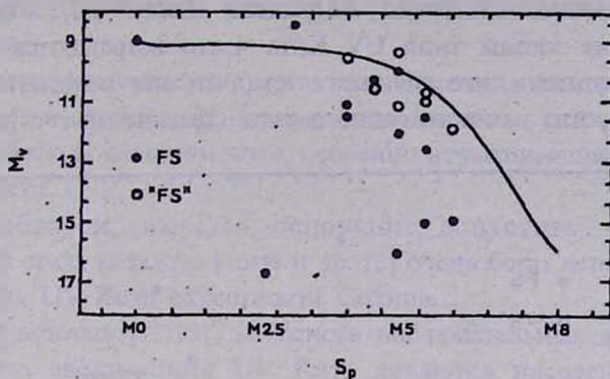


Рис.1. Диаграмма Герцшпрунга-Ресселя для вспыхивающих и "невспыхивающих" звезд окрестности Солнца.

Это дает основание считать, что все они имеют одинаковые параметры. Их сходство вытекает и из рис.2, где спектральные классы и светимости сопоставлены с одним из индексов TiO. Остальные индексы тоже находятся в согласии с другими индексами TiO.

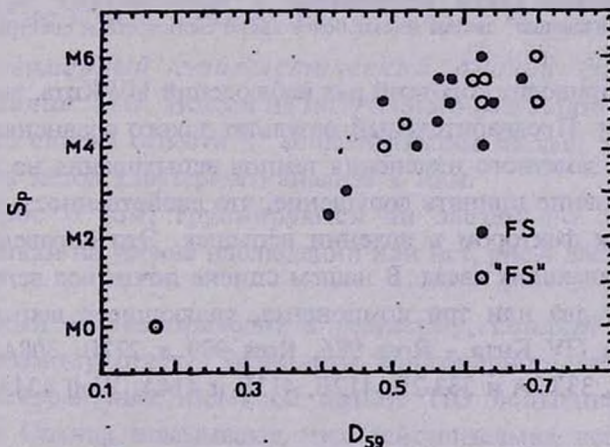


Рис.2 Спектральные классы и абсолютные звездные величины в зависимости от спектрального индекса TiO для вспыхивающих и "невспыхивающих" звезд окрестности Солнца.

Отметим, что известные вспыхивающие звезды имеют, в среднем, более поздние спектральные классы и сравнительно низкие светимости. Например, средняя светимость 12 вспыхивающих звезд равна 12.5, а

средний спектральный класс M4.6, в то время, как у 8 “невспыхивающих” звезд средний спектр M4.4, а светимость 10.4. Все они локализованы в спектральных классах M0-M6. Сравнение спектров и абсолютных величин подтверждает их физическое сходство.

5. *Многочисленность вспыхивающих звезд типа UV Кита среди близлежащих звезд каталога Глизе [2].* Известно, что вспыхивающие звезды типа UV Кита часто встречаются двойными и тройными группами, что связано с тем, что они рождаются вместе. В табл.1 видно, что вспыхивающие звезды связаны друг с другом.

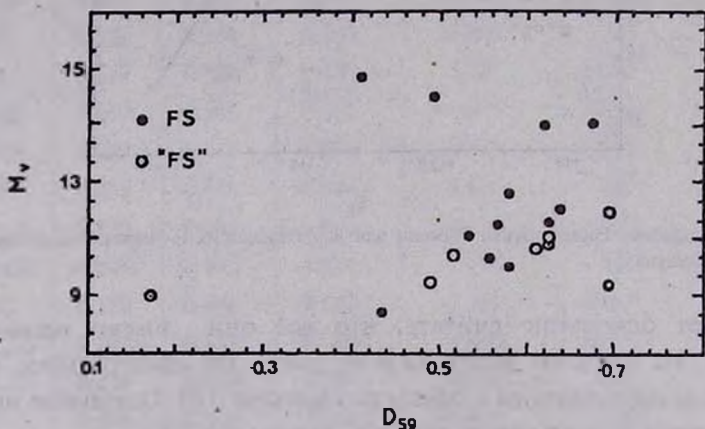


Рис.3 Спектральные классы “вспыхивающих” и “невспыхивающих” звезд идентичные. Однако “невспыхивающие” звезды имеют более яркие светимости и спектральные классы.

Эванс [9] приводит короткий ряд наблюдений UV Кита, выполненный Клодом Лейси. Предварительный результат такого сравнения указывает на отсутствие заметного изменения темпов вспыхивания на этой звезде. Это дает основание принять допущение, что двойственность не является регулирующим фактором в явлении вспышек. Это справедливо и для других вспыхивающих звезд. В нашем списке почти все вспыхивающие звезды имеют два или три компонента, являющиеся вспыхивающими звездами типа UV Кита - Ross 986, Ross 989 и 277B; 308AB, 319AB и 319C; UV Cet, 333.2A и 333.2B; 412B, 413B и 414A, Wolf 424AB; EQPegA, EQPegB.

В исследовании Родоно [9] приводится список 39 двойных и кратных систем, содержащих 97 звезд, почти половина из которых до сих пор показали вспышки.

Наблюдаемые вспышки относятся к этим системам в целом. Между тем, пример самой звезды UV Кита показывает, что вспышечной активностью иногда могут обладать оба компонента двойной системы.

Значительный интерес представляет тот факт, отмеченный Родоно [10], что двойные системы среди вспыхивающих звезд встречаются гораздо чаще, чем среди других звезд. Согласно работе Вули и др. [11], среди близлежащих звезд 35% являются двойными.

Между тем, среди близлежащих вспыхивающих звезд процент двойных систем значительно больше - около 60 [12]. Согласно Эвансу [10] этот процент выше - около 85.

Это является следствием того, что вспыхивающие звезды, родившиеся в ассоциациях и скоплениях после распада системы, оказываются в общем галактическом звездном поле, особенно вспыхивающие звезды низкой светимости.

Таким образом, имеется основание допустить, что каталог близлежащих звезд каталога Глизе и др. [2] очень богат вспыхивающими звездами типа UV Кита окрестности Солнца.

В работе авторов [12,13], на основе наблюдательных данных, было показано, что звезды типа UV Кита являются населением общего галактического звездного поля и распределены в диске Галактики. Это дает основание заключить, что обе разновидности вспыхивающих звезд - вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца - UV Кита и вспыхивающие звезды в ассоциациях и скоплениях, составляют единый класс объектов, обладающих общим свойством - вспышечной активностью. Они со временем покидают ассоциации и скопления и входят в общегалактическое звездное поле, причем сначала сравнительно яркие, а затем и более низких светимостей.

6. *Многомерный статистический анализ спектральных индексов линий TiO.* Исходя из полученного результата можно все 20 звезд нашего списка отнести к вспыхивающим звездам типа UV Кита и применить метод кластерного анализа к ним.

На вопрос о том, группируются ли звезды по спектральным характеристикам на уровне наблюдений или нет, рис.4 дает утвердительный ответ.

Кластерный анализ приводит к результату, который соответствует точно ожидаемому ответу. Результаты многомерного статистического анализа спектральных индексов линий TiO вспыхивающих звезд окрестности Солнца показывают, что, действительно, все 20 звезд по своим спектральным характеристикам находятся на положенном месте. Они указывают, что многомерный кластерный статистический анализ поддерживает этот результат.

Многомерный статистический анализ показывает (использованы некоторые полосы TiO), что результаты анализа соответствуют ожидаемому положению. Исходя из этого следует, что окрестность Солнца,

как и диск нашей Галактики, весьма богата вспыхивающими звездами, особенно низкой светимости, причем много звезд двойных и тройных.

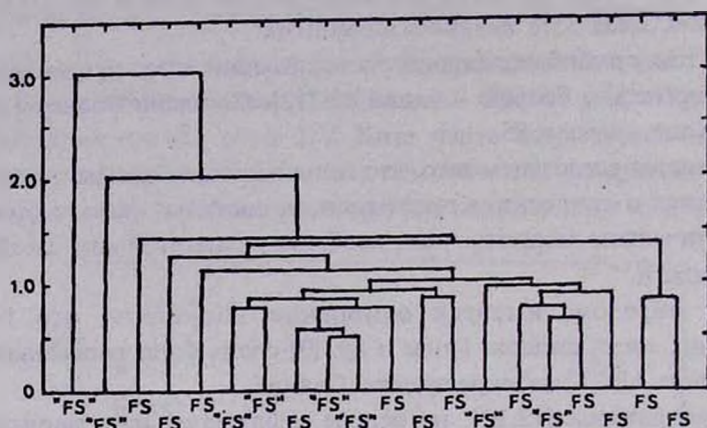


Рис.4 Результаты кластерного анализа для вспыхивающих и "невспыхивающих" звезд по четырем спектральным индексам окиси титана.

Таким образом, многомерный кластерный анализ дает правильный ответ на поставленный нами вопрос. Все "вспыхивающие" и "невспыхивающие" звезды из нашего списка имеют сходные параметры. Однако, во многих случаях трудно ответить на вопрос, который из компонентов вспыхивает [14]. Расстояние компонентов друг от друга составляет несколько секунд дуги. Поэтому точно определить, который из компонентов вспыхивает - не поддается определению. Приходится принимать, что вспыхивание происходит на одном из них, не зная на котором. Не исключается возможность вспыхивания в системе других компонентов. Это означает, что в системе вспыхивают и другие звезды, чаще всего звезды очень низкой светимости.

7. Заключение. 20 "вспыхивающих" и "невспыхивающих" звезд из каталога близлежащих звезд каталога Глизе [2] были наблюдаемы, причем 8 из которых неизвестны как вспыхивающие звезды или уже прекратили свою вспышечную активность. Это дает основание заключить, что эти звезды, по-видимому, являются активными вспыхивающими звездами, имеют идентичные параметры и не отличаются от вспыхивающих звезд типа UV Кита.

Они составляют одно из самых богатых населений диска нашей Галактики и распределены почти равномерно. Вспыхивающие звезды большей частью имеют двойные и тройные компоненты. Они весьма распространены и имеют очень высокий процент вспыхивания, особенно

среди других звезд. Многочисленность вспыхивающих звезд широко известна и согласно Эвансу [9] достигает до 85%.

Таким образом, имеются вспыхивающие звезды, которые неизвестны, но вспыхивают в системах двойных, тройных и большей кратности звезд.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения.

SPECTRAL OBSERVATIONS OF RED DWARFS III. OBSERVATIONS OF RED STARS IN VICINITY OF SUN

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

20 stars of Solar vicinity with 52 spectra are foundation of this list. 12 of them are noun as flare stars of UV Ceti type. Other stars seems as flare stars, but are not known as flare stars. Among 20 stars are many double and triple stars. Nombreous of them belong to the disk of our Galaxy. Red dwarf stars constitute the numerous population of this system. Three diagrams are bringing which showed a sitisfactory accuracy with expected results. These stars are flaring or stop their flare activity. The cluster analisis show that it is in best agreement with expected distribution.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Herbig*, Symposium On Stellar Evolution, ed. J. Sahade, Astron. Observ. Nat. Univ. La Plata, 1962, p.45.
2. *W.Gliese*, Catalogue of Nearby Stars, Veroffentlichungen des Astronomischen Rechen-Institute, Heidelberg, Nr.22, 1969.
3. *Л.В.Мирзоян*, Астрофизика, 36, 277, 1993.
4. *Р.Е.Гершберг*, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978, см. *Н.Л.Шаховская*, Звезды типа UV Ceti солнечной окрестности.
5. *Т.Ю.Магакян, С.В.Зарацян*, Сообщ. Бюраканской обс., 55, 80, 1984.
6. *J.R.Stauffer*, Astron. J., 85, 1341, 1980.
7. *J.R.Stauffer, L.W.Hartmann*, Astrophys., J. Suppl. Ser., 61, 531, 1986.
8. *B.R.Pettersen, S.L.Hawley*, Astron. Astrophys., 217, 187, 1989.
9. *Д.С.Эванс*, Труды Бюраканского симпозиума, под ред. Л.В. Мирзояна,

10. *M.Rodono*, Flare Activity Binary Systems, Catania Obs.Preprint, 1979.
11. *R.Wooley, S.B.Pocock, E.A.Epps, R.Flinn*, Roy.Observ.Bull., No.166, 1971.
12. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян*, Астрофизика, 33, 5, 1990.
13. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, А.Л.Мирзоян*, Астрофизика, 31, 259, 1989.
14. *G.H.Herbig*, Problems of Physics and Evolution of the Universe, ed. L.V. Mirzoyan, Acad. Sci. Armenian SSR, Yerevan, 1978, p.171.
15. *V.A.Ambartsumian, L.V.Mirzoyan*, New Directions and New Frontiers in Variable Star Research, IAU Colloquium No.15, Veroff, Bamberg, 9, No. 100, 98, 1971.

УДК: 524.316

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. IX. ПОЛОСА $-15^{\circ} \leq \delta \leq -11^{\circ}$

Г.В.АБРАМЯН¹, К.С.ГИГОЯН¹,
В.В.АМБАРАН¹, М.АЗЗОПАРДИ²

Поступила 20 января 1997

Принята к печати 25 февраля 1997

Приводится девятый список звезд поздних *M* и *C* спектральных классов, выявленных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба в полосе $-15^{\circ} \leq \delta \leq -11^{\circ}$. Из отобранных 123 объектов 83 открыты впервые (82 *M* - звезд и одна углеродная звезда раннего *RO-RJ* подкласса). 15 объектов из 83, выявленных впервые, являются неидентифицированными IRAS - источниками. Установлена принадлежность 15 ассоциированных объектов к спектральному классу *M*. Некоторые новые данные приводятся также и для рентгеновского источника 2E0019.2 - 1247. Для отобранных объектов даются экваториальные координаты, спектральные классы и звездные величины в красном цвете.

1. *Введение.* Продолжается отбор и каталогизация слабых звезд поздних *M* и *C* спектральных классов на базе низкодисперсионного материала Первого Бюраканского спектрального обзора неба (First Byurakan Survey-FBS [1]) с целью детального изучения этих объектов на высоких галактических широтах. Целесообразность и необходимость изучения слабых звезд указанных спектральных классов на высоких широтах отмечалась нами в предыдущих наших работах [2-4].

Как указывалось в работах [5], большой спектральный диапазон (3400-6900 Å) обзора FBS позволяет уверенно выделить как *R*, *N*, так и *M* - звезды, ранних и поздних подклассов. Некоторые данные о FBS - обзоре изложены в предыдущих работах данной серии [5-7].

Большинство известных до 1990 г. *C* и *M* - звезд в высоких галактических широтах были выявлены на пластинках обзоров Case[8] и Мичигана [9,10].

Для поиска более слабых углеродных звезд на высоких галактических широтах недавно Гринном и др. [11] начат широко-угольный ПЗС - обзор в обсерватории Китт Пик. В работе [12] сообщается об обнаружении 30 новых очень слабых углеродных звезд на высоких широтах, выявленных на пластинках АРМ - многоцветного обзора квазаров с большими красными смещениями [13].

На высоких галактических широтах начато также и систематическое изучение слабых *M* - звезд. В работах [14,15] приведены результаты

фотометрических и спектрофотометрических исследований слабых М - звезд, выявленных Стивенсоном [16] в обсерватории Уорнера и Суэзи.

В настоящей статье дается девятый список новых слабых звезд спектральных М и С - классов, отобранных на пластинках FBS - обзора.

2. *Идентификация и звездные величины объектов.* Для всех отобранных на пластинках FBS - обзора красных звезд рассматривается ассоциированность с известными объектами существующих каталогов. Для этого нами используется база астрономических данных SIMBAD[17], дающих детальную (максимально возможную) информацию об известных объектах (данные об известных объектах рассматриваются внутри поля, размером $1'$, которое создается с помощью программы вокруг каждой звезды, координаты которой введены нами).

Кроме рассмотрения связи с известными объектами, нами проводятся также и автоматизированная идентификация с точечными IRAS - источниками, для чего используются данные трех каталогов: PSC - Point Source Catalog, FSC - Faint Source Catalog и SSC - Serendipitous Survey Catalog [18-20]. В результате идентификации с инфракрасными IRAS - источниками определяются две важные характеристики: угловое расстояние (ρ) между FBS и IRAS объектами и позиционный угол (θ), считываемый в направлении с севера на восток через запад. Процесс автоматизированной идентификации отобранных объектов с IRAS - источниками детально изложен в работе [6].

Звездные величины всех отобранных объектов оцениваются нами на Паломарских (PA) Е и О - картах, согласно соотношения "диаметр-звездная величина" [21]. Мы даем также для каждого объекта цветовую характеристику [6,7] (которая зависит от подкласса отобранных М и С - звезд). Следует отметить, что группой исследователей университета Миннесота начато создание оцифрованных данных APS[22] на базе Паломарских Е и О - обзоров, позволяющих более точно определить звездные величины на PAЕ и О - картах, а также получить информацию о типе объекта (звезда или галактика), цветовых характеристиках и о диаметрах объектов.

На рис. 1 (а,б) для 60 объектов (из табл.1 настоящей работы, имеющих APS - оцифрованные данные) приводятся зависимости звездных величин и диаметров, определенных нами согласно [21], от аналогичных величин тех же объектов, заимствованных из оцифрованных APS - баз данных [22].

Таблица 1

СПИСОК КРАСНЫХ ЗВЕЗД

№	Названия FBS	Координаты		Спектр. тип	Зв. велич. R	Цвет. хар.	IRAS идентифи- кация
		α_{1950}	δ_{1950}				
1	2	3	4	5	6	7	8
1	005-110	00 ^h 05 ^m 47 ^s .0	-11°01'41"	M6-7	13 ^m .7	VR	PSC 02313-1322
2	0018-143	00 18 11.3	-11 01 41	M3-4	12.8	VR	
3	0019-120	00 19 00.0	-12 02 14	M4-5	13.8	R	
4	0019-127	00 19 14.2	-12 47 48	M4-5	13.8	R	
5	0027-149	00 27 28.0	-14 55 50	M5-6	13.8	R	
6	0037-137	00 37 58.7	-13 46 21	M7-8	15.0	VR	
7	0041-121	00 41 56.8	-12 07 17	M6-7	14.2	VR	
8	0042-125	00 42 06.0	-12 32 34	M5-6	15.1	R	
9	0042-120	00 42 22.0	-12 04 56	M6-7	13.5	VR	
10	0056-125	00 56 46.5	-12 34 49	M6-7	13.5	VR	
11	0102-111	01 02 35.2	-11 09 31	M5-6	14.2	VR	
12	0102-110	01 02 36.0	-11 05 25	C(R)	15.0	Y	
13	0103-118	01 03 07.0	-11 48 20	M4-5	12.2	R	
14	0107-121	01 07 51.0	-12 07.18	M3-4	12.5	R	
15	0111-137	01 11 17.5	-13 46 33	C(R)	12.5	Y	
16	0133-136	01 33 30.0	-13 46 11	M4-5	12.5	R	
17	0137-123	01 37 34.3	-12 21 40	M3-4	11.0	R	
18	0141-145	01 41 51.5	-14 30 30	M6-7	13.5	R	
19	0144-146	01 44 41.5	-14 39 45	M6-7	12.2	R	
20	0201-138	02 01 17.5	-13 49 08	M4-5	12.2	VR	
21	0211-114	02 11 05.4	-11 29 07	M3-4	12.2	R	
22	0215-128	02 15 47.4	-12 49 28	M5-6	12.2	R	
23	0219-134	02 19 53.1	-13 24 38	M6-7	12.2	VR	
24	0222-136	02 22 44.5	-13 37 36	C(R)	9.5	VR	
25	0231-133	02 31 18.3	-13 21 51	M6-7	9.0	VR	
26	024-141	02 42 56.7	-14 08 58	M3-4	12.2	R	
27	0243-149	02 43 45.8	-14 54 24	M4-5	12.8	VR	
28	0249-117	02 49 35.0	-11 46 34	M6-7	12.8	R	
29	0257-118	02 58 43.5	-11 51 16	M6-7	12.8	R	
30	0258-118	02 58 43.5	-11 49 30	M6-7	11.0	VR	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
31	0301-130A	03 01 18.2	-13 02 14	M4-5	12.2	R	PSC 03094-1203
32	0301-130B	03 01 25.0	-13 02 48	M4-5	12.2	VR	
33	0303-132	03 03 28.5	-13 17 15	M4-5	12.2	VR	
34	0309-120	03 09 28.8	-12 03 55	M5-6	9.7	VR	
35	0309-123	03 09 51.3	-12 19 29	M6-7	12.2	VR	
36	0321-150	03 21 36.5	-15 03 22	M3-4	12.8	R	
37	0328-135	03 28 11.7	-13 33 55	M4-5	12.8	VR	
38	0331-138	03 31 08.5	-13 51 02	M3-4	12.2	R	
39	0335-137	03 35 33.8	-13 44 33	M6-7	12.8	VR	
40	0336-119	03 36 04.0	-11 57 12	M4-5	12.8	VR	
41	0337-137	03 37 33.3	-13 47 27	M4-5	9.7	VR	PSC 03375-1347
42	0338-114	03 38 53.0	-11 24 38	M6-7	12.8	VR	
43	0344-114	03 44 21.2	-11 27 26	M4-5	12.0	R	
44	0351-114	03 51 19.5	-11 24 38	M5-6	12.0	R	
45	0354-142	03 54 49.0	-14 16 20	M3-4	12.8	VR	
46	0359-138	03 59 50.1	-13 53 13	M8-9	15.1	VR	
47	0400-135	04 00 39.2	-13 30 15	M7-8	12.7	VR	
48	0404-136	04 04 46.2	-13 37 47	M5-6	12.2	VR	
49	0405-135	04 05 03.2	-13 30 53	M5-6	13.5	R	
50	0407-135	04 07 00.0	-13 34 15	M5-6	10.0	VR	PSC 04070-1334
51	0414-123	04 14 44.9	-12 20 43	M4-5	10.8	R	PSC 04147-1220
52	0432-110	04 32 12.5	-11 00 54	M6-7	12.0	VR	PSC 04322-1100
53	0436-115	04 36 16.5	-11 35 40	M4-6	11.8	VR	PSC 04573-1452
54	0443-109	04 43 12.8	-10 55 51	M5-6	12.6	VR	
55	0444-114	04 44 30.3	-22 24 17	M5-6	13.5	R	
56	0444-114	04 44 30.3	-22 24 17	M5-6	13.5	R	
57	0447-137A	04 47 44.0	-13 46 54	M5-6	12.2	R	
58	0447-137B	04 47 54.7	-13 43 46	M7-8	13.5	VR	
59	0448-119	04 48 50.7	-11 54 26	M5-6	12.0	VR	
60	0450-133	04 50 03.7	-13 21 17	M5-6	12.8	R	
61	0452-120	04 52 10.6	-12 04 56	M3-4	12.0	R	
62	0452-132	04 54 52.2	-13 47 22	M7-8	12.8	VR	
63	0457-148	04 57 18.8	-14 52 47	C(N)	6.0	VR	PSC 04573-1452

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
64	0459-147	04 59 57.4	-14 40 50	M5-6	12.2	R	
65	0502-120	05 02 53.0	-12 04 20	M5-6	12.0	VR	
66	0503-148	05 03 32.0	-14 53 30	M6-7	12.0	VR	
67	0504-140	05 04 11.1	-14 10 14	M5-6	13.5	R	
68	0506-114	05 06 48.0	-11 25 46	M5-6	12.5	VR	PSC 05067-1126
69	2024-144	20 24 58.7	-14 24 38	M4-5	10.8	VR	
70	2025-145	20 25 55.6	-14 33 03	M6-7	11.8	VR	FSC 20259-1432
71	2027-114	20 27 08.0	-11 26 05	M5-6	9.7	VR	FSC 20271-1126
72	2028-133	20 28 52.8	-13.- 20 03	M3-4	10.8	VR	
73	2028-120	20 28 58.6	-12 03 22	C(R)	9.0	VR	PSC 20289-1203
74	2030-140A	20 30 17.8	-14 04 08	M4-5	11.9	R	
75	2030-140Б	20 30 20.8	-14 02 55	M5-6	12.2	VR	
76	2032-114	20 32 55.1	-11 24 30	M5-6	12.0	VR	
77	2033-123	20 33 46.6	-12 22 57	M7-8	12.2	VR	PSC 20337-1223
78	2035-146	20 35 39.1	-14 38 37	M5-6	10.8	VR	FSC 20356-1438
79	2035-113	20 35 44.0	-11 19 24	M6-7	11.5	VR	FSC 20357-1119
80	2037-143	20 37 02.6	-14 22 24	M3-4	12.2	R	
81	2043-136	20 43 36.1	-13 37 37	M5-6	12.2	R	PSC 20435-1337
82	2044-119	20 44 00.0	-11 59 13	M5-6	12.5	VR	
83	2047-140	20 47 52.1	-14 01 14	M5-6	12.0	R	PSC 20478-1401
84	2047-111	20 49 43.7	-11 11 46	M7-8	12.2	VR	PSC 20498-1111
85	2050-148	20 50 48.7	-14 51 50	M5-6	12.2	R	PSC 20508-1451
86	2052-125	20 52 55.1	-12 35 22	M4-5	11.5	VR	PSC 20529-1235
87	2055-122	20 55 27.1	-12 15 07	M2-3	12.0	R	PSC 20554-1215
88	2055-115	20 55 36.3	-11 32 27	M5-6	12.2	VR	PSC 20556-1132
89	2055-109	20 55 59.3	-10 55 31	M5-6	10.8	VR	PSC 20559-1055
90	2058-122	20 58 09.0	-12 16 48	M4-5	12.0	VR	PSC 20581-1216
91	2102-113	21 02 03.4	-11 23 31	M7-8	12.7	VR	
92	2103-111	21 03 40.1	-11 10 05	M3-4	13.0	VR	
93	2105-126	21 05 09.2	-12 40 30	M2-3	11.9	VR	PSC 21051-1240
94	2111-121	21 11 20.2	-12 05 50	M6-7	12.8	VR	PSC 21113-1205
95	2112-128	21 12 22.3	-12 52 47	M3-4	12.2	VR	
96	2121-127	21 21 51.2	-12 44 53	M3-4	12.2	R	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
97	2131-142	21 31 38.0	-14 12 00	M8-9	11.4	VR	PSC 21316-1411
98	2133-127	21 33 46.5	-12 43 05	M2-3	12.0	VR	PSC 21337-1243
99	2136-113	21 36 11.3	-11 17 55	M5-6	12.2	VR	PSC 21362-1117
100	2156-136	21 56 04.6	-13 41 32	M4-5	11.8	VR	
101	2156-127	21 56 13.5	-12 47 07	M4-5	12.8	VR	
102	2207-148	22 07 54.8	-14 49 40	M6-7	12.8	VR	FSC 22079-1450
103	2211-139	22 11 41.5	-13 53 50	M3-4	M3-4	12.8	VR
104	2213-132	22 13 46.6	-13 16 00	M5-6	12.8	VR	
105	2217-111	22 17 05.6	-11 08 24	M5-6	12.8	VR	
106	2217-146	22 17 12.0	-14 39 12	M3-4	11.0	R	PSC 22172-1439
107	2220-144	22 20 05.6	-14 29 21	M6-7	12.2	VR	PSC 22200-1429
108	2221-113	22 21 42.5	-11 21 00	M6-7	13.1	VR	
109	2222-125	22 22 19.9	-12 31 27	M6-7	12.4	VR	
110	2225-111	22 25 59.5	-11 11 12	M3-4	12.2	VR	
111	2238-110	22 38 35.5	-11 00 33	M2-3	12.2	R	
112	2249-142	22 49 25.3	-14 14 34	M5-6	13.5	R	
113	2250-135	22 50 04.7	-13 32 00	M2-3	12.8	R	
114	2253-114	22 53 47.8	-11 25 46	M5-6	13.9	R	
115	2255-113	22 55 37.5	-11 20 09	M5-6	12.2	R	
116	2256-132	22 56 01.2	-13 14 34	M2-3	12.8	R	
117	2323-137	23 23 36.9	-13 45 40	M4-5	12.8	R	
118	2325-109	23 25 47.5	-10 58 42	M4-5	14.2	R	
119	2333-131	23 33 52.5	-13 09 31	M5-6	12.5	VR	
120	2336-119	23 36 18.9	-11 57 32	M6-7	13.5	R	
121	2347-112	23 47 56.7	-11 12 20	M6-7	13.8	R	
122	2357-121	23 57 19.9	-12 08 18	M5-6	12.0	VR	FSC 23573-1208
123	2359-149	23 59 32.9	-14 57 19	S	8.0	VR	PSC 23595-1457

Примечания.

0005-110-На пластинке оценивается как $m_v \approx 14^m.0-15^m.0$, наблюдается H_α -эмиссия. На PAE-карте наблюдается слияние двух звезд, вероятно, двойная звезда.

0018-143-На пластинке $m_v \approx 13^m.5-14^m.0$, виден след H_α -эмиссии.

0019-127-На пластинке обзора $m_v \approx 14^m.0-15^m.0$, виден след H_α -эмиссии. Объект ассоциируется

- с неизвестным рентгеновским источником 2E 0019.2-1247=2E 72 [23].
- 0027-149=G 158-91 [24]. На пластинке $m_p \approx 14^m.0-15^m.0$, виден след H_α -эмиссии.
- 0042-125=GR' 57 [25]. Наблюдается H_α -эмиссия.
- 0042-120=G 270-57=LTT419 [24].
- 0102-111=G 270-135 [24].
- 0102-110-На пластинке оценивается $m_p \approx 15^m.0-16^m.0$. Новая углеродная звезда раннего R0-R1 подкласса.
- 0107-121=G 270-164 [24].
- 0111-137=CCGCS 193 [26].
- 0133-136=GR' 138 [25].
- 0137-123=PSC 01375-1221 ($\rho=26''.6$, $\theta=321^\circ.6$).
- 0141-145=GR' 153=LP768-376 [25].
- 0201-138=G 272-147=LP709-29 [24].
- 0219-134-На пластинке $m_p \approx 14^m.0-15^m.0$, наблюдается H_α - эмиссия.
- 0222-136=CCGCS 353 [26].
- 0231-133=PSC 02313-1322 ($\rho=23''.5$, $\theta=132^\circ.5$)=UCET [27]. Объект является лазерным источником [28].
- 0249-117' - $m_p \approx 14^m.0-15^m.0$, видна H_α - эмиссия.
- 0301-130A=LP 711-43[29].
- 0301-130B=LP 711-44 [29].
- 0309-120=PSC 0309'-1203 ($\rho=13''.2$, $\theta=41^\circ.3$)=SS. ERI [27].
- 0328-135 - Очень слабая звезда, $m_p \approx 15^m.0-16^m.0$, видна H_α - эмиссия.
- 0335-137=G 160-4=LTT 1715 [24].
- 0337-137=PSC 03375-1347 ($\rho=12''.4$, $\theta=229^\circ.7$)=StM 25 [16].
- 0344-114 =G 160-022=LFT 309 [24].
- 0351-114 - $m_p \approx 14^m.0-15^m.0$, видна H_α - эмиссия.
- 0359-138=PSC 03598-1353 ($\rho=9''.6$, $\theta=293^\circ.8$)=WZ ERI [27].
- 0404-136=FSC 04047-1337 ($\rho=56''.6$, $\theta=289^\circ.6$).
- 0407-135=PSC 04070-1334 ($\rho=11''.7$, $\theta=60^\circ.6$).
- 0414-123=PSC 04147-1220 ($\rho=26''.0$, $\theta=288^\circ.6$)=StM 32 [16].
- 0432-110=PSC 04322-1100 ($\rho=20''.7$, $\theta=55^\circ.1$).
- 0447-137Б - На пластинке $m_p \approx 13^m.5-14^m.5$, видна H_α - эмиссия.
- 0457-148=PSC 04573-1452 ($\rho=37''.7$, $\theta=105^\circ.0$)=CCGCS 833 [26].
- 0502-120=LP 716-35 [29]=2E 0502.8-1204 [23].
- 0503-148 - вероятно, двойная звезда.
- 0506-114=PSC 05067-1126 ($\rho=34''.7$, $\theta=240^\circ.0$).
- 2025-145=FSC 20259-1432 ($\rho=31''.2$, $\theta=64^\circ.5$).
- 2027-114=FSC 20271-1126 ($\rho=22''.8$, $\theta=318^\circ.0$).
- 2028-120=PSC 20289-1203 ($\rho=32''.3$, $\theta=270^\circ.0$)=CCGCS 4873 [26].
- 2033-123=PSC 20337-1223 ($\rho=20''.2$, $\theta=238^\circ.5$).
- 2035-146=FSC 20356-1438 ($\rho=24''.7$, $\theta=90^\circ.0$).
- 2035-113=FSC 20357-1119 ($\rho=23''.5$, $\theta=270^\circ.0$).

2043-136=PSC 20435-1337 ($\rho=23''.0$, $\theta=250^\circ.0$).

2047-140=PSC 20478-1401 ($\rho=24''.0$, $\theta=238^\circ.9$). На PA E - карте в непосредственной близости от звезды находится довольно слабый объект. В оцифрованной APS [22] классификации данный объект неточно рассматривается как галактика. Вероятно, двойная звезда.

2049-111=PSC 20498-1111 ($\rho=36''.8$, $\theta=54^\circ.7$).

2050-148=PSC 20508-1451 ($\rho=28''.0$, $\theta=330^\circ.5$)=XX CAP [27]. В непосредственной близости находится довольно слабый объект, вероятно, двойная звезда.

2052-125=PSC 20529-1235 ($\rho=31''.9$, $\theta=321^\circ.7$)=DE AQR [27].

2055-122=PSC 20554-1215 ($\rho=22''.0$, $\theta=226^\circ.1$).

2055-115=PSC 20556-1132 ($\rho=21''.2$, $\theta=228^\circ.9$)=DF AQR [27].

2055-109=PSC 20559-1055 ($\rho=13''.2$, $\theta=231^\circ.5$)=DG AQR [27].

2058-122=PSC 20581-1216 ($\rho=12''.5$, $\theta=237^\circ.7$)=DH AGR [27].

2105-126=PSC 21051-1240 ($\rho=24''.4$, $\theta=337^\circ.7$)=DI AQR [27], вероятно, двойная звезда.

2111-121=PSC 21113-1205 ($\rho=28''.9$, $\theta=356^\circ.5$)=DK AQR [27].

2131-142=PSC 21316-1411 ($\rho=14''.4$, $\theta=43^\circ.5$)=Y CAP [27].

2133-127=PSC 21337-1243 ($\rho=17''.2$, $\theta=328^\circ.2$).

2136-113=PSC 21362-1117 ($\rho=26''.5$, $\theta=90^\circ.0$)=SiM 454 [16].

2207-148=PSC 22079-1450 ($\rho=44''.0$, $\theta=174^\circ.7$).

2217-111 - В непосредственной близости от звезды находится довольно слабый объект, который не виден на PAO - карте. В оцифрованной базе данных APS [22] класс этого объекта неточно указывается как галактика. Вероятно, двойная звезда.

2217-146=PSC 22172-1439 ($\rho=16''.0$, $\theta=156^\circ.1$)=SS AQR [27].

2220-144=PSC 22200-1429 ($\rho=18''.0$, $\theta=245^\circ.0$)=SiM 552 [16].

2222-125=BEM 91-27 [10].

2238-110=G 156-36, G 156-37 [24] две звезды, почти сливающиеся друг с другом, яркая звезда подкласса M2-3, а слабая M8-9 APS [22] класс снова дается неточно как галактика.

2323-137=GR' 214 [25].

2325-109=G 273-52=LP 762-77 [24].

2357-121=FSC 23573-1208 ($\rho=29''.4$, $\theta=186^\circ.6$)=SiM 558 [16].

2359-149=PSC 23595-1457 ($\rho=5''.8$, $\theta=90^\circ.0$)=W CET [30]. В каталоге переменных звезд [27] этот объект указан как звезда S 6.2E-S 9.2E класса. По максимальному сходству координат с объектом 2359-149 ассоциируется также и звезда BEM 91-32 [10], являющаяся звездой M - класса.

Как видно из рис. 1, наблюдается довольно заметная корреляция как между E - величинами, так и между диаметрами объектов.

Полоса $-15^\circ \leq \delta \leq 11^\circ$, $00^h00^m \leq \alpha \leq 05^h20^m$ и $20^h20^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$ содержит 35 площадок $4^\circ \times 4^\circ$ и занимает область около 560 квадратных градусов. Авторами работы [1] в этой области в период 1966-1980 гг. снято 54 фотопластины Kodak IIF, IIF, IIaF, 103aF и Agfa ZU-2, которые про-сматривались нами с целью выявления M и C - звезд.

3. *Список красных звезд.* Список содержит данные о красных звездах, отобранных на пластинках FBS - обзора в вышеотмеченной области. В результате просмотра фотонегативов указанной полосы выявлено 123 красные звезды (углеродных, 117 M - звезд и одна звезда спектраль-

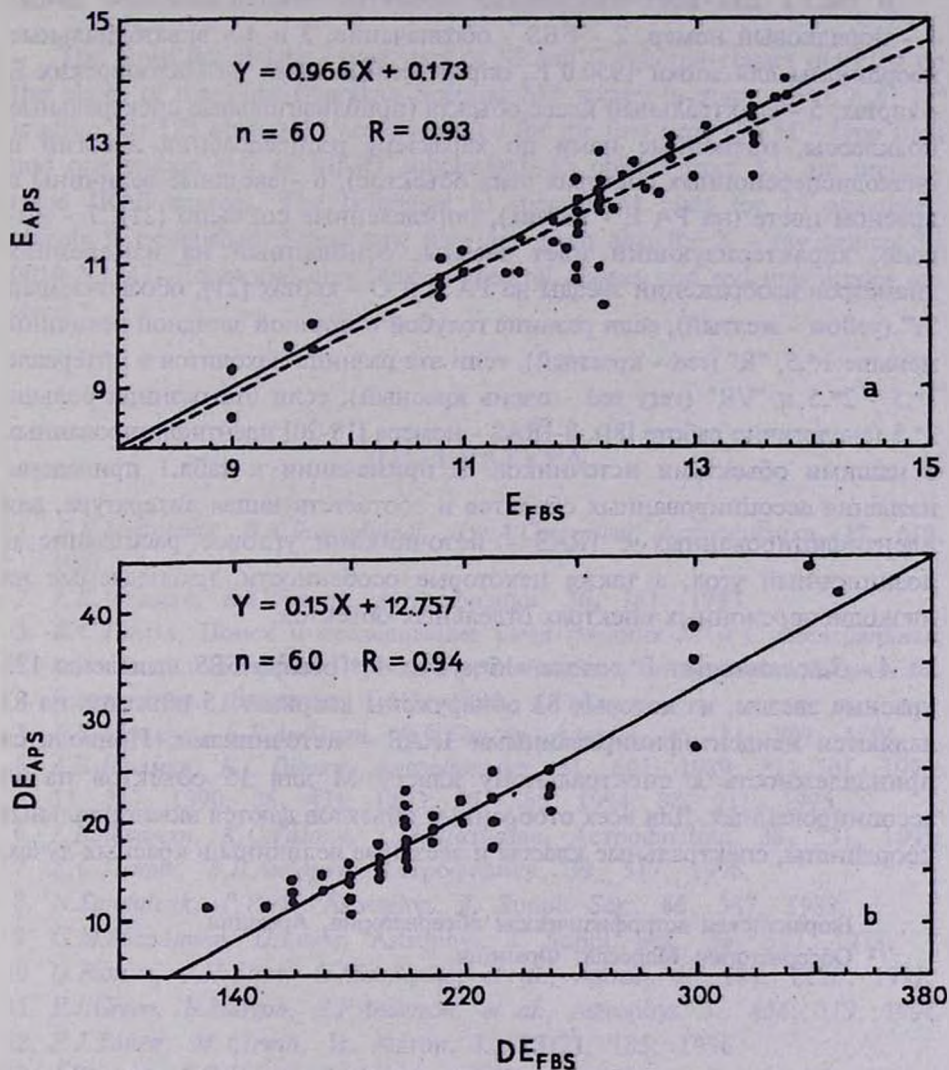


Рис.1 (а,б). Зависимость звездных величин (рис. 1а) и диаметров (рис. 1б) для звезд, определенных нами согласно [21](X-ось), от аналогичных величин тех же объектов, заимствованных из оцифрованных APS - баз данных [22] (Y-ось). Пунктирные линии соответствуют линиям регрессии, а сплошная линия на рис. 1а соответствует линии, проведенной под углом 45° . Уравнения регрессии и коэффициенты корреляции приведены отдельно для обоих случаев.

ного класса S-W CET). 40 объектов из 123 отождествлены с известными объектами в существующих каталогах. Для этого была использована вышеотмеченная база астрономических данных SIMBAD [17]. 15 объектов из 83, впервые выявленных, являются неидентифицированными IRAS - источниками (10 Point Source и 5 Faint Source).

В табл.1 для всех отобранных объектов последовательно даны: 1 - порядковый номер, 2 - FBS - обозначение, 3 и 4 - экваториальные координаты для эпохи 1950.0 г., определенные нами на Паломарских E - картах, 5 - спектральный класс объекта (приблизительные спектральные подклассы, оцененные нами по характеру распределения энергии в низкодисперсионных спектрах этих объектов), 6 - звездные величины в красном цвете (на PA E - картах), определенные согласно [21], 7 - индекс, характеризующий цвет звезды, основанный на измерениях диаметров изображений звезды на PA E и O - картах [21], обозначаемый "Y" (yellow - желтый), если разница голубой и красной звездной величины меньше $1^m.5$, "R" (red - красный), если эта разница находится в интервале $1^m.5 - 2^m.5$ и "VR" (very red - очень красный), если эта разница больше $2^m.5$ (аналогично работе [8]), 8-IRAS - номера [18-20] идентифицированных с нашими объектами источников. В примечании к табл.1 приведены названия ассоциированных объектов и соответствующая литература, для идентифицированных с IRAS - источниками угловое расстояние и позиционный угол, а также некоторые особенности, наблюдаемые на низкодисперсионных спектрах отдельных объектов.

4. *Заключение.* В полосе $-15^\circ \leq \delta \leq -11^\circ$ обзора FBS выявлены 123 красные звезды, из которых 83 обнаружены впервые. 15 объектов из 83 являются неидентифицированными IRAS - источниками. Приводится принадлежность к спектральному классу M для 15 объектов из 40 ассоциированных. Для всех отобранных объектов даются экваториальные координаты, спектральные классы и звездные величины в красных лучах.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

² Обсерватория Марсея, Франция

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY.
LATE - TYPE STARS.
IX. ZONE $-15^{\circ} \leq \delta \leq -11^{\circ}$

H.V.ABRAHAMYAN, K.S.GIGOYAN,
V.V.HAMBARYAN, M.AZZOPARDI

The ninth list of late - type stars of M and C spectral classes detected on the plates of the First Byurakan Spectral Sky survey in zone $-15^{\circ} \leq \delta \leq -11^{\circ}$ is given. Of 123 objects 83 are discovered for the first time (82 M - type stars and one carbon star of R0-R1 subclasses). 15 objects from 83, are unidentified IRAS sources. The belonging to spectral M class for 15 associated objects is established. Some new data are given also for X - ray source 2E 0019.2-1247. Equatorial coordinates, spectral classes and red magnitudes are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
2. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 181, 1993.
3. К.С.Гигоян, Поиск и исследование звезд поздних М и С спектральных классов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Канд. дисс., Бюракан, БАО, 1994, с.112.
4. Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян, *Астрон. ж.*, 71, 891, 1994.
5. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989; 32, 501, 1990; 33, 317, 1990; 36, 431, 1993; 37, 585, 1994; 38, 211, 1995.
6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Г.М.Шахбазян, *Астрофизика*, 38, 351, 1995.
7. К.С.Гигоян, В.В.Амбарян, *Астрофизика*, 39, 517, 1996.
8. N.Sanduleak, P.Pesh, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 66, 387, 1988.
9. G.M.MacAlpine, D.Lewis, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 587, 1978.
10. G.Bothun, J.H.Elias, G.MacAlpine, et al., *Astron. J.*, 101, 2220, 1991.
11. P.J.Green, B.Margon, S.F.Anderson, et al., *Astrophys. J.*, 434, 319, 1994.
12. E.J.Totten, M.J.Irwin, *Ir. Astron. J.*, 23(2), 185, 1996.
13. J.Warren, P.C.Hewett, M.J.Irwin, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 76, 1, 1991.
14. M.W.Feast, P.A.Whitelock, B.S.Carter, *Mon.Notic.Roy.Astron. Soc.*, 247, 227, 1990.
15. R.M.Sharples, P.A.Whitelock, M.W.Feast, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, 272, 139, 1995.
16. C.B.Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.

17. *H.Andernach, R.J.Hanish, F.Murtagh*, ESO Prep. №1033, 1994.
18. IRAS point Source Catalog. On The optical Disk. "Sel. Astron. Catalogs." Supplied by NASA, v.2, 1989.
19. IRAS Faint Source Catalog. [b]>10°. On The Optical Disk. "Sel. Astr. Catalogs." Supplied by NASA, v.2, 1989.
20. IRAS Serendipitous Survey Catalog. On the Optical Disk. "Sel.Astr.Catalogs." Supplied by NASA, v.2, 1989.
21. *I.R.King, M.Raff*, Publ.Astron.Soc.Pacif., 89, 120, 1977.
22. *J.A.Larson, R.M.Humphreys*, Astrophys. J., 436, L149, 1994.
23. *D.E. Harris, W.Forman, I.M.Gion, et al.*, SAO HEAD CD-ROM Series I (Einstein), №18-36, 1994.
24. *H.L.Giclas, R.Burnham, N.G.Thomas*, Lowell. Observ. Bull., 8, №4, 89, 1978.
25. *H.L.Giclas, R.Burnham, N.G.Thomas*, Lowell. Observ. Bull., 8, №6, 157, 1980.
26. *C.B.Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Observ., v.3, №2, 1989.
27. *П.Н.Холопов, Р.Н.Самусь, В.П.Горпинский и др.*, Общий Каталог переменных звезд, Т1-2, Наука, М., 1985, Т3, Наука, М., 1987.
28. *B.M.Lewis, P.David, A.M.Lequeren*, NAIC, №335, 1994.
29. *W.J.Luyten*, Publ. Univ. Minesota, 3, 1, 1979.
30. *C.B.Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Observ., 3, №1, 1984.

УДК: 524.64-77

ПОТЕРЯ МАССЫ И ЭНЕРГИИ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМОЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ОКРЕСТНОСТИ АКТИВНОГО ЯДРА ГАЛАКТИКИ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ, С.П.ПРОХОРОВ

Поступила 22 декабря 1996

Трансформация тесной двойной системы (ТДС) в сильном гравитационном поле активного ядра галактики (АЯГ) во многих случаях приводит к потере массы системой. Главным фактором, вызывающим эту потерю, является взаимодействие компонентов в форме динамических приливов и столкновений. Расчеты показали, что потеря массы сопровождается освобождением энергии в достаточно больших количествах для того, чтобы этот процесс мог наблюдаться в виде кратковременных вспышек. Многие свойства таких вспышек сходны с наблюдаемыми в АЯГ, и поэтому очень тесные сближения компонентов могут рассматриваться как одна из возможных причин вспышечной активности.

1. *Введение.* Для активных ядер галактик (АЯГ) характерна переменность излучения в форме кратковременных вспышек на различных частотах (см., напр., [1]). Продолжительность вспышек неодинакова в различных диапазонах длин волн. Она наиболее короткая в рентгеновском диапазоне (2-20 кэВ), где время нарастания блеска составляет $\sim 10^3$ - 10^4 с. Предполагается, что механизм излучения при вспышках синхротронный, и усиление излучения обусловлено локальным возрастанием концентрации релятивистских электронов в активном ядре вблизи "центральной машины" [2]. В последнее время вспышки излучения в рентгеновском диапазоне стали связываться с действием ударных волн, распространяющихся в газе, который содержится в активном ядре. Этот взгляд на природу вспышек не противоречит указанному предположению, поскольку в сильных ударных волнах происходит ускорение частиц до релятивистских энергий. В работе [3] было показано, что обнаруженная ранее [1] из наблюдений зависимость характерного времени возрастания интенсивности излучения от его частоты соответствует теоретической, рассчитанной в предположении, что в широком интервале частот излучение создается синхротронным механизмом.

Оценки напряженности магнитного поля в предполагаемой области вспышки [4,3] привели к величине $H \approx 0.1$ - 1 Гс. Такие значения H , согласно существующим представлениям о магнитных полях в области активного ядра, могут достигаться на расстояниях 10^{16} - 10^{17} см от его центра (предположительно от "черной дыры").

В окрестностях АЯГ (на расстоянии порядка 0.1 пк и менее) могут находиться одновременно сотни тесных двойных систем (ТДС). При движении такой системы в сильном гравитационном поле АЯГ ее орбита модифицируется. Причем во многих случаях это изменение настолько сильное, что происходит очень тесное сближение компонентов ТДС [3], вплоть до того, что расстояние между их центрами r_{12} становится равным $R_1 + R_2$ (здесь R_1 и R_2 - радиусы компонентов). При таких сближениях сильное взаимодействие звезд приводит к освобождению большой энергии ($\geq 10^{48}$ эрг). Расчеты показали, что очень тесные сближения происходят на расстояниях $\sim 10^{16} - 10^{17}$ см от центра активного ядра. Эти обстоятельства позволяют предполагать взаимодействие звезд-компонентов ТДС как одну из причин вспышек в АЯГ. В данной статье производится более подробное обсуждение этого вопроса на основе эффектов, вызванных таким взаимодействием.

2. Механизмы, обуславливающие потери вещества и энергии из ТДС. Количество газа, теряемого компонентами ТДС при их очень тесном сближении, зависит от структуры звезд и обстоятельств их сближения, прежде всего, от величины минимального расстояния между центрами компонентов и значения их относительной скорости в этот момент.

Возможны три механизма, приводящих к потере газа звездами в результате их взаимодействия:

1. Если минимальное расстояние между центрами звезд $r_{12}^{\min}$ превосходит сумму радиусов звезд $R_1 + R_2$, то потеря газа должна происходить только вследствие динамических приливов.

2. В случае нецентрального столкновения, когда $0 < r_{12}^{\min} < R_1 + R_2$ при достаточно большом значении относительной скорости звезд происходит отрыв от звезд некоторой доли массы. Эта доля тем больше, чем меньше величина $r_{12}^{\min}$. Кроме того при столкновении образуется сильная ударная волна, нагревающая газ до очень высокой температуры.

3. При быстром отрыве внешних слоев звезды она теряет равновесие, и из открывшихся горячих областей газ должен истекать в пространство до тех пор, пока равновесие не восстановится.

В конечном счете в результате очень тесного сближения звезд образуется облако горячего газа, расширяющееся с большой скоростью. Одновременно с расширением газ теряет энергию путем излучения и охлаждается. Это должно приводить к явлению вспышки.

Для расчетов потери вещества из ТДС помимо модели строения компонентов необходимо задать ряд параметров. Во-первых, массы компонентов m_1 , m_2 , а также массу m_3 третьего тела (ядра галактики). Должны быть заданы элементы орбиты в начальный момент. Расчет

движения в такой системе позволяет получить значения скорости компонентов $v_1(t)$ и $v_2(t)$, а также $r_{12}(t)$ [5]. Заметим, что для звезд со значительной концентрацией вещества к центру при расчете движения не требуется изменять первоначальную модель, применявшуюся в [5], когда звезды рассматривались как точечные объекты. Вероятность лобового столкновения мала, и этот случай здесь не рассматривается.

С учетом указанных ограничений рассчитываются скорости потери газа звездами $\dot{m}_1(t)$, $\dot{m}_2(t)$ и полное количество вещества, ушедшего из системы до момента распада ТДС.

3. *Результаты расчетов приливных взаимодействий.* Точный расчет движения газа в ТДС при учете динамических приливов является очень сложной задачей. Для преследуемых в данной работе целей достаточно рассматривать упрощенную модель приливного взаимодействия, чтобы на основе ее расчета оценить массу теряемого системой газа.

Действие приливов особенно сильно сказывается на потере вещества звездой - компонентом ТДС, если эта звезда заполняет объем, соответствующий ее полости Роша (хотя это условие не является необходимым, см., напр., [6]). Газ уходит от звезды главным образом через окрестность критической точки Лагранжа L_1 и образует оболочку вокруг обоих компонентов. При расширении этой оболочки газ покидает систему через точки L_2 и L_3 .

Когда расстояние между центрами компонентов r_{12} велико и звезда не заполняет свою полость Роша, скорость потери газа ТДС не может быть значительной. Однако, при уменьшении r_{12} в процессе сближения компонентов, размеры критической эквипотенциальной поверхности должны уменьшаться и соответственно должно возрастать истечение газа с поверхности звезды.

Расчеты скорости потери газа подобной системой были выполнены для различных значений масс компонентов, но в данной статье приводятся только результаты, относящиеся к случаю, когда $m_1 = m_2 = M_\odot$ и $m_3 = 10^3 M_\odot$. Это качественно соответствует системам типа W UMa, которые, как известно, составляют преобладающую долю всех тесных двойных систем. Кроме того, было использовано предположение, что форма критической поверхности Роша сферическая. Ее радиус обозначим R_* .

При сближении звезд величина $r_{12}(t)$ уменьшается. Соответственно изменяется и R_* . Когда начинает выполняться неравенство $R_* \leq R_c$, то внешние слои звезды уже не удерживаются ее тяготением. Предполагая,

что потеря газа происходит равномерно со всей поверхности звезды, для скорости потери массы имеем

$$\dot{M}_*(t) = 4\pi R_{cr}^2(t) \rho(r = R_{cr}) \frac{dR_{cr}}{dt}, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ - плотность вещества в звезде на расстоянии r от ее центра.

Величина R_{cr} определяется по величине и направлению скорости движения сближающихся звезд, которые находятся интегрированием уравнений задачи трех тел (см.[5]). Плотность газа ρ ($r=R_{cr}$) находится из предварительно рассчитанной модели звезды.

Полная потеря массы звездой вследствие приливов определяется интегрированием

$$\Delta M_* = \int_{t_0}^{t_{min}} \dot{M}_*(t) dt, \quad (2)$$

где t_0 - момент начала сближения, а t_{min} - момент, когда r_{12} достигает минимального значения.

В отрывающемся от звезды газе содержится энергия, которая впоследствии уходит в пространство в форме излучения. Общее количество потерянной энергии ΔE , равное

$$\Delta E_* = 6\pi \frac{\mathfrak{R}^*}{\mu} \int_{r(t_{min})}^R r^2 \rho(r) T(r) dr, \quad (3)$$

также может быть найдено для конкретной модели звезды при определяемом из расчетов значении t_{min} , так как $r(t_{min}) = R_* - R_{cr}(t_{min})$.

В качестве характерного примера на рисунках продемонстрированы результаты расчетов потери массы и энергии системой, состоящей из звезд равной массы. Количество газа, теряемого обеими звездами в этом случае, одинаково. Использована близкая к политропе стандартная модель звезды с массой, равной $M_\odot$. Первоначальная орбита принята круговой. На рис. 1 представлено изменение величины r_{12} со временем. Значение $r_{12}^{min} = 0.01 a.e. \approx 2 R_\odot$ и поэтому в момент t_{min} имеет место почти касание обеих звезд. После близкого прохождения ТДС распадается - расстояние между ее компонентами монотонно возрастает.

Зависимость потери массы системой от времени изображена на рис.2, а потери тепловой энергии, содержащейся в оторвавшихся слоях звезд - на рис.3. Общая потеря массы системой $\Delta M = 2\Delta M_* \approx 0.148 M_\odot$, а энергии $\Delta E = 2\Delta E_* \approx 8.58 \cdot 10^{46}$ эрг. Заметим, что полученные значения ΔM и ΔE близки к максимально возможным для подобных систем при взаимодействиях, не сопровождающихся непосредственным контактом

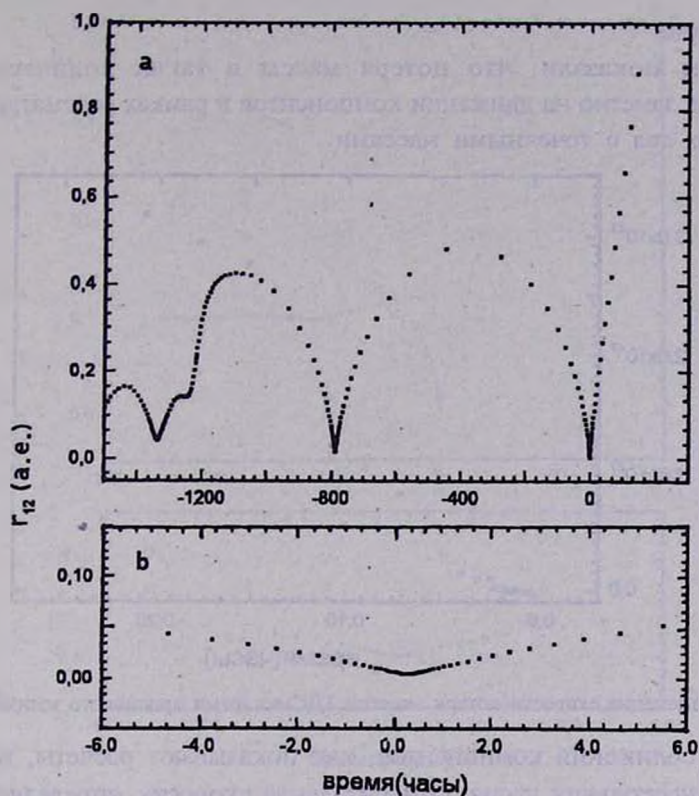


Рис. 1. а). Изменение расстояния r_{12} между центрами компонентов двойной системы со временем вблизи момента тесного сближения. б). То же самое, но в увеличенном масштабе.

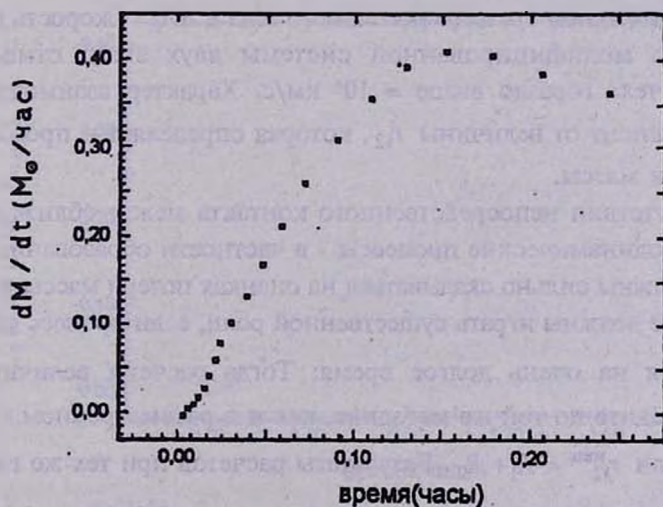


Рис.2. Изменение скорости потери массы ТДС во время приливного взаимодействия.

компонентов.

Расчеты показали, что потеря массы в таких количествах не сказывается заметно на движении компонентов в рамках рассматриваемой задачи трех тел с точечными массами.

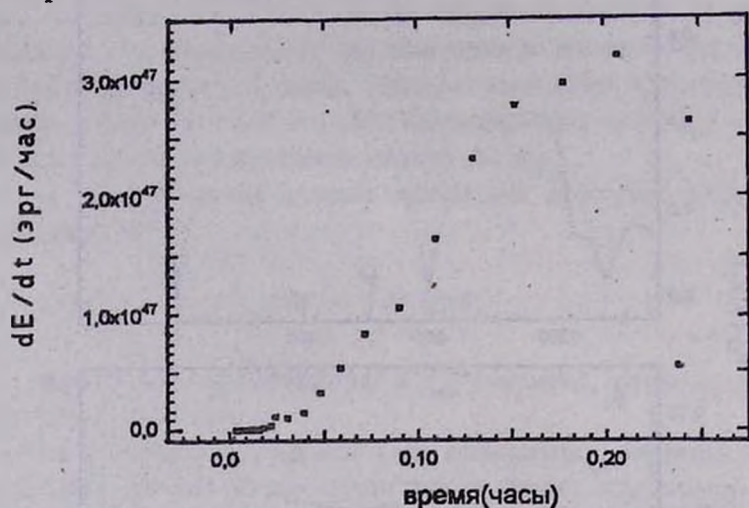


Рис.3. Изменение скорости потери энергии ТДС во время приливного взаимодействия.

Время сближения компонентов, как показывают расчеты, невелико - порядка нескольких часов. Относительная скорость, определяемая как $\dot{r}_{12}$, при этом относительно невелика - в приведенном примере она составляет около 400 км/с. Относительное движение компонентов ТДС в это время по существу уже не кеплеровское. Оно определяется главным образом воздействием третьего массивного тела в АЯГ. Скорость движения центра масс модифицированной системы двух звезд относительно массивного тела гораздо выше $\approx 10^4$ км/с. Характер взаимодействия в основном зависит от величины $\dot{r}_{12}$, которая определяет и продолжительность потери массы.

При отсутствии непосредственного контакта между сближающимися звездами газодинамические процессы - в частности образование ударных волн - не должны сильно сказываться на оценках потери массы и энергии. Они также не должны играть существенной роли, если процесс сближения растягивается на очень долгое время. Тогда расчеты величины $\dot{M}(t)$ можно проводить по той же методике, как и в рассмотренном выше случае, даже если $r_{12}^{\min} < R_1 + R_2$. Результаты расчетов при тех же параметрах звезд, которые указаны выше, но для величины $r_{12}^{\min} = 0,0026a. e. \approx 0,6 R_*$ приведены на рис. 4-6. Для этого случая получены следующие значения

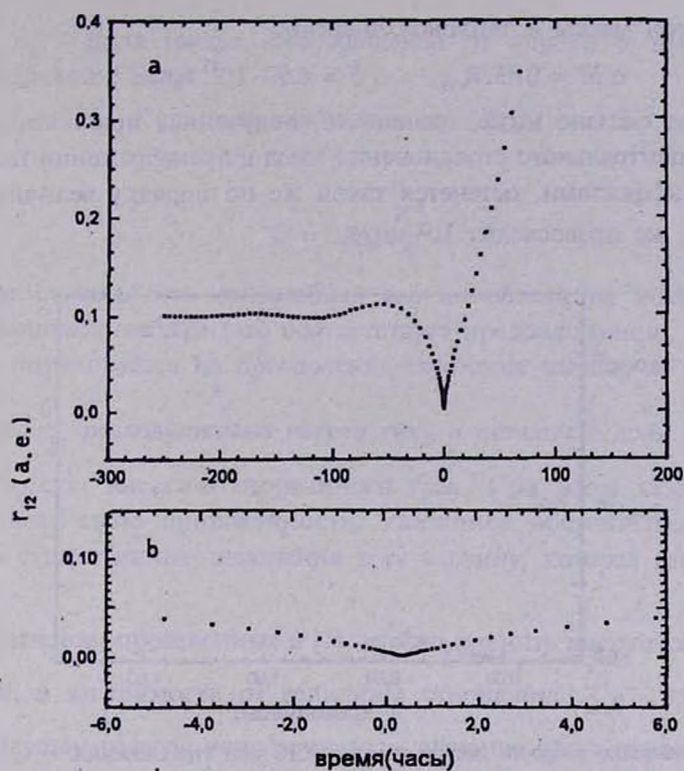


Рис.4. а). Изменение расстояния r_{12} между центрами компонентов двойной системы со временем при столкновении с малой скоростью ($\dot{r}_{12} < 100 \text{ км/с}$). б). То же самое, но в увеличенном масштабе.

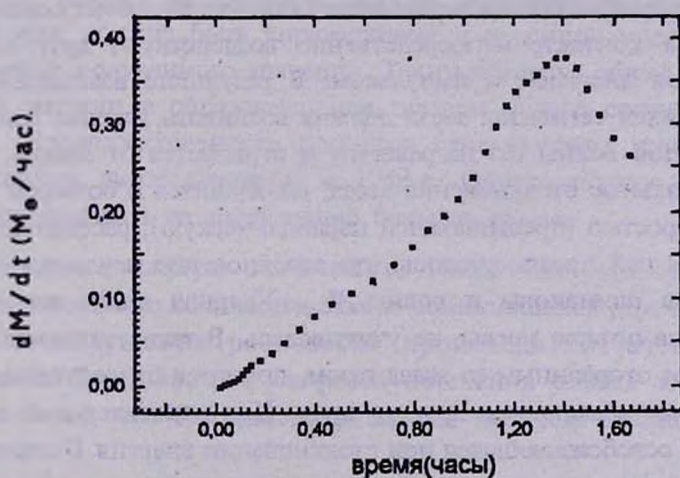


Рис.5. Изменение скорости потери массы ТДС при столкновении.

полной потери массы и тепловой энергии:

$$\Delta M = 0.632 M_{\odot}, \quad \Delta E = 6.60 \cdot 10^{47} \text{ эрг.}$$

Как будет сказано ниже, оценка ΔE , полученная при исследовании процесса нецентрального столкновения звезд в пренебрежении газодинамическими эффектами, останется такой же по порядку величины, если значение $\dot{r}_{12}$ не превосходит 10^2 км/с.

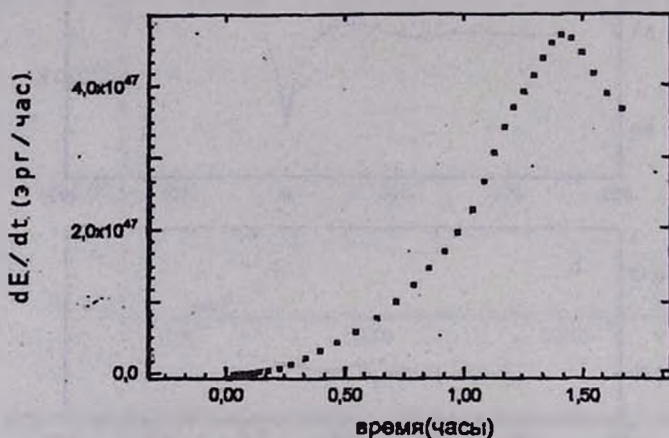


Рис. 6. Изменение скорости потери энергии ТДС при столкновении.

В противном случае процесс взаимодействия должен описываться по-иному. Этот вопрос рассматривается в следующем разделе.

4. *Потери газа при нецентральной столкновении звезд.* В ходе нецентрального столкновения звезд газовые слои обоих компонентов, которые при контакте непосредственно воздействуют друг на друга, обмениваются энергией и импульсом. В результате взаимодействия в сталкивающихся сегментах звезд должна возникать ударная волна. Под действием этой волны газ нагревается и отрывается от звезды.

Нецентральные столкновения звезд, движущихся с большой относительной скоростью (превышающей параболическую), рассматривались в работе [7]. В ней предполагалось, что столкновение неупругое, а массы компонентов одинаковы и равны $M_{\odot}$. Ударная волна как фактор, влияющий на потерю массы, не учитывалась. В таких условиях облако, образованное оторванным от звезд газом, покоится относительно центра масс, а звезды разлетаются друг от друга. При относительной скорости движения V освобождающаяся при столкновении энергия U определяется соотношением

$$U = \frac{\alpha_1 m_1 \cdot \alpha_2 m_2}{\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2} \frac{V^2}{2}, \quad (4)$$

где α_1, α_2 - доля массы, оторвавшейся от первой и второй звезды соответственно. Если

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha \text{ и } m_1 = m_2 = M_{\odot},$$

то

$$U = \alpha M_{\odot} \frac{V^2}{4}. \quad (5)$$

Если считать, что оторванный газ из облака не возвращается к разлетающимся звездам (это соответствует предположению, что энергия газа не затрачивается на преодоление тяготения звезды, то есть $v_{\text{кр}}=0$),

то около $\frac{U}{2}$ расходуется на нагрев газа, а остальная доля переходит в кинетическую энергию оторванного газа. При этом газовое облако увеличивает свою протяженность. Указанное обстоятельство должно вносить существенные изменения в ту картину, которая рассмотрена в [7].

Из расчетов, проведенных в [7], можно оценить массу газа, теряемого звездами, в зависимости от величины отношения $\frac{r_{12}^{\text{min}}}{2 R_*}$, где $R_* = R_{\odot}$.

В предыдущем разделе использовалось значение этого отношения ≈ 0.3 . Согласно [7], такой величине соответствует потеря массы из системы $\Delta M \approx (0.5+0.6) M_{\odot}$, что очень близко к полученному для приливной модели.

Если скорость сближения компонентов $\dot{r}_{12}(t)$ оказывается близкой к $5 \cdot 10^7$ см/с, то соответственно на нагрев газа затрачивается энергия $\approx 2 \cdot 10^{47}$ эрг. Оценка же тепловой энергии, содержащейся в оторванном от звезд газе, должна быть справедливой и в данной модели, то есть втрое больше полученного значения. Таким образом, общее количество тепловой энергии в образовавшемся газовом облаке составляет около 10^{48} эрг. Продолжительность процесса столкновения короче, чем в рассмотренном выше случае и $\approx 2 \cdot 10^3$ с. Однако полное охлаждение должно происходить за значительно большее время.

5. Заключительные замечания. После быстрого отделения от звезды значительного количества газа из обнажившихся горячих областей вследствие нарушения равновесия происходит истечение газа в окружающее пространство. Скорость истечения близка к утроенной скорости звука, что для рассматриваемых моделей составляет сотни км/с.

С другой стороны, из горячих слоев звезды в это время исходит мощный поток излучения, приводящий к их охлаждению. Таким образом, вопрос о том, как звезда приходит к равновесию после потери

массы, является очень сложным и его решение далеко выходит за рамки данной работы. Однако грубые оценки, которые были сделаны, показали, что количество истекающего из звезды газа и излучаемая им энергия по порядку величины такие же, как масса и энергия, содержащиеся в отрывающихся слоях.

Что касается времени, за которое охлаждается облако газа, образовавшееся в результате взаимодействия сближающихся звезд, то оно зависит от механизмов излучения и динамики облака. Расширение облака связано с действием ударной волны. Скорость волны в облаке изменяется. При выходе ударной волны на периферию облака эта скорость может достигать 10^4 км/с. Как известно, в сильной ударной волне происходит ускорение частиц до релятивистских энергий, причем общая энергия этих частиц может составить заметную долю энергии волны. В окрестности активного ядра галактики напряженность магнитного поля составляет порядка 1 Гс. Выражение для продолжительности рентгеновской вспышки, полученное в [3], при условии, что механизм ее излучения синхротронный

$$\Delta t \approx 10^{12} H_1^{-\frac{1}{2}} \nu^{-\frac{1}{2}} \text{ с}, \quad (6)$$

где ν - частота излучения. При $\nu = 10^{18} \text{ с}^{-1}$ и $H_1 = 1 \text{ Гс}$ значение $\Delta t \approx 10^3 \text{ с}$, что вполне соответствует наблюдениям. По порядку величины согласуется с наблюдениями и количество излучаемой энергии $\approx 10^{47} + 10^{48}$ эрг.

Таким образом, по своим основным характеристикам рентгеновские вспышки, наблюдаемые в активных ядрах галактик, соответствуют вспышкам, которые должны происходить при распаде многих тесных двойных систем, находящихся в окрестности АЯГ. Это может быть основанием для более углубленного исследования процессов распада ТДС вблизи АЯГ.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проект №95-02-05597).

Астрономический институт Санкт-Петербургского
государственного университета, Россия

MASS AND ENERGY LOSSES FROM CLOSE BINARY SYSTEM MOVING IN THE VICINITY OF AN ACTIVE GALACTIC NUCLEUS

V.G.GORBATSKY, S.P.PROKHOROV

The transformation of an close binary system (CBS) in the strong gravitational field of an active galactic nucleus (AGN) leads to mass loss from the system in many cases. The main factor causing this loss is the interaction of components in the forms of dynamical tides and collisions. As the computations have shown liberation of thermal energy that accompany the mass loss is great enough to make this events observable as the shortterm flares. Many properties of such flares are similar to observed ones in AGN and therefore very close approach of CBS components may be considered as one of the possible causes of flare activity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.N.Bregman*, *Astron. Astrophys. Rev.*, 2, 125, 1990.
2. *B.Dennison, J.J.Condon*, *Astrophys. J.*, 246, 91, 1981.
3. *V.G.Gorbatsky*, in "Variability of Blazars", *Cambridg Univ. Press*, 1992, p.327.
4. *В.Г.Горбацкий*, *Астрофизика*, 2, 276, 1985.
5. *В.Г.Горбацкий, С.П.Прохоров*, *Письма в Астрон.ж.*, №21, 276, 1995.
6. *Ю.П.Корвяковский*, *Изв. Спец.астрофиз.обсерв.* №4, 115, 1972.
7. *L.Spitzer Jr., W.C.Saslaw*, *Astrophys. J.*, 143, 400, 1966.

УДК: 524.5-355

О СПЕКТРЕ МАСС ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ
ОБЛАКОВ В МОДЕЛИ КОАГУЛЯЦИИ

Е.В.ВОЛКОВ, Н.Я.СОТНИКОВА

Поступила 25 января 1997

Принята к печати 20 февраля 1997

Проведено подробное исследование решений уравнения Смоуховского, описывающего процессы слияния в системе гигантских молекулярных облаков. Рассмотрен как случай постоянной пространственной плотности газа в облаках, так и случай постоянной лучевой концентрации газа. Показано, что решение уравнения коагуляции не выражается степенной зависимостью, единой для всего рассматриваемого интервала масс. Продемонстрировано также, что вид решения зависит от ширины интервала масс облаков. Проведенное сравнение с наблюдениями показывает, что модель Оорта и механизм коагуляции могут вполне адекватно описать наблюдаемый спектр масс облаков. Предложены пути усовершенствования модели Оорта.

1. *Введение.* Широко известна роль, которую играют гигантские молекулярные облака (ГМО) в эволюции спиральных галактик, в частности, в эволюционном цикле межзвездной среды. В связи с этим необходимо понять механизмы, лежащие в основе временного и пространственного поведения ансамбля ГМО. Одна из главных наблюдательных характеристик системы облаков как целого, которая позволяет определить правильность выбранной теоретической модели, - их спектр масс. В литературе ранее неоднократно отмечалось наличие универсального степенного закона $n(m) \propto m^{-1.5}$ для широкого интервала масс облаков [1-5]. Именно эта закономерность и являлась, пожалуй, всегда главным пробным камнем при стрoении эволюционных сценариев системы ГМО.

Все модели, отличающиеся друг от друга в частностях, можно отнести к одному из двух классов: модели с неустойчивостью и последующей фрагментацией и коагуляционные модели [6-13]. Главная черта моделей первого класса: действие неустойчивости в межзвездной среде (как правило, гравитационной) и как результат ее - выделение из среды некоторой структуры, сверхоблака, которое под влиянием фрагментации распадается последовательно на все более мелкие облака, зачастую построенные по принципу иерархического сгущивания. В моделях второго класса основным механизмом формирования наблюдаемого распределения облаков по массам служит последовательное слияние облаков друг с

другом с образованием все более массивных структур.

Сразу сделаем одно важное замечание. Скорее всего, на формирование наблюдаемого спектра масс влияют оба фактора, хотя, возможно, и в разной степени. Но простая логика подсказывает, что если действие гравитационной неустойчивости всего лишь вероятно и требует соблюдения ряда благоприятных условий, то столкновения облаков в галактике неизбежны, коль скоро они имеют конечные размеры и движутся в пространстве. Возможно, отчасти по этой причине коагуляционная модель формирования спектра облаков исторически появилась первой и получила широкое распространение.

Основная идея модели была предложена в работе Оорта [14]. Для описания процесса роста ГМО в результате последовательных столкновений с разрушением наиболее массивных из них под действием начинающегося в этих облаках звездообразования применялся формализм уравнения Смолуховского (УС). Аналитические и численные решения этого уравнения [6-9] продемонстрировали удовлетворительное согласие с наблюдаемым спектром масс ГМО: функция распределения по массам в асимптотической области больших масс имела тот же степенной вид с показателем -1.5 , что и наблюдаемое распределение облаков по массам. Следует отметить, что упомянутые решения получались в предположении независимости значения концентрации газа в облаке от его массы. Однако наблюдения, проведенные позднее [4, 5, 15, 16], указывают на то, что для облаков различной массы постоянной скорее является не пространственная плотность частиц, а плотность на луче зрения ρ_r , где r - радиус облака.

Таким образом, возможно облака большей массы являются более разреженными, а меньшей массы - более плотными. Подобная корреляция между плотностью газа в облаке и его размерами не является окончательно установленным фактом, и в литературе приводится закон $\rho \propto r^{-p}$, где $p \in (-1.2, 0)$ [17]. В связи с этим мы в дальнейшем в данной работе будем использовать два значения: $p = -1.0$ и $p = 0$, которые соответствуют двум выделенным случаям: случаю постоянной лучевой концентрации и постоянной пространственной плотности газа в облаках.

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что спектр масс ГМО, в том случае, если для его описания применима коагуляционная модель типа оортовской, не подчиняется универсальному степенному закону и вид его зависит от ширины интервала по массе, на котором решается уравнение коагуляции. Анализ решения УС проведен во втором разделе. В разделе 3 упомянутые решения сравниваются с наблюдательными данными о спектре масс ГМО, полученными в последнее время. Основные выводы работы приведены в разделе 4.

2. *Решения уравнения Смолуховского.* Мы будем рассматривать УС, описывающее процесс роста частиц в ансамбле (в нашем случае - ГМО), и исследовать свойства его решений. Указанное уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial n(m, t)}{\partial t} = G(m) - L(m) + G(ml), \quad (1)$$

где $G(m)$ и $L(m)$ - функционалы, представляющие в уравнении источники и стоки облаков массы m . Они имеют следующий вид:

$$G(m) = \frac{1}{2} \int_{m_1}^{m-m_1} n(m-m') n(m') K(m-m', m') dm', \quad (2)$$

$$L(m) = n(m) \int_{m_1}^{m_2} n(m') K(m, m') dm'. \quad (3)$$

Функция $\Gamma(m_1)$ описывает источники новых облаков, которые появляются на левом конце m_1 интервала по массам $[m_1, m_2]$. Считается, что облака с массами $m > m_2$, получаемые в процессе слияния, мгновенно разваливаются на мелкие облака с массой m_1 . При этом полная масса облаков в системе

$$\int_{m_1}^{m_2} m' n(m') dm' = \text{const} \quad (4)$$

не меняется со временем. Ядро K зависит от сечения столкновения облаков σ и от их относительной скорости v

$$K(m_1, m_2) = \sigma(m_1, m_2) v(m_1, m_2). \quad (5)$$

Очевидно, что стационарное решение УС достигается тогда, когда источники и стоки сбалансированы во всем интервале по массам. Поэтому в нашей работе анализ УС будет построен на исследовании поведения функций $G(m)$ и $L(m)$. Заметим, что на аргумент m накладывается ограничение $m \geq 2m_1$. Только при таких значениях пределы интегрирования в (2) имеют смысл.

2.1. Вначале разберем наиболее простой и хорошо известный случай постоянного ядра $K = \text{const}$. Если предположить, что скорости облаков подчиняются закону равнораспределения по энергиям $v \propto m^{-0.5}$, а пространственная плотность в облаках постоянна (параметр $p = 0$, см. Введение), т.е. геометрическое сечение $\sigma \propto m^{2/3}$, то ядро будет медленно меняющейся функцией массы $K \propto m^{1/6}$. Поэтому случай $K = \text{const}$ часто связывают с ситуацией, когда верны данные два предположения о характеристиках ансамбля облаков.

Рассмотрим поведение источников и стоков членов УС для этого случая (случай 1). При этом будем считать, что спектр масс есть степенная функция от m : $n(m) = \Lambda m^{-\alpha}$. В этом случае интеграл в

выражении (3) можно взять точно, а функция L_1 , описывающая потери, запишется как

$$L_1(m) = A^2 m^{-\alpha} \frac{m_l^{-\alpha+1}}{\alpha-1} l_1, \quad (6)$$

где

$$l_1 = 1 - \left(\frac{m_l}{m_u} \right)^{\alpha-1}, \quad (7)$$

здесь l_1 - постоянная, зависящая только от значения верхней границы m_u (нижнюю границу m_l будем всегда фиксировать). Для бесконечного интервала ($m_u \rightarrow \infty$) она равна 1 при условии, что $\alpha > 1$. В противном случае мы будем иметь дело с бесконечными потерями, что лишено физического смысла.

Функцию G (для рассматриваемого случая обозначим ее как G_1) представим в виде разложения по степеням (m_l/m) , рассматривая массы большие по сравнению с массой минимальных облаков $(m_l/m) \ll 1$:

$$G_1(m) = A^2 m^{-\alpha} \frac{m_l^{-\alpha+1}}{\alpha-1} g_1(m), \quad (8)$$

где

$$g_1(m) = 1 - \frac{\alpha(\alpha-1)}{2-\alpha} \frac{m_l}{m} - \frac{\left(\frac{3}{2} - \alpha\right)\left(\frac{5}{2} - \alpha\right) 2^{2\alpha-2}}{2-\alpha} \times \\ \times \frac{\Gamma(3-\alpha)\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{7}{2} - \alpha\right)} \left(\frac{m_l}{m}\right)^{\alpha-1} + O\left(\left(\frac{m_l}{m}\right)^2\right). \quad (9)$$

Здесь $\alpha \neq 2$. Будем считать далее, что $1 < \alpha < 2$.

Основной интерес для нас представляет поведение функции $g_1(m)$. Для бесконечного промежутка при $m \rightarrow m_u \rightarrow \infty$ она стремится к 1 так же, как и l , при всех α из рассматриваемого промежутка. Интересная ее особенность состоит в том, что при $\alpha > 1.5$ она подходит к 1 *всегда* сверху, а при $\alpha < 1.5$ - *всегда* снизу. При $\alpha = 1.5$ член с $(m_l/m)^{\alpha-1}$ пропадает, главным остается слагаемое с множителем (m_l/m) . В этом случае $g_1(m)$ стремится к единице также снизу, но быстрее, чем при α хоть немного отличном от 1.5 (в этом случае для больших m начинает доминировать слагаемое с $(m_l/m)^{\alpha-1}$). Именно такое поведение функции

$g_1(m)$ на бесконечном интервале и определяет асимптотическое поведение решения уравнения Смолуховского $n(m) \propto m^{-1.5}$ при $m \gg m_u$, найденное еще в работе [6].

На конечном промежутке решение ведет себя по-другому. Подробный анализ поведения функций G_1 и L_1 позволяет сделать вывод: локальное значение наклона спектра масс уменьшается при приближении к концу промежутка. Отметим еще одну интересную деталь. Величина

$$\frac{\lg n(m_u) - \lg n(m_l)}{\lg m_u - \lg m_l}$$

практически не меняет своего значения при уменьшении ширины интервала по массе и близка к - 1.5. При этом локально наклон спектра меняется от значения, близкого - 2 в области малых масс, до значения, близкого - 1 в области больших масс. На рис.1. приведены численные

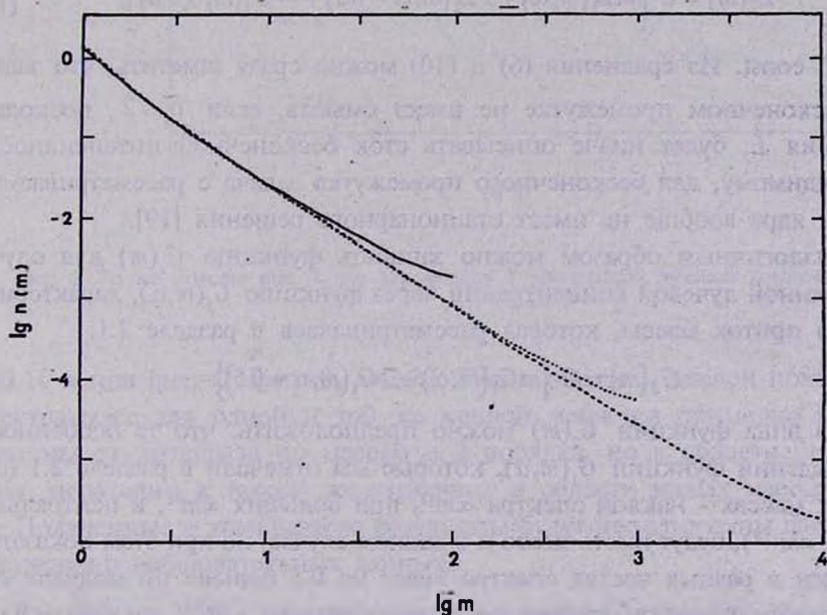


Рис. 1. Стационарное решение уравнения Смолуховского с ядром $K = \text{const}$ для трех интервалов масс: $m_u/m_l = 10^2, 10^3, 10^4$.

решения УС для трех расчетных промежутков: $m_u/m_l = 10^2, 10^3, 10^4$. Для удобства сравнения хода решений все они нормированы на одно и то же значение $n(m)$. Наиболее важная особенность спектра масс на конечном интервале состоит в том, что в промежуточной области - далеко от концов интервала m_l и m_u , наклон спектра действительно близок к значению -1.5. В то же время, в отличие от решения на бесконечном

промежутке, здесь решение становится заметно более пологим при приближении к m_* .

2.2. Рассмотрим теперь случай постоянной лучевой концентрации для газа в молекулярных облаках - случай 2. При этом параметр $p = -1$, а геометрическое сечение столкновения облако $\sigma \propto (r_1 + r_2)^2 \propto (m_1^{0.5} + m_2^{0.5})^2$. Некоторые наблюдения [18] указывают на то, что возможно дисперсия скоростей облаков практически не зависит от их массы. Будем здесь также придерживаться этого предположения: $v = \text{const}$. Как и в разделе 2.1, при анализе приходного и уходного членов УС будем считать спектр масс степенной функцией.

Легко показать, что функция потерь для столкновений облаков с постоянной лучевой концентрацией $L_2(m)$ будет выражаться через функцию $L_1(m, \alpha)$, описывающую потери в случае $K = \text{const}$, следующим образом:

$$L_2(m) = C \cdot \left[m L_1(m, \alpha) + 2 L_1(m, \alpha - 0.5) + \frac{1}{m} L_1(m, \alpha - 1) \right], \quad (10)$$

где $C = \text{const}$. Из сравнения (6) и (10) можно сразу заметить, что задача на бесконечном промежутке не имеет смысла, если $\alpha \leq 2$, поскольку функция L_2 будет иначе описывать сток бесконечной интенсивности. По-видимому, для бесконечного промежутка задача с рассматриваемым видом ядра вообще не имеет стационарного решения [19].

Аналогичным образом можно записать функцию $G_2(m)$ для случая постоянной лучевой концентрации через функцию $G_1(m, \alpha)$, характеризующую приток массы, которая рассматривалась в разделе 2.1:

$$G_2(m) = C \cdot [m G_1(m, \alpha) + 2 G_1(m, \alpha - 0.5)]. \quad (11)$$

Из вида функции $G_2(m)$ можно предположить, что те особенности в поведении функции $G_1(m, \alpha)$, которые мы отмечали в разделе 2.1 (при малых массах - наклон спектра $\propto m^{-2}$, при больших $\propto m^{-1}$, в центральной части $\propto m^{-1.5}$), будут иметь место и в данном случае, но при этом показатель степени в разных частях спектра будет на 0.5 больше по модулю: при малых массах наклон спектра $\propto m^{-2.5}$, при больших $\propto m^{-1.5}$, а в центральной части $\propto m^{-2}$. На рис.2 приведены спектры масс для рассматриваемого случая также для трех различных интервалов: $m_*/m_i = 10^2, 10^3, 10^4$. Ход кривых подтверждает предположения, сделанные при анализе источниковых и стоковых членов УС.

Хорошей иллюстрацией поведения спектра масс для различных интервалов по массе может служить величина

$$s = \frac{\lg n(m_1) - \lg n(m_2)}{\lg m_1 - \lg m_2}.$$

При $\lg m_1=4$, $\lg m_2=0$, т.е. на максимальном интервале, значение этого отношения равно 1.98. Для той же кривой, описывающей решение на интервале в 4 порядка, при $\lg m_1=4$, $\lg m_2=1$ и при $\lg m_1=4$, $\lg m_2=2$, эта дробь имеет значения соответственно 1.86 и 1.73. Та же кривая, но в области малых масс, является заметно более крутой при $\lg m_1=3$, $\lg m_2=0$,

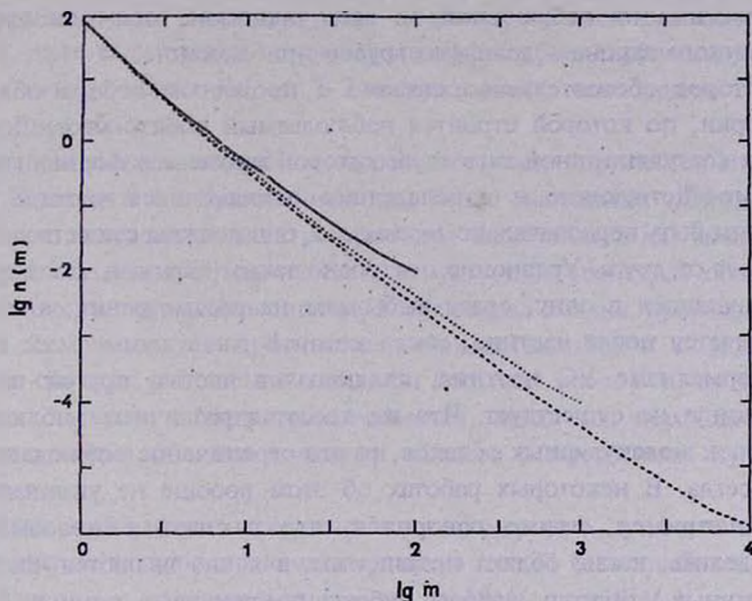


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для модели с постоянной лучевой концентрацией.

$s=2.10$ и при $\lg m_1=2$, $\lg m_2=0$, $s=2.22$. Таким образом, наклон показателя спектра масс для одной и той же кривой меняется примерно на 0.5, если мы от интервала по массам в 2 порядка, но в области больших масс, переходим к такому же интервалу в области малых масс.

Полученные в этом разделе результаты будут использованы далее при обсуждении наблюдательных данных.

3. Обсуждение и сравнение с наблюдениями. Основную информацию о спектре масс молекулярных облаков мы получаем из наблюдений в радиолиниях ^{12}CO и ^{13}CO . По наблюдениям в этих линиях определяются лучевые концентрации молекулярного водорода и линейные размеры облаков. При этом надо учитывать два, на наш взгляд, важных обстоятельства.

Во первых, несмотря на то, что результаты наблюдений разных авторов в целом перекрывают широкий диапазон по массе - от почти $1M_\odot$ до более чем $10^6 M_\odot$, - каждый из этих радиообзоров затрагивает

значительно более узкий интервал по массе: отношение максимальной и минимальной масс облаков обычно не превышает двух порядков. Возможно, отчасти по этой причине степенной закон является хорошим приближением для наблюдательных данных, хотя от обзора к обзору значение показателя степени меняется. Поэтому вполне вероятно, что аппроксимация наблюдений во всем диапазоне при помощи единого степенного закона - довольно грубое приближение.

Второе обстоятельство связано с процессом отбора облаков для выборки, по которой строится наблюдаемый спектр масс. Дело в том, что в коагуляционной модели, к которой применим формализм УС, все взаимодействующие и впоследствии сливающиеся частицы (облака) должны быть первоначально *независимы*, они должны существовать отдельно друг от друга. Уравнение построено таким образом, что две частицы, сливающиеся в одну, сразу выбывают из рассмотрения, а вместо них появляется новая частица, масса которой равна сумме масс исходных. В формализме УС частица, являющаяся частью другой частицы, в принципе не существует. Что же касается различных наблюдательных выборок молекулярных облаков, то это ограничение соблюдается далеко не всегда. В некоторых работах об этом вообще не упоминается, а в [2], например, прямо говорится, что в связи с невозможностью определить, какие облака независимы, а какие являются частью более массивных структур, авторы работы соединили в одну выборку как самостоятельные облака, так и малые плотные сгущения внутри больших облаков. Очевидно, что подобное смешивание независимых структур и внутренних сгущений способствует укрупнению наблюдаемого спектра. В то же время, ряд малых, но независимых облаков, может не попасть в выборку именно по причине своих малых размеров. Это влияет на спектр масс в противоположном смысле.

В связи с этим более надежным представляется анализ, основанный на менее широких по массе интервалах, а, следовательно, на более однородных по классу объектах. Так, в работе [20] проводится анализ спектров масс, полученных, с одной стороны, для маломассивных сгущений внутри ГМО, с другой стороны, для наиболее массивных облаков с массами $10^5 M_\odot$ и более. При этом получается, что спектр масс для сгущений заметно более пологий, чем для массивных галактических ГМО.

Остановимся несколько более подробно на результатах недавней работы [21], в которой авторы построили спектр масс облаков на основе выборки из 204 объектов, тщательно отобранных по своим наблюдениям, а также собранных из других более ранних статей. Два вывода этой работы, на которые мы сейчас хотим обратить внимание, состоят в следующем.

1. Спектр масс молекулярных облаков, построенный для объектов, которые расположены во внешних областях галактики, имеет вид: $n_{\text{ext}}(m) \propto m^{-1.62}$. Для всей выборки, куда попадает также много объектов из внутренних областей галактики, спектр масс является несколько более крутым: $n_{\text{all}}(m) \propto m^{-1.79}$.

2. Средняя масса молекулярных облаков во внешних областях галактики, даже если сделать поправку на эффект блендирования малых облаков в центре галактики, на 1-2 порядка ниже, чем средняя масса во внутренних областях.

Отмеченная выше наблюдаемая корреляция между укрупнением спектра в центре галактики и образованием там более массивных облаков не согласуется с поведением спектра масс для коагуляционной модели в рамках предположения об одинаковых структурных свойствах облаков, как массивных, так и маломассивных. Как показал анализ, проведенный в разделе 2, существует противоположная тенденция в поведении модельного спектра: уплощение в области больших масс. В то же время общий наклон всего спектра увеличивается, когда мы переходим от модели однородных облаков к модели облаков с постоянной лучевой концентрацией.

Из наблюдений следует определенная закономерность, заключающаяся в уменьшении по модулю значения параметра p от -1 (для наиболее массивных облаков - с массами в диапазоне от $10^4 M_{\odot}$ до $10^7 M_{\odot}$) до почти 0 при переходе к облакам с массами $10 M_{\odot}$ - $10^3 M_{\odot}$ (см. рис. 2 в [20] и ссылки в этой работе). Иными словами, маломассивные облака являются более однородными, чем облака больших масс. Поэтому для правого конца спектра очевидно справедливо приближение постоянной лучевой концентрации, разобранный нами в пункте 2.2, а для левого конца - приближение постоянной пространственной плотности, решение для которого описано в разделе 2.1. По этой причине наклон спектра при переходе от маломассивных облаков (или сгущений внутри ГМО) к более массивным может становиться все более крутым: от значений -1.5 он может доходить до -1.9 и более.

Естественно, что ядро K в УС в том случае, когда параметр p зависит от массы облака, имеет более сложный вид. В дальнейшем предполагается провести численное исследование УС для ядра с переменным по спектру значением p . При получении равновесного спектра для системы облаков большую помощь может оказать метод прямого моделирования эволюции ансамбля ГМО, разработанный и примененный авторами настоящей работы [22-24]. Суть метода сводится к учету всех неупругих парных столкновений между облаками, движущимися в гравитационном поле дисковой галактики. Расчеты на основе указанного метода смогут подтвер-

дить правильность высказанного здесь предположения о характере спектра масс молекулярных облаков с переменным по спектру параметром p .

4. *Заключение.* Основной вывод данной работы состоит в том, что коагуляционная модель, вопреки высказывавшимся ранее опасениям [25], вполне адекватно описывает наблюдаемый спектр масс ГМО. Равновесное решение УС, полученное для интервала $m_*/m_* = 10^4$, соответствует в области больших масс ($10^4 M_\odot - 10^6 M_\odot$) наблюдаемому значению наклона спектра (-1.7 - -1.8). Для всего диапазона по массе скорее всего не применимо приближение с универсальным значением параметра p , связывающего плотность газа в облаке и его радиус. Решение УС с переменным по спектру параметром p , а также метод прямого моделирования помогут воссоздать картину эволюции системы облаков в галактике.

Отметим еще одну интересную деталь механизма коагуляции, которую в принципе нельзя смоделировать при помощи УС. Малое облако, сталкиваясь с более рыхлым и более массивным облаком, может быть поглощено им. Масса получающегося облака будет равняться сумме масс исходных облаков, но радиус нового облака при этом не обязательно увеличится. Этот процесс может быть многократно повторен, масса облака заметно вырастет, но оно по-прежнему будет сохранять размеры, близкие к исходным. Это может привести к неоднозначному соответствию между массой облака и его размерами. По-видимому, в реальных условиях это обстоятельство следует принимать во внимание. Учесть и оценить его вклад в эволюцию спектра масс ГМО может только метод прямого моделирования процессов столкновения в системе большого числа облаков.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19695-а). Один из авторов благодарит за финансовую поддержку CNPq, контракт № 301632195 - 2(RE).

Астрономический институт Санкт-Петербургского университета.
Observatório Nacional/CNPq, Brasil

ON THE MASS SPECTRUM OF GIANT MOLECULAR CLOUDS IN THE COAGULATION MODEL

E.V.VOLKOV, N.Ya.SOTNIKOVA

The detailed investigation of the Smoluchovski equation solution describing the coagulation processes in the system of giant molecular clouds is fulfilled. Both cases: the constant spatial gas density and that of constant column density in clouds are concerned. It is shown that the coagulation equation solution is not a power law unique for the whole mass interval under consideration. It is demonstrated also that the form of the solution depends on the clouds mass interval. The comparison with observations made showed that Oort model and coagulation mechanism were able to describe well the observed mass spectrum. The ways to improve Oort model are proposed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.S.Liszt, D.Ziang, W.B.Burton*, *Astrophys. J.*, **249**, 532, 1981.
2. *F.Casoli, F.Combes, M.Gerin*, *Astron. Astrophys.*, **133**, 99, 1984.
3. *D.B.Sanders, P.M.Solomon, N.Z.Scoville*, *Astrophys. J.*, **276**, 182, 1984.
4. *T.Dame, B.G.Elmegreen, R.Cohen, P.Thaddeus*, *Astrophys. J.*, **305**, 892, 1986.
5. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J. Barrett, A. Yahil*, *Astrophys. J.*, **319**, 730, 1987.
6. *G.Field, W.Saslaw*, *Astrophys. J.*, **142**, 583, 1965.
7. *G.Field, J.Hutchings*, *Astrophys. J.*, **153**, 737, 1968.
8. *J.Kwan*, *Astrophys. J.*, **229**, 567, 1979.
9. *F.Casoli, F.Combes*, *Astron. Astrophys.*, **110**, 287, 1982.
10. *P.Goldreich, D.Lynden-Bell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **130**, 97, 1965.
11. *E.N.Parker*, *Astrophys. J.*, **145**, 811, 1966.
12. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, **344**, 306, 1989.
13. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, **342**, L67, 1989.
14. *J.H.Oort*, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **12**, 177, 1954.
15. *R.B.Larson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **194**, 809, 1981.
16. *P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **270**, 105, 1983.
17. *J.Scalo, A.Lazarian*, *Astrophys. J.*, **469**, 189, 1996.
18. *A.A.Stark, J.Brand*, *Astrophys. J.*, **339**, 763, 1989.
19. *В.М.Волощук*, *Кинетическая теория коагуляции*, Гидрометиздат, Л., 1984.

20. *B.G.Elmegreen, E.Falgarone*, *Astrophys. J.*, 471, 816, 1996.
21. *J.Brand, J.G.A.Wouterloot*, *Astron. Astrophys.*, 303, 851, 1995.
22. *N.Sotnikova, E.V.Volkov*, *Astron. Astrophys.*, 288, 942, 1994.
23. *Н.Я.Сотникова, Е.В.Волков*, *Астрофизика*, 37, 615, 1994.
24. *Н.Я.Сотникова, Е.В.Волков*, *Письма в Астрон. ж.*, в печати, 1996.
25. *B.G.Elmegreen*, *Astrophys. J.*, 347, 859, 1989.

УДК: 524.8:531.51

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С
ДИЛАТОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. I

А.А.СААРЯН

Поступила 9 сентября 1996

Принята к печати 11 октября 1996

Проблемы плоских направлений и нарушения суперсимметрии являются основными, до сих пор неразрешенными, проблемами при сравнении теории струн с низкоэнергетической физикой. Возможный непертурбативный дилатонный потенциал может играть важную роль в их разрешении. В данной работе рассмотрены D -мерные низкоэнергетические струнные космологические модели с дилатонным потенциалом. Для некоторых простых потенциалов выписаны точные решения. Методами качественной теории динамических систем исследована картина космологической эволюции гравитационно-дилатонной модели для различных случаев поведения потенциала в области сильной связи. Обсуждаются особенности моделей с потенциалами, принимающими отрицательные значения в некоторых интервалах значений поля дилатона. Рассмотрен конкретный механизм генерации непертурбативного потенциала, основанный на конденсации калибрино в скрытом секторе калибровочной группы.

1. *Введение.* Одним из наиболее характерных черт суперсимметричных теорий является наличие плоских направлений в пространстве полей и, как следствие, вырождение вакуумного состояния. В отличие от обычных теорий, где такое вырождение снимается квантовыми поправками, в суперсимметричных теориях теоремы о неперенормировке гарантируют стабильность плоских направлений в любом порядке теории возмущений [1,2]. Набор этих направлений обычно называют пространством модулей, а поля, параметризующие их - модулями (moduli fields). Наличие этих полей может иметь важные следствия в физике ранней Вселенной, включая образование когерентных скалярных конденсатов и бариогенезис [3,4]. Более того, они являются естественными кандидатами на роль инфлатона в моделях космологической инфляции (см. [5-9] и приведенные там ссылки).

В любой реалистической теории суперсимметрия должна быть нарушена в области низких энергий, причем масштаб расщепления масс в супермультиплетах ~ 1 Тэв, если суперсимметрия является решением проблемы иерархий. Поскольку, именно благодаря суперсимметрии плоские направления устойчивы относительно квантовых поправок, то при ее нарушении возможна генерация потенциала вдоль этих направлений. В обычно рассматриваемых механизмах суперсимметрия нарушается в скрытом секторе теории и передается на плоские направ-

ления гравитационными взаимодействиями. Наиболее популярным среди них является механизм конденсации калибрино (gaugino condensation) [10] (а также [11] и приведенные там ссылки).

В настоящее время среди суперсимметричных теорий наиболее перспективной является теория суперструн [12,13]. Она является единственным кандидатом фундаментальной теории, объединяющая все известные физические взаимодействия, включая гравитацию. Универсальным модулем, присутствующим во всех вариантах теории струн, является дилатон - скалярное поле, значение которого определяет калибровочные константы. Дилатон обладает плоским потенциалом во всех порядках струнной теории возмущений, по крайней мере, до тех пор, пока суперсимметрия остается ненарушенной [14-16]. Это же относится к другим полям модулей, характеризующим конкретные компактификации, т.е. форму и размер внутренних пространств. В различных состояниях вырожденного вакуума значения модулей различны. В частности, эти состояния отличаются значениями калибровочных констант и поэтому физически неэквивалентны. Если теория струн является фундаментальной теорией, из которой в пределе низких энергий следует стандартная модель, она должна ответить на вопрос, каким образом происходит выбор того или иного основного состояния? Предполагается, что здесь фундаментальную роль играют непертурбативные эффекты, генерирующие нетривиальный потенциал вдоль плоских направлений (иной механизм фиксации вакуумного ожидания дилатона петлевыми поправками см. [17]). Они придают определенные значения вакуумным ожиданиям полям модулей, тем самым определяя значения фундаментальных констант, а также геометрию и топологию компактифицированных подпространств. Как уже отмечалось выше, этот процесс существенным образом связан с механизмом нарушения суперсимметрии в теории струн, проблема, которая несмотря на многие интересные подходы, до сих пор остается неразрешенной. О генерации нетривиального модульного потенциала в пределе низких энергий свидетельствует и то, что в случае плоских потенциалов соответствующие поля являются безмассовыми и приводят к дополнительным универсальным дальнедействующим взаимодействиям, существование которых ограничено экспериментами типа Этвеша, подтверждающими принцип эквивалентности [18,19]. Более того, космологическая эволюция этих полей проявилась бы в виде вариаций физических констант, возможность, которая также существенно ограничена современными наблюдательными данными [20].

В последние годы все более возрастающее число работ по исследованию струнных эффектов в ранних стадиях эволюции Вселенной и их возможных проявлений в настоящую эпоху, привели к формированию

нового направления космологических исследований - струнной космологии [21]. Эти исследования важны как с точки зрения наблюдательной проверки теории струн (см., например, [21-23] о возможности детектирования в будущих гравитационно-волновых экспериментах фонового гравитационного излучения, генерируемого в стадии дилатонно-кинстической инфляции), так и для разрешения проблем современной космологии. В частности, полученные на COBE [25,26] данные об анизотропии реликтового фонового излучения приводят к ряду ограничений на вид и параметры модулярных потенциалов, если они являются источником инфляции. Исследование космологических моделей в теории струн проводилось как на основе низкоэнергетического эффективного полowego действия (см., например, [21,27-32] и приведенные там ссылки), так и в рамках более фундаментального подхода конформной теории поля [33-35], в котором учитываются все вышние поправки по натяжению струны. Методы квантовой космологии в теории струн рассматриваются в [36-38]. Струнным космологическим моделям с неспертурбативным дилатонным потенциалом посвящены работы [39-48].

Данная статья является продолжением предыдущих работ автора [31,32,49] по струнной космологии, в которой учитываются эффекты неспертурбативного дилатонного потенциала, без конкретизации механизма его генерации. В разделе 2 обсуждается структура низкоэнергетического струнного эффективного действия с дилатонным потенциалом. В общем конформном представлении соответствующие уравнения поля эквивалентны системе уравнений обобщенной D -мерной скалярно-тензорной теории с зависящим от поля дилатона негравитационным лагранжианом. Рассмотрена однородная анизотропная космологическая модель. В разделе 3 уравнения модели конкретизированы для грави-дилатонного плоского случая с нулевым полем Калба-Рамона. Рассмотрены решения с постоянным дилатонным полем. Отмечается, что экстремумы с отрицательными значениями потенциала не могут быть точками покоя соответствующих космологических моделей. Показано, что в ходе космологической эволюции анизотропные решения стремятся к изотропным или уходят в бесконечность фазового пространства. В дальнейшем рассмотрены изотропные модели. Соответствующая динамическая система является точно решаемой для экспоненциальных потенциалов (раздел 4). Во второй части данной работы проведен качественный анализ изотропных моделей для различных случаев поведения дилатонного потенциала в области сильной связи. Исследованы особенности грави - дилатонных космологических моделей с потенциалами, принимающие отрицательные значения в некоторых областях значений дилатона. Там же рассмотрен реалистический пример потенциала, генерируемого конденсацией калиб-

рино в скрытом секторе калибровочной группы.

2. *Уравнения модели.* Пертурбативная теория струн содержит два параметра: напряженность струны α' с размерностью обратного квадрата массы и безразмерная струнная постоянная связи g_c . Первый из них определяет масштаб длины (или массы) в теории и контролирует струнные эффекты: при $\alpha' \rightarrow 0$ теория становится эффективной теорией поля. Вторым параметром g_c контролирует квантовые поправки и является параметром петлевого разложения. В ведущем порядке по α' струнное низкоэнергетическое эффективное действие имеет вид (о различных методах вывода этого действия см. [50-52])

$$S = \int d^D x \sqrt{|\tilde{G}|} e^{-2\Phi} \left[-\frac{1}{16\pi G_D} \left(\tilde{R} + 4\tilde{\partial}^M \Phi \partial_M \Phi + \tilde{V}(\Phi) - \frac{1}{12} H^2 \right) + \right. \\ \left. + \tilde{L}_m(G_{MN}, \Psi) \right], \quad (2.1)$$

где $\tilde{G}_{MN}$ - D-мерная метрика, Φ - поле дилатона, $H^2 = H_{MNP} H^{MNP}$

$H_{MNP} = 3\partial_{[P} B_{MN]}$ - напряженность антисимметричного поля Калба-Рамона B_{MN} . Они являются бозонными универсальными полями всех струнных построений и составляют гравитационный сектор теории (здесь и ниже символ $\sim$ над буквами указывает на величины в струнном конформном представлении). Струнная постоянная связи g_c выражается через среднее значение дилатона согласно $g_c = e^\Phi$. Лагранжиан $\tilde{L}_m$ включает вклад других полей, в частности, суперсимметричных партнеров указанных выше бозонных полей, если исходная теория струн является суперсимметричной. Функция $\tilde{V}(\Phi)$ - дилатонный потенциал, который в древесном приближении является постоянным, пропорциональный разности $D - D_c$, где D_c - критическая размерность ($D_c = 26$ в теории бозонных струн, $D_c = 10$ в теории суперструн). Вследствие теорем о неперенормировке в суперсимметричных теориях, возможный нетривиальный дилатонный потенциал должен иметь непертурбативный характер. Наличие такого потенциала может разрешить две основные проблемы струнной феноменологии (см., например, [53]): снятие вакуумного вырождения и нарушение суперсимметрии. В зависимости от масштаба энергии возможны два типа непертурбативных эффектов: струнные с планковским масштабом и теоретико-полевые. Если суперсимметрия является решением проблемы иерархии масс, то ее нарушение должно произойти при низких энергиях, когда теоретико-полевые эффекты доминируют. В зависимости от того, какого типа эффекты преобладают при снятии вырождения, возможны два сценария [11]. В первом из них обе

обе доминантные непертурбативные эффекты, ответственные за снятие вырождения и нарушение суперсимметрии, являются теоретико-полевыми. В частности, один и тот же механизм может решить обе эти задачи (примером является конденсация калибрино в скрытом секторе калибровочной группы [10,11,54-58]). При этом поле дилатона (и вообще поля модулей), после нарушения суперсимметрии, приобретают массу ~ 1 Тэв. Наличие таких полей приводит к так называемой проблеме космологических модулей (см., например, [59]): если они стабильны, то замыкают Вселенную за времена меньше космологических, если не стабильны - нарушают нуклосинтез, вследствие того, что участвуют только в гравитационных взаимодействиях и поэтому являются долгоживущими. Несмотря на ряд интересных подходов (см., например, [60]), в настоящее время эта проблема остается одной из неразрешенных в струнной феноменологии.

Во втором сценарии вырождение снимается струнными эффектами, а суперсимметрия нарушается теоретико-полевыми эффектами. Здесь дилатон и поля модулей фиксируются при высоких энергиях с массами порядка планковской, избегая проблему космологических модулей. Основная трудность при реализации этого сценария связана с отсутствием в настоящее время непертурбативной теории струн (несмотря на значительный прогресс в этом направлении [61]). Проблемы могут возникать также в связи с нарушением суперсимметрии.

В данной работе мы рассмотрим струнные космологические модели без конкретизации непертурбативного механизма генерации дилатонного потенциала. Из теоретических соображений следует, что в области слабой связи такой потенциал стремится к нулю как двойная экспонента:

$$\tilde{V}(\varphi) \sim \exp[-\sigma \exp(-2\varphi)], \quad \varphi \rightarrow -\infty, \quad (2.2)$$

где σ - модельно зависящая положительная постоянная. Если генерация потенциала является механизмом фиксации дилатона, то функция $\tilde{V}(\varphi)$ должна иметь минимум (по крайней мере локальный) при современном значении дилатона $\varphi = \varphi_0$ с космологической постоянной $\tilde{V}(\varphi_0)$, удовлетворяющей наблюдательным ограничениям. Далее, разрешение проблемы Дайна-Сайберга [62] требует, чтобы этот минимум был разделен от области слабой связи локальным максимумом. Что касается области сильной связи, то мы будем рассматривать различные случаи поведения функции $\tilde{V}(\varphi)$ в этой области, в частности, при $\varphi \rightarrow +\infty$.

В зависимости от того, какой процесс лежит в основе акта измерения, физическими являются различные конформные представления метрики. Поэтому динамическую картину космологической эволюции удобно рассматривать в общем конформном представлении, связанном

со струнным представлением преобразованием D - мерной метрики

$$G_{MN} = e^{-c\varphi} \tilde{G}_{MN} \quad (2.3)$$

с произвольной постоянной c . Введя новое скалярное поле

$$\Phi = e^{b\varphi}, \quad b = c(D-2)/2 - 2 \quad (2.4)$$

действие (2.1) запишем в виде

$$S = \int d^D x \sqrt{|G|} \left[\frac{1}{16\pi G_D} \left(-\Phi R + \omega \partial^M \Phi \partial_M \Phi / \Phi - \Phi V_c(\Phi) \right) + L \right], \quad (2.5)$$

где введены обозначения

$$L = L_m + \frac{1}{192\pi G_D} \Phi^{1-2c/b} H^2, \quad L_m = \Phi^{1+c/b} \tilde{L}_m(\Phi^{c/b} G_{MN}, \psi), \quad (2.6)$$

$$\omega = -1 + (4/b^2 - 1)/(D-2), \quad V_c(\Phi) = \Phi^{c/b} \tilde{V}(\varphi). \quad (2.7)$$

При $b = 0$, соответствующим выбору

$$c = 4/(D-2), \quad (2.8)$$

получаем эйнштейновское представление. В общем же случае действие (2.5) описывает обобщенную D - мерную скалярно-тензорную теорию Йордана-Бранса-Дикке со скалярным потенциалом и нестривиальной зависимостью негравитационного лагранжиана от поля Φ .

Замечание. Если предположить, что связанные с внутренними подпространствами степени свободы заморожены, то соответствующее четырехмерное действие можно получить простой редукцией действия (2.5). После переобозначения полей и констант оно примет вид (2.5) с $D=4$. Таким образом, действие (2.5) описывает как многомерные ($D > 4$), так и четырехмерные модели с фиксированными внутренними степенями свободы.

Вариация (2.5) приводит к следующим уравнениям поля

$$R_{MN} - \frac{1}{2} G_{MN} R = \frac{8\pi G_D}{\Phi} T_{MN} + \frac{1}{2} G_{MN} V_c + \frac{\omega}{\Phi^2} (\partial_M \Phi \partial_N \Phi - \frac{1}{2} G_{MN} \partial_P \Phi \partial^P \Phi) + \Phi^{-1} (D_M D_N \Phi - G_{MN} \square \Phi), \quad (2.9)$$

$$\square \Phi - \frac{1}{2\Phi} \partial_M \Phi \partial^M \Phi + \frac{\Phi}{2\omega} \left[R + V_c + \Phi V'_c(\Phi) - \frac{16\pi G_D}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta(L\sqrt{|G|})}{\delta\Phi} \right] = 0, \quad (2.10)$$

$$D_M (\Phi^{1-2c/b} H^{MNP}) = \partial_M (\sqrt{|G|} \Phi^{1-2c/b} H^{MNP}) / \sqrt{|G|} = 0, \quad (2.11)$$

где D_M - ковариантная производная относительно G_{MN} , $\square = G^{MN} D_M D_N$ -

многомерный ковариантный даламбертиан,

$$T_{MN} = \frac{2}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta(L\sqrt{|G|})}{\delta G^{MN}} = T_{MN}^{(m)} + T_{MN}^{(H)},$$

$$T_{MN}^{(H)} = \frac{\Phi^{1-2c/b}}{32\pi G_D} \left(H_{MKL} H_N^{KL} - \frac{1}{6} H^2 G_{MN} \right). \quad (2.12)$$

Исключая R с помощью свертки уравнения (2.9):

$$R = -\frac{16\pi G_D T}{(D-2)\Phi} - \frac{DV_c}{D-2} + \frac{\omega}{\Phi^2} \partial_P \Phi \partial^P \Phi + \frac{D-1}{D-2} \frac{\square \Phi}{\Phi}, \quad (2.13)$$

уравнения для метрики и скалярного поля можно записать в виде

$$R_{MN} = \frac{8\pi G_D}{\Phi} \left(T_{MN} - \frac{G_{MN} T}{D-2} \right) + \frac{\omega}{\Phi^2} \partial_M \Phi \partial_N \Phi +$$

$$+ \Phi^{-1} \left(D_M D_N \Phi + \frac{G_{MN}}{D-2} \square \Phi \right) - \frac{G_{MN}}{D-2} V_c(\Phi), \quad (2.14)$$

$$\square \Phi = 2\pi G_D b^2 \left[T + \frac{D-2}{\sqrt{|G|}} \Phi \frac{\delta(L\sqrt{|G|})}{\delta \Phi} \right] + \frac{b^2}{8} \Phi [2V_c - (D-2)V_c'(\Phi)] \quad (2.15)$$

Ковариантные уравнения непрерывности для тензоров энергии - импульса

$T_{MN}^{(i)}$, $i = m, H$ теперь имеют вид.

$$D_M T_N^{(i)M} = -\frac{1}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta(L_i \sqrt{|G|})}{\delta \Phi} \partial_N \Phi, \quad i = m, H. \quad (2.16)$$

Эти уравнения выполняются по отдельности, вследствие отсутствия непосредственного взаимодействия между полями ψ и H .

Рассмотрим D -мерную однородную космологическую модель с пространственно - временной структурой $R \otimes M^1 \otimes \dots \otimes M^n$, где R соответствует временной координате, M^i , $i = 1, \dots, n$ - максимально симметричное пространство размерности n_i , $\sum n_i = D-1$. Метрику запишем в виде

$$G_{MN} = \text{diag}(1, \dots, -R_i^2(t) g_{l_i m_i}^{(i)}), \quad (2.17)$$

где R_i - масштабный фактор подпространства M^i с метрикой $g_{l_i m_i}^{(i)}$ и тензором Риччи $R_{l_i m_i}^{(i)} = k_i(n_i - 1) g_{l_i m_i}^{(i)}$, $k_i = 0, \pm 1$, а индексы l_i, m_i

принимают значения, соответствующие этому подпространству. Заметим, что синхронная временная координата t и масштабные факторы зависят от конформного представления и связаны с соответствующими величинами в струнном представлении соотношениями

$$dt = e^{-c\Phi/2} d\tilde{t}, \quad R_i = e^{-c\Phi/2} \tilde{R}_i. \quad (2.18)$$

Они будут использованы ниже для сравнения картины космологической эволюции в различных конформных представлениях.

Из уравнений поля следует, что для метрики (2.17) соответствующий тензор энергии - импульса (2.12) диагонален и может быть представлен в виде

$$T_M^N = \text{diag}(\epsilon, \dots, -\delta_{m_i}^{i_i} p_i, \dots). \quad (2.19)$$

Введя обозначения

$$a_i = p_i / \epsilon, \quad \alpha = \frac{\Phi}{\epsilon \sqrt{|G|}} \frac{\delta(L\sqrt{|G|})}{\delta\Phi}, \quad \bar{a} = 1 - \sum_i n_i a_i \quad (2.20)$$

уравнения поля (2.14), (2.15) для метрики (2.17) можно записать в виде

$$\dot{y}_i + y_i \sum_{l=0}^n y_l + k_i n_l (n_l - 1) / R_i^2 + n_i V_i(\Phi) = 8\pi G_D \cdot b_i n_i \epsilon / \Phi, \quad i = 0, \dots, n, \quad (2.21)$$

$$16\pi G_D \epsilon / \Phi + V_c(\Phi) = \sum_{i,l=0}^n a_{il} y_i y_l + \sum_{i=0}^n k_i n_i (n_i - 1) / R_i^2, \quad k_0 = 0, n_0 = 1, \quad (2.22)$$

где точка над буквой означает производную по времени,

$$y_i = n_i \dot{R}_i / R_i, \quad i = 0, \dots, n, \quad R_0 = \Phi, \quad (2.23)$$

$$V_0 = [-2V_c + (D-2)\Phi V'_c] b^2 / 8, \quad V_i = \\ = -[2(\omega+1)V_c + \Phi V'_c] b^2 / 8, \quad i = 1, \dots, n, \quad (2.24)$$

$$b_0 = \frac{b^2}{4} [\bar{a} + (D-2)\alpha], \quad b_i = a_i + \frac{b^2}{4} [(\omega+1)\bar{a} - \alpha], \quad i = 1, \dots, n, \quad (2.25)$$

$$a_{ii} = 1 - \delta_{ii} / n_i, \quad i = 1, \dots, n, \quad a_{00} = -\omega. \quad (2.26)$$

Уравнения в эйнштейновском представлении получаются отсюда предельным переходом $b \rightarrow 0$ с учетом (2.4). Для тензора энергии - импульса (2.17) уравнение непрерывности имеет вид

$$\dot{\epsilon} / \epsilon + \sum_{i=1}^n (1 + a_i) y_i + \alpha y_0 = 0. \quad (2.27)$$

Космологические модели, описываемые системой (2.21), (2.22) с нулевым дилатонным потенциалом и плоскими подпространствами

$M'(k_i = 0)$ подробно исследованы в работах [31,32]. Для случая постоянных a_i (следовательно и b_i) и α в параметрическом виде найдено общее решение. В ранние и поздние стадии эволюции это решение стремится к особым решениям со степенной зависимостью масштабных факторов и поля Φ от времени. В зависимости от параметров модели исследованы различные возможные сценарии эволюции. Выявлены условия, при которых происходит динамическая компактификация дополнительных измерений. Показано, что естественным источником такой компактификации может служить поле Калба-Рамона. Для большинства решений космологическая эволюция переводит систему из области слабой связи в область сильной связи, где становятся важными эффекты дилатонного потенциала. Здесь мы рассмотрим эти эффекты в чисто гравитационной плоской модели без материи и поля Калба-Рамона.

3. *Грави-дилатонная плоская модель.* Рассмотрим эволюцию космологической модели, описываемую уравнениями (2.21), (2.22) при $k_i = 0$ и $\epsilon = 0$. Запишем эти уравнения в виде динамической системы непосредственно через поле дилатона:

$$\dot{\phi} = x, \quad \dot{x} = -xy - e^{f\phi} V'(\phi),$$

$$\dot{y}_i = -y y_i + n_i e^{f\phi} [f V'(\phi) / 2 + 8 V(\phi) / (D-2)^2], \quad i = 1, \dots, n, \quad (3.1)$$

$$\frac{8 e^{f\phi}}{D-2} V(\phi) = y^2 - \sum_{i=1}^n n_i^{-1} y_i^2 - (\omega+1) b^2 x^2,$$

где введены следующие обозначения

$$f = 2b / (D-2) = c - 4 / (D-2), \quad y = \sum_{i=1}^n y_i + bx = [1 n(\Omega e^{b\phi})] \quad (3.2)$$

$$V(\phi) = \frac{D-2}{8} \exp\left(\frac{4\phi}{D-2}\right) \tilde{V}(\phi), \quad (3.3)$$

а Ω - сопутствующий объем многомерного пространства. Эта система имеет особенно простой вид в эйнштейновском представлении, когда $b = f = 0$. Рассмотрим сначала решения с постоянным дилатонным полем. Из (3.1) следует, что такие решения существуют лишь в точках $\phi = \phi_0$ экстремума потенциала (3.3):

$$V'(\phi_0) = 0. \quad (3.4)$$

Суммируя уравнение (3.1) для y_i по всем значениям i , получим уравнение для $y = \dot{\Omega} / \Omega$:

$$\dot{y} + y^2 = 2V_0 e^{f\varphi_0} A^2, \quad A = 2 \frac{\sqrt{D-1}}{D-2}, \quad V_0 = V(\varphi_0). \quad (3.5)$$

Отсюда следует, что соответствующими решениями для масштабных факторов являются:

а) при $V_0 \geq 0$, $y = \pm A \sqrt{2V_0 e^{f\varphi_0}}$ - пространство типа де-Ситтера:

$$R_i = R_0 \exp\left(\frac{\pm \tau}{D-1}\right), \quad \tau = A \sqrt{2|V_0| e^{f\varphi_0}} \cdot t, \quad i = 1, \dots, n, \quad (3.6)$$

где R_0 - постоянные интегрирования. В частности, случаю $V_0 = 0$ соответствует пространство - время Минковского;

б) при $V_0 = 0$, $y \neq 0$ - решение типа Казнера:

$$R_i = R_0 |t|^{y_{i0}}, \quad \Omega = \Omega_0 |t|, \quad i = 1, \dots, n, \quad (3.7)$$

где y_{i0} - постоянные интегрирования, связанные соотношениями

$$\sum_{i=1}^n n_i y_{i0} = \sum_{i=1}^n n_i y_{i0}^2 = 1; \quad (3.8)$$

в) при $V_0 > 0$, $y \neq \pm A \sqrt{2V_0 e^{f\varphi_0}}$:

$$R_i = R_0 |\sinh \tau|^{1/(D-1) \left(\frac{\cosh \tau - 1}{\cosh \tau + 1} \right)^{y_{i0}}}, \quad \Omega = \Omega_0 |\sinh \tau|, \quad (3.9)$$

$$\sum n_i y_{i0} = 0, \quad \sum n_i y_{i0}^2 = \frac{D-2}{4(D-1)}.$$

В пределе $t \rightarrow \infty$ это решение стремится к решению де-Ситтера (3.6). Предельным переходом $V_0 \rightarrow 0$ отсюда можно получить также решение (3.7).

г) и, наконец, при $V_0 < 0$

$$R_i = R_0 |\cosh \tau|^{1/(D-1) \left(\frac{1 + \sinh \tau}{1 - \sinh \tau} \right)^{y_{i0}}}, \quad \Omega = \Omega_0 |\cosh \tau|, \quad (3.10)$$

$$\sum n_i y_{i0} = 0, \quad \sum n_i y_{i0}^2 = \frac{D-2}{4(D-1)}.$$

Заметим, что решение (3.7) - (3.10) существенно анизотропны: не существуют значения постоянных интегрирования y_{i0} , при которых они становятся изотропными. В частности, не существуют изотропные решения с постоянным дилатоном для экстремумов с отрицательными значениями потенциала.

Вернемся снова к системе (3.1). Суммируя уравнение для y_i , по всем значениям i можно получить замкнутую динамическую систему

меньшей размерности относительно набора функций (ϕ, x, y) :

$$\dot{\phi} = x, \quad \dot{x} = -xy - e^{f\phi} V'(\phi), \quad \dot{y} = -y^2 + e^{f\phi} (fV/2 + 2A^2V) \quad (3.11)$$

с дополнительным ограничением

$$(y + fx/2)^2 \geq A^2(x^2 + 2e^{f\phi} V), \quad (3.12)$$

которое является непосредственным следствием последнего уравнения (3.1) и неравенства

$$\sum_{i=1}^n n_i^{-1} y_i^2 \geq \left(\sum_{i=1}^n y_i^2 \right) / (D-1). \quad (3.13)$$

В (3.13), следовательно и в (3.12), знак равенства имеет место для изотропных решений. (3.12) определяет область в фазовом пространстве (ϕ, x, y) , в которой лежат траектории динамической системы (3.11), причем изотропным решениям соответствуют траектории, лежащие на границе этой области. Например, для потенциала $V(\phi) = m^2 \phi^2 / 2$ область (3.12) в эйнштейновском представлении является внутренностью конуса с вершиной в начале координат и осью симметрии y . При этом для моделей, описываемых траекториями в верхнем (нижнем) полупространстве, полный объем многомерного пространства увеличивается (уменьшается).

Для динамической системы (3.11) особыми являются точки $(\phi_0, 0, y_0)$ фазового пространства (ϕ, x, y) , для которых

$$V'(\phi_0) = 0, \quad y_0^2 = 2A^2 e^{f\phi_0} V_0. \quad (3.14)$$

Отсюда, в частности, следует, что экстремумы потенциала с отрицательными значениями V_0 не могут быть точками покоя соответствующих космологических моделей. Для изотропных моделей этот результат был указан в работах [40, 59]. Следует отметить также, что модели, соответствующие особым точкам с $V_0 > 0$, обязательно являются нестатическими. Им соответствуют решения (3.6). Далее, из второго равенства (3.14) получаем, что особым точкам соответствует знак равенства в (3.12) и поэтому этим точкам соответствуют изотропные космологические модели. Отсюда следует, что в ходе космологической эволюции анизотропные решения будут стремиться к изотропным решениям или уходить в бесконечность фазового пространства (ϕ, x, y) . Например, фазовые траектории, соответствующие решению (3.9), являющиеся вертикальными полупрямыми, входят в особую точку, соответствующую решению (3.6) при $\tau \rightarrow \infty$.

В конце этого пункта отметим следующее. Система космологических

уравнений (3.1) с потенциалами $V(\varphi) \sim e^{\beta\varphi}$, β - произвольная постоянная, эквивалентна моделям с нулевым потенциалом и с дополнительным источником для которого величины a_1, α (см. (2.20) - (2.22)) постоянны. Такие модели подробно исследованы в [31, 32], где в параметрическом виде найдено общее решение и исследовано его поведение в различных предельных случаях.

Далее мы рассмотрим изотропный случай. Подробный анализ анизотропных моделей будет проведен в следующей нашей работе.

4. Изотропная модель. Некоторые случаи точно решаемых потенциалов. В изотропной гравитационно-космологической модели $R_1 = R_2 = \dots = R_n = R$ и в условии (3.12) имеет место знак равенства. Это позволяет понизить порядок динамической системы (3.11), исключив одну из трех функций (φ, x, y) . В качестве исходных выберем функции φ, x . Соответствующая динамическая система имеет вид

$$\dot{\varphi} = x, \quad \dot{x} = f x^2 / 2 \pm A x \sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi} V(\varphi)} - e^{f\varphi} V'(\varphi), \quad (4.1)$$

где A и f определены согласно (3.5), (3.2), а масштабный фактор D - 1-мерного пространства выражается через решение этой системы следующим образом

$$h = \frac{\dot{R}}{R} = -\frac{f}{2} x \mp \frac{2}{(D-2)\sqrt{D-1}} \sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi} V(\varphi)}. \quad (4.2)$$

Уравнения (4.1) и (4.2) имеют особенно простой вид в эйнштейновском представлении, когда $f = 0$. В частности, в этом представлении моделям расширения (сжатия) соответствует нижний (верхний) знак. Как это следует из системы (4.1), (4.2), модели, описываемые верхним знаком, получаются из моделей с нижним знаком заменой

$$t \rightarrow -t, \quad x \rightarrow -x, \quad (4.3)$$

причем, для потенциалов $V(\varphi) \geq 0$ в эйнштейновском представлении они разделены классически недоступной областью

$$-A\sqrt{2V(\varphi)/(D-1)} < h < A\sqrt{2V(\varphi)/(D-1)}, \quad V(\varphi) \geq 0, \quad (4.4)$$

так как, согласно (4.2), в этом представлении классически доступной является лишь та область фазовой плоскости (φ, h) , для которой

$$|h| \geq A\sqrt{2V(\varphi)/(D-1)}. \quad (4.5)$$

Функция h может обратиться в нуль только в нулях потенциала $V(\varphi)$. Поскольку в случае неотрицательных потенциалов в этих точках $V'(\varphi) = 0$, то они являются особыми точками (см. вторую часть данной работы), и траектории достигают этих точек за бесконечное время. Таким образом, для неотрицательных потенциалов в эйнштейновском представлении h

никогда не меняет знак и, следовательно, не существуют смешанные модели расширения - сжатия или наоборот. Сначала рассмотрим этот случай, причем мы ограничимся лишь моделями расширения (нижний знак в (4.1) и (4.2)), так как модели сжатия получаются отсюда заменой (4.3) (особенности потенциалов, принимающих отрицательные значения в некоторых областях, будут рассмотрены во второй части).

Замечание. Сжатие и расширение являются конформно-инвариантными понятиями при

$$b^2 < \frac{4}{D-1}.$$

В конформных представлениях, не удовлетворяющих этому условию, моделям расширения эйнштейновского представления соответствуют смешанные модели. В частности, это относится к струнному представлению.

Итак, пусть дилатонный потенциал удовлетворяет условию

$$V(\varphi) \geq 0 \quad (4.6)$$

для всех значений φ . В этом случае для траекторий динамической системы (4.1) доступной является вся фазовая плоскость (φ, x) . Исследование качественных свойств решений этой системы для общего вида потенциала будет проведено во второй части работы. Здесь мы рассмотрим частные примеры, когда она точно интегрируема. Заметим сначала, что при отсутствии потенциала вид фазовых траекторий определяется уравнением

$$x = \pm x_0 \exp[(f/2 \mp A)\varphi], \quad x_0 > 0, \quad \text{при} \quad V(\varphi) = 0 \quad (4.7)$$

со следующими временными зависимостями дилатона и масштабного фактора

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{(D-2)\ln|t|}{b \mp 2\sqrt{D-1}}, \quad h = \frac{b \mp 2/\sqrt{D-1}}{b \mp 2\sqrt{D-1}} \cdot \frac{1}{t}, \quad 0 < (2\sqrt{D-1} \mp b)t < \infty, \quad (4.8)$$

где φ_0 , связанная с x_0 постоянная интегрирования. В частности, в эйнштейновском ($b=0$) и струнном ($b=-2$) представлениях отсюда находим

$$\varphi = \varphi_0 \pm \frac{1}{A} \ln|t|, \quad h = \frac{1}{(D-1)t}, \quad 0 < t < \infty, \quad (4.9)$$

$$\varphi = \varphi_0 \pm \frac{\ln|t|}{A(1 \pm 1/\sqrt{D-1})}, \quad h = \frac{\pm 1}{\sqrt{D-1}t}, \quad 0 < t < \infty. \quad (4.10)$$

Решения с верхним знаком являются моделями расширения в обоих представлениях, в то время как в струнном представлении решения с нижним знаком - модели сжатия. (4.8) соответствует выбору нижнего знака в (4.1). Решения для верхнего знака получаются из (4.8) изменением направления времени. Соответствующее решение (4.10) (с нижним зна-

ком и $-\infty < t < 0$) лежит на основе, так называемых, pre-big-bang моделей струнной космологии [27,63].

Для рассмотрения других примеров, дифференциальное уравнение фазовых траекторий системы (4.1):

$$\frac{dx}{d\varphi} = \frac{f}{2} x \pm A \sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi} V(\varphi) - e^{f\varphi} V'(\varphi)} / x \quad (4.11)$$

удобно записать через конформно инвариантную функцию $X(\varphi)$ (выбираем нижний знак):

$$\frac{dX(\varphi)}{d\varphi} = -A - \frac{V'}{2V \operatorname{th} X}, \quad x = \sqrt{2e^{f\varphi} V(\varphi)} \operatorname{sh} X(\varphi), \quad (4.12)$$

где второе соотношение является определением $X(\varphi)$. Пусть потенциал имеет вид

$$V(\varphi) = V_0 e^{\beta\varphi} \quad (4.13)$$

с произвольной постоянной β . Как уже отмечалось выше, соответствующие решения гравидилатонной космологической модели в общем анизотропном случае могут быть получены из формул работы [31]. В дальнейшем нам понадобятся соотношения, определяющие вид фазовых траекторий в плоскости (φ, x) . Из (4.12) непосредственно видно, то при $|\beta| < 2A$ эта система имеет особое решение

$$x = -\frac{\beta\sqrt{2V_0}}{\sqrt{4A^2 - \beta^2}} \exp[(f + \beta)\varphi/2], \quad |\beta| < 2A \quad (4.14)$$

со следующей зависимостью от времени

$$\varphi = -\frac{2}{f + \beta} \ln \left[\frac{\beta(f + \beta)\sqrt{2V_0}}{2\sqrt{4A^2 - \beta^2}} t \right], \quad h = \frac{\beta f + 16/(D-2)^2}{\beta(f + \beta)t}, \quad \beta(f + \beta)t > 0 \quad (4.15)$$

(при $\beta = 0$ имеем изотропный случай рассмотренного выше решения де-Ситтера). В представлении с конформным параметром

$$c = 4/(D-2) - \beta, \quad (4.16)$$

величина $(f + \beta)$ обращается в нуль и вместо (4.15) имеем решение с линейным дилатоном:

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{\beta\sqrt{2V_0}}{\sqrt{4A^2 - \beta^2}} t, \quad h = \sqrt{\frac{V_0/2}{4A^2 - \beta^2}} \left[\frac{16}{(D-2)^2} - \beta^2 \right], \quad R = R_0 e^{ht}. \quad (4.17)$$

Для некритических струн в древесном приближении функция $\tilde{V}(\varphi)$ является постоянной и, поэтому, согласно (3.3),

$$\beta = 4/(D-2). \quad (4.18)$$

В этом случае представление (4.16) совпадает со струнным и решение

(4.17), как частный случай, воспроизводит известное решение с линейным дилатоном в плоском пространстве - времени [64].

Общее решение уравнения (4.11) для потенциала (4.13) в параметрическом виде определяется из выражений

$$\begin{aligned}x &= \sqrt{2V_0} \exp[(f + \beta)\varphi/2] \cdot \operatorname{sh} X, \\ \varphi &= \varphi_0 - \frac{4A}{4A^2 - \beta^2} \left(X - \frac{\beta}{2A} \ln \left| \operatorname{sh} X + \frac{\beta}{2A} \operatorname{ch} X \right| \right), \quad \text{при } \beta^2 \neq 4A^2, \\ \varphi &= \varphi_0 - \frac{1}{4A} (2X \pm e^{\mp 2X}), \quad \text{при } b = \pm 2A.\end{aligned}\tag{4.19}$$

В дальнейшем нам понадобится асимптотический вид фазовых траекторий, описываемых этим решением, на бесконечности фазовой плоскости (φ, x) :

$$\begin{aligned}\pm \sqrt{V_0/2} \exp \left[\left(\frac{f}{2} \mp A \right) \varphi \right], \quad (\beta \pm 2A)\varphi \rightarrow -\infty, \quad \beta \neq \mp 2A, \\ x \sim \pm \sqrt{\pm 2V_0 A \varphi} \exp \left[\left(\frac{f}{2} \mp A \right) \varphi \right], \quad \varphi \rightarrow \pm \infty, \quad \beta = \mp 2A.\end{aligned}\tag{4.20}$$

В этих асимптотических областях отношение $e^{f\varphi} V(\varphi)/x^2$ стремится к нулю, а (4.19) стремится к решению с нулевым потенциалом (4.7). Для особого решения (4.14) это отношение постоянно.

Для общего решения (4.19) зависимость от времени поля дилатона и масштабного фактора определяется функцией $X = X(t)$. Эту функцию можно найти из уравнения

$$\dot{X} = -A \sqrt{2V_0} \exp[(f + \beta)\varphi/2] \left(\operatorname{sh} X + \frac{\beta}{2A} \operatorname{ch} X \right)\tag{4.21}$$

с учетом (4.19). В общем конформном представлении решение этого уравнения выражается через гипергеометрические функции, которые мы здесь выписывать не будем. При заданном β картина космологической эволюции выглядит наиболее просто в представлении (4.16). Соответствующие решения имеют вид

$$\begin{aligned}\varphi &= \varphi_0 - \frac{2}{4A^2 - \beta^2} [\pm 2A \ln(\operatorname{th}\tau) + \beta \ln(\operatorname{sh} 2\tau)], \\ \tau &= \frac{1}{4} \sqrt{2V_0(4A^2 - \beta^2)} t, \quad t > 0, \quad \ln R = \ln R_0 + \frac{1}{4A^2 - \beta^2} \times \\ &\times \left\{ \left[\frac{16}{(D-2)^2} - \beta^2 \right] \ln(\operatorname{sh} 2\tau) \mp \frac{4\beta}{\sqrt{D-1}} \ln(\operatorname{th}\tau) \right\}.\end{aligned}\tag{4.22}$$

при $|\beta| < 2A$,

$$\begin{aligned}\varphi &= \varphi_0 - (\tau^2 - 2 \ln \tau) \beta / 8 A^2, \quad \tau = A \sqrt{2 V_0} t, \quad t > 0, \\ \ln R &= \ln R_0 + \frac{1}{4(D-1)} [2 D \ln \tau - (D-2) \tau^2]\end{aligned}\quad (4.23)$$

при $|\beta| = 2A$,

$$\begin{aligned}\varphi &= \varphi_0 + \frac{2}{\beta^2 - 4 A^2} \{-2 A \ln |\operatorname{tg} \tau| + \beta \ln |\sin 2\tau|\}, \\ \tau &= \frac{\beta}{4} \sqrt{2 V_0 (1 - 4 A^2 / \beta^2)} t, \\ \ln R &= \ln R_0 + \frac{1}{\beta^2 - 4 A^2} \left\{ \left[\beta^2 - \frac{16}{(D-2)^2} \right] \ln |\sin 2\tau| + \frac{4\beta}{\sqrt{D-1}} \ln |\operatorname{tg} \tau| \right\}, \\ -\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\beta+2A}{\beta-2A}} &\leq \tau \leq \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\beta-2A}{\beta+2A}}\end{aligned}\quad (4.24)$$

при $|\beta| > 2A$. Решения с верхним знаком в (4.1) получаются отсюда изменением направления времени. В древесном приближении теории некротических струн параметр β определяется из (4.18). Соответствующее решение получено в работах [63,65] и является частным случаем формул (4.22).

В конце этого раздела остановимся на особенностях потенциалов с отрицательными значениями в некоторых областях значений поля дилатона. В частности, такие области характерны для непертурбативных потенциалов, генерируемых механизмом конденсации калибрино (см. вторую часть данной работы). В этом случае для моделей, описываемых системой (4.1), часть фазовой плоскости (φ, x) определяемая неравенством

$$V(\varphi) < 0, \quad x^2 < -2 e^{\int \varphi} V(\varphi), \quad (4.25)$$

является классически недоступной. Нетрудно видеть, что граница этой области

$$x = \pm \sqrt{-2 e^{\int \varphi} V(\varphi)} \quad (4.26)$$

является решением уравнения (4.11), а, следовательно, и фазовой траекторией системы (4.1). Случай потенциала $V = V_0 e^{\beta \varphi}$, $V_0 < 0$ можно рассмотреть аналогично вышеприведенному. Выпишем лишь аналог решения (4.14):

$$x = \frac{\pm \sqrt{-2 V_0}}{\sqrt{1 - 4 A^2 / \beta^2}} \exp[(\int + \beta) \varphi / 2], \quad |\beta| > 2 A. \quad (4.27)$$

Отметим также, что асимптотическое поведение общего решения остается тем же, что и в (4.20), так как в этих областях вклад потенциальных членов пренебрежимо мал.

Во второй части работы проведен качественный анализ космологических моделей в фазовых плоскостях (ϕ, x) и (ϕ, h) для общего случая дилатонного потенциала. Исследована возможность возникновения инфляционных стадий расширения. Рассмотрены модели с реалистическим дилатонным потенциалом, генерируемым в результате конденсации калибрино в скрытом секторе калибровочной группы. Показано, что в случае двух конденсатов такой потенциал не может фиксировать дилатон на конечном значении.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и просвещения Республики Армения.

Ерванский государственный
университет, Армения

ON STRING COSMOLOGY WITH DILATON POTENTIAL. I

A.A.SAHARIAN

The problems of flat directions and supersymmetry breaking are so far unresolved ones to extract a relation between string theory and low-energy physics. The nonperturbative dilaton potential can play an important role for the resolution of both problems. In this work D - dimensional low-energy string cosmological models with dilaton potential are considered. For the some simple potentials the exact solutions are found. The features of models with negative defined potentials are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Grisaru, W.Siegel, M.Rocek*, Nucl. Phys., B159, 429, 1979.
2. *N.Seiberg*, Phys. Lett., B318, 469, 1933.
3. *S.Thomas*, Supersymmetry in the Early Universe. Proceedings of PASCOS/HOPKINS 1995, Baltimore, Maryland, March 22-25, 1995.
4. *M.Dine, L.Randall, S.Thomas*, Nucl. Phys., B461, 291, 1996.

5. *P.Binetruy, M.K.Gaillard*, Phys. Rev. D., **34**, 3069, 1986.
6. *S.Thomas*, Moduli Inflation from Dinamical Supersymmetry Breaking, preprint SLAC-PUB-95-6762.
7. *G.G.Ross, S.Sarkar*, Nucl. Phys., **B461**, 597, 1996.
8. *G.Dvali*, Inflation Induced SUSY Breaking and Flat Vacuum Directions, preprint IFUP-TH-10-95, hep-ph/9503375.
9. *T.Banks, M.Berkooz, S.Shenker, G.Moore, P.Steinhardt*, Phys. Rev. D., **52**, 3452, 1995.
10. *H.P.Nilles*, Phys. Lett., **B115**, 193, 1982.
11. *F.Quevedo*, Gaugino Condensation, Duality and Supersymmetry Breaking, preprint CERN-TH/95-308, hep-th/9511131.
12. *М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен*, Теория суперструн, т.1, 2, Мир, М., 1990.
13. *С.В.Кетов*, Введение в квантовую теорию струн и суперструн, Наука, Новосибирск, 1990.
14. *E.Witten*, Nucl. Phys., **B268**, 79, 1986.
15. *C.Burgess, A.Font, F.Quevedo*, Nucl. Phys., **B272**, 661, 1986.
16. *M.Dine, N.Seiberg*, Phys Rev. Lett., **57**, 2626, 1986.
17. *T.Damour, A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., **B423**, 532, 1994.
18. *T.R.Taylor, G.Veneziano*, Phys. Lett., **B213**, 459, 1988.
19. *J.Ellis et al.*, Phys. Lett., **B228**, 264, 1989.
20. *P.Sisterna, H.Vucetich*, Phys. Rev. D., **41**, 1034, 1990; **44**, 3096, 1991.
21. *G.Veneziano*, String Cosmology Basic Ideas and General Results. Talk presented at the 3rd Colloque Cosmologie, Paris, 7-9 June, 1995.
22. *R.Brustein, M.Gasperini, M.Giovanini, G.Veneziano*, Phys. Rev. D., **51**, 6744, 1995.
23. *R.Brustein, M.Gasperini, G.Veneziano*, Peak and End Point of the Relic Gravitation Background in String Cosmology, preprint CERN-TH/96-37, hep-th/9604084.
24. *R.Brustein, M.Gasperini, M.Giovanini, G.Veneziano*, Phys. Lett., **B361**, 45, 1995.
25. *G.Smoot et al.*, Astrophys. J., **396**, L1, 1992.
26. *K.M.Gorski et al.*, Astrophys. J., **430**, L89, 1994.
27. *M.Gasperini, G.Veneziano*, Astropart. Phys., **1**, 317, 1993.
28. *E.J.Copeland, A.Lahiri, D.Wands*, Phys. Rev. D., **50**, 4868, 1994; **51**, 1569, 1995.
29. *K.Behrndt, S.Furste*, Nucl. Phys., **B430**, 441, 1994.
30. *J.Levin, K.Freese*, Nucl. Phys., **B421**, 635, 1994.
31. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **38**, 291, 1995; **38**, 447, 1995.
32. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **39**, 279, 1996.
33. *D.Lüst*, Cosmological String Backgrounds, preprint CERN-TH 6850/93.
34. *E.Kiritsis, C.Kounnas*, Phys. Lett., **B331**, 51, 1994.
35. *J.Ellis, N.E.Mavromatos, D.V.Nanopoulos*, Mod. Phys. Lett., **A10**, 1685, 1995.
36. *M.C.Bento, O.Bertolami*, Class Quantum Grav., **12**, 1919, 1995.

37. *J.E.Lidsey*, Phys. Rev. D., 52, R5407, 1995.
38. *M.Gasperini, J.Maharana, G.Veneziano*, Graceful Exit in Quantum String Cosmology, preprint CERN-TH/96-32.
39. *N.Caloper, K.A.Olive*, Univ. Minnesota preprint UMN-TH-1011, 1991.
40. *J.Garcia-Bellido, M.Quiros*, Nucl. Phys., B385, 558, 1992.
41. *A.A.Tseytlin*, String Cosmology and Dilaton, in Proceedings of the 1992 Erice workshop "String Quantum Gravity and Physics at the Planck scale", ed. N.Sanchez (World Scientific, 1993).
42. *N.R.Stewart*, Mod. Phys. Lett., A7, 983, 1992.
43. *R.Brustein, P.Steinhardt*, Phys. Lett., B302, 196, 1993.
44. *R.Brustein, G.Veneziano*, Phys. Lett., B329, 429, 1994.
45. *N.Caloper, R.Madden, K.A.Olive*, Axions and Graceful Exit Problem in String Cosmology, Univ. Minnesota preprint UMN-TH-1414/95, hep-th/9510117.
46. *N.Caloper, R.Madden, K.A.Olive*, Nucl. Phys., B452, 677, 1995.
47. *R.Easther, K.Maeda, D.Wands*, Tree-level String Cosmology, SUSSEX-AST-95/9-1; hep-th/9509074.
48. *C.Angelantonj, L.Amendola, M.Litterio, F.Occhionero*, Phys. Rev. D., 51, 1607, 1995.
49. *А.А.Саарян*, Астрофизика, 38, 101, 1995.
50. *C.G.Callan, D.Friedan, E.J.Martinec, M.J.Perry*, Nucl. Phys., B262, 593, 1985.
51. *E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin*, Phys. Lett., B158, 316, 1985; Nucl. Phys., B261, 1, 1986.
52. *D.J.Gross, J.D.Sloan*, Nucl. Phys., B291, 41, 1987.
53. *F.Quevedo*, Lectures on Superstring Phenomenology, Lectures given at V Latin American Workshop on Particles and Fields, Puebla, Mexico, 1995.
54. *J.P.Derendinger, L.E.Ibanez, H.P.Nilles*, Phys. Lett., B155, 65, 1985.
55. *M.Dine, R.Rohm, N.Seiberg, E.Witten*, Phys. Lett., B156, 55, 1985.
56. *J.A.Casas, Z.Lalak, C.Мьноз, G.G.Ross*, Nucl. Phys., B347, 243, 1990.
57. *M.Cvetič, A.Font, L.Ibanez, D.Lüst, F.Quevedo*, Nucl. Phys., B361, 194, 1991.
58. *B.Binetruy, M.K.Gaillard*, Phys. Lett., B365, 87, 1996.
59. *T.Banks, M.Berkooz, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev. D., 52, 705, 1995.
60. *L.Randall, S.Thomas*, Solving the Cosmological Moduli Problem with Weak scale Inflation. Preprint MIT-CTR-2331, hep-ph/9407248.
61. *J.Polchinski*, hep-th/9511157.
62. *M.Dine, N.Seiberg*, Phys. Lett., B162, 299, 1985.
63. *G.Veneziano*, Phys. Lett., B265, 287, 1991.
64. *I.Antoniadis, C.Bachas, J.Ellis, D.V.Nanopoulos*, Nucl. Phys., B328, 117, 1988.
65. *M.Mueller*, Nucl. Phys., B337, 37, 1990.

УДК: 524.8-54

ОБ ОСНОВНЫХ ЭТАПАХ ЭВОЛЮЦИИ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ. II*

Г.С.СААКЯН

Поступила 8 октября 1996

Рассмотрен возможный сценарий эволюции Вселенной после большого взрыва для $t > 10^{-5}$ с. Сформулированы необходимые условия, при наличии которых возможны образования звезд и систем звезд. В качестве условия для образования звезд принято $kT < \zeta M_p m_p (3R)$, а для звездных систем $HR \leq (GM/R)^{1/2}$, где T - температура космической плазмы, m_p - масса протона, M - масса звезды, M - масса скопления звезд, R - радиус этих небесных тел, H - параметр Хаббла для соответствующего времени. В соответствии с этими критериями, предположено, что по ходу космологического расширения первыми должны были образоваться нейтронные звезды (времена $2 \cdot 10^{-4} \leq t \leq 1$ с, плотности $0.07 \leq \rho \leq 2 \cdot 10^4$ г/см³), затем по хронологическому порядку появились белые карлики ($t \approx 10^2$ с, $\rho \approx 5 \cdot 10^{-3}$ г/см³), обычные звезды ($t \approx 4 \cdot 10^6$ с, $\rho \approx 10^{-11}$ г/см³), ядра галактик ($t \approx 3 \cdot 10^{11}$ с, $\rho \approx 5 \cdot 10^{-19}$ г/см³), шаровые скопления ($t \approx 10^{13}$ с, $\rho \approx 4 \cdot 10^{-21}$ г/см³) и галактики ($t \approx 10^{15}$ с, $\rho \approx 10^{-24}$ г/см³), где ρ - средняя плотность обычного (барионного) вещества во Вселенной. Показано, что ядро галактики является статистически равновесной системой звезд и состоит в основном из нейтронных звезд и белых карликов. Может быть формирование части пульсаров (нейтронных звезд с угловыми скоростями вращения $1 < \Omega \leq 200$ с⁻¹) происходит в ядре Галактики. Следовательно, в наблюдаемых пульсарах, должна быть и та часть нейтронных звезд ядра Галактики, которая за время релаксации сумела покинуть его (хвост максвелловского распределения, со скоростями звезд $v > v_0$, где v_0 - скорость, соответствующая работе выхода $2GM_p/R$, M - масса, R - радиус ядра Галактики).

4. *Необходимые условия образования небесных тел.* Звезды и звездные системы образовались на определенных стадиях расширения Вселенной, когда складывались необходимые специфические условия для каждого из них. Причиной рождения звезд, конечно, является неустойчивость космической плазмы относительно спонтанного появления сгустков с относительно большой плотностью (гравитационная неустойчивость). Судьба флуктуаций плотности определяется длиной волны Джинса

$$\lambda_{Дж} = v_s (\pi / G \rho)^{1/2},$$

* Начало статьи напечатано в предыдущем номере журнала

где v_s - скорость звука (для времен $t < t_1$, $v_s \approx c/\sqrt{3}$, где $t_1 \approx 10^{14}$ с, приведенное в (31) время, когда по ходу расширения Вселенной энергии обычного вещества и излучения выравниваются). Если размер сгустков мал по сравнению с $\lambda_{Дж}$, то такие флуктуации со временем, затухая, исчезают, в обратном случае размер сгустков со временем нарастает и может привести к образованию небесных тел. Здесь обсуждается идея образования звезд в эпоху Вселенной $t < t_1$. Для такой ситуации (большие плотности и высокие температуры) теория образования звезд не существует.

После большого взрыва образуется невырожденная, сверхплотная, сверхгорячая плазма со сложным химическим составом. При дальнейшем расширении Вселенной, когда плотность в среде достигает ядерной плотности, часть нестабильных частиц исчезает и остаются, кроме богатого поля электромагнитного излучения, нуклоны, электроны, позитроны, разного типа нейтрино и, может быть, обладающий массой покоя ряд других слабовзаимодействующих частиц, предсказуемых суперсимметричными теориями элементарных частиц. В этой области плотностей температура оказывается порядка $3 \cdot 10^{15}$ К. Поэтому в космической плазме непременно будут также μ - мезоны и гипероны. Разумеется, при таких температурах космическая плазма невырожденная.

До определенной стадии расширения, когда еще не сложились необходимые условия существования небесных тел, среда продолжает оставаться сплошной и однородной. Обойдя основной вопрос о конкретных механизмах образования небесных тел, здесь мы ставим перед собой более скромную цель, определить те необходимые физические условия, при которых могут срабатывать эти механизмы, независимо от того, каков их конкретный характер.

Естественно начать обсуждение вопроса с эпохи $t < t_1$, где температуры очень высокие. Прежде всего об образовании звезд имеет смысл говорить только в том случае, когда средняя тепловая энергия частиц на поверхности не превышает их потенциальную энергию: $1.5kT < GMm_p/R$. Предполагая приблизительно двухкратное превышение потенциальной энергии над тепловой, получаем следующее ограничение на температуру среды во времена возможного образования звезд:

$$T \lesssim \frac{GMm_p}{3kR} \equiv T_s, \quad (39)$$

где M - масса, R - радиус звезды.

Кроме условия (39) необходимо потребовать также, чтобы у поверхности небесного тела потенциальная энергия масс превышала их кинетическую энергию космологического расширения

$GM\rho/R > \rho H^2 R^2/2$, где H - параметр Хаббла для соответствующего времени. Опять, принимая по крайней мере двухкратное превышение потенциальной энергии над кинетической, второе условие запишем в виде:

$$H^2 \leq \frac{GM}{R^3}, \quad (40)$$

где в случае звездных систем M - масса, R - радиус скопления (ядра галактик, шаровые скопления и галактики). Мы установили лишь необходимые условия для образования различных типов небесных тел.

До тех пор, пока речь идет об эпохе $t < t_1$, существенной разницы между моделями Вселенной нет. Ниже мы примем за основу открытую модель.

Тогда, используя (23), для параметра Хаббла получаем

$$H = \frac{c \operatorname{ch} \eta}{b \operatorname{sh}^2 \eta}, \quad \eta < \eta_1. \quad (41)$$

Подставив это выражение H в (40) и учитывая, что $\eta \ll 1$ (напомним, что $\eta_1 \approx 0.151$), получаем

$$\eta = \left(\frac{c^2 R^3}{GMb^2} \right)^{1/4}. \quad (42)$$

Рассмотрим гипотезу о том, что по ходу эволюции состояния космического вещества, первыми из небесных тел рождаются нейтронные звезды, а затем лишь, значительно позже, образуются обычные звезды и более крупномасштабные небесные тела. Эта версия противоречит ныне господствующей, согласно которой, звезды образуются значительно позднее из весьма разреженных космических облаков огромных размеров путем раздробления на соответствующие части и дальнейшего их сжатия под влиянием гравитационного притяжения к центру. Справшивается, зачем веществу проходить такой сложный и "неразумный" путь развития: сперва расширяться до состояния разреженных облаков газа и пыли и только потом, благодаря соответствующим флуктуациям плотности и дальнейшего сгущения, собираться в звезды? Не естественно ли считать, что процессы звездообразования (по-видимому, опять благодаря той же гравитационной неустойчивости) происходят раньше, при намного больших плотностях космической среды, как только в ней формируются соответствующие условия. Кроме этого логического аргумента, ниже мы приведем и другие, косвенные аргументы в пользу такой версии хода развития космического вещества. Мы, конечно, сознаем, что эта гипотеза приобретет научную ценность и признание лишь после разработки

конкретного механизма и сценария образования нейтронной звезды.

Самыми плотными и элементарными объектами среди небесных тел являются нейтронные звезды, поэтому они и раньше других должны появиться в космической сплошной среде. Так, согласно условию (39), во времена образования нейтронных звезд температура среды не должна превышать значение

$$T_n \approx \frac{5.39 \cdot 10^{11}}{R_6} \frac{M}{M_\odot}. \quad (43)$$

Радиусы нейтронных звезд мало отличаются друг от друга: $R_6 = 10^{-6} R \approx 1$, а в массах имеется сильный разброс [1,2]: $0.031 < M/M_\odot < 2.14$. Следовательно, процесс формирования семейства нейтронных звезд начинается тогда, когда температура космической плазмы достигает значения $T \approx 10^{12}$ К и завершается при $T \approx 1.7 \cdot 10^{10}$ К, если считать, что приведенное в (43) условие является не только необходимым, но и достаточным для этого. Итак, принимая $T_n \approx 10^{12}$ К температурным порогом образования нейтронных звезд, определим другие физические характеристики среды, соответствующие этой температуре. Учитывая соотношения (13), (15), (23), (30) и результат (43), получаем

$$\begin{aligned} \rho &\approx 7.1 \cdot 10^{11} \left(\frac{M}{R_6 M_\odot} \right)^4 \text{ г}; \quad \rho_s \approx 2.4 \cdot 10^3 \left(\frac{M}{R_6 M_\odot} \right)^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}; \\ t_n &\approx 8 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{R_6 M_\odot}{M} \right)^2 \text{ с}; \quad \eta_n \approx \frac{5 \cdot 10^{-10}}{s^{1/4}} \left(\frac{R_6 M_\odot}{M} \right). \end{aligned} \quad (44)$$

Таким образом, процесс образования нейтронных звезд начинается при $t_n \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ с ($T_n \approx 10^{12}$ К, $\rho_s \approx 2.34 \cdot 10^4$ г/см³) и завершается при $t_n \approx 0.83$ с ($T_n \approx 2 \cdot 10^{10}$ К, $\rho_s \approx 0.07$ г/см³).

Теперь проверим выполненные требования (42). Из него следует, что нейтронная звезда, относительно космологического расширения, ведет себя как точечный объект, начиная со времени

$$\eta_n \approx 1.2 \cdot 10^{-10} R_6^{3/4} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/4}.$$

Отношение

$$\frac{\eta_n}{\eta_s} \approx \frac{0.24}{R_6^{1/4}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3/4} \leq 1,$$

следовательно, условие (42) для нейтронных звезд вступает в силу до

того, как по температурному признаку начинается образование этих небесных тел.

Имея в нашем распоряжении приведенные в (44) данные о пороге образования нейтронных звезд, теперь мы можем обсудить возможную роль гравитационной неустойчивости в этом вопросе. Джинсовская длина волны у этого порога равна

$$\lambda_D = v_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}} \approx \frac{c}{\sqrt{G\rho}} \approx 1.4 \cdot 10^8 \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^2 \text{ см},$$

где в соответствии с уравнением состояния $P \approx \rho c^2 / 3$, для скорости звука принято $v_s \approx c / \sqrt{3}$, а под ρ , разумеется, следует понимать, приведенную в (44) полную плотность массы. У порога (44) космическая среда очевидно является неустойчивой относительно образования нейтронных звезд. При этом размеры соответствующих флуктуаций l должны быть такими, чтобы затем из массы, охваченной этими участками барионного вещества, путем самогравитации, образовалась нейтронная звезда:

$$4l^3 \rho_n \approx M_n.$$

Учитывая приведенное в (44) значение ρ_n , получаем

$$l \approx 6 \cdot 10^9 \left(\frac{M_\odot}{M_n} \right)^{1/6} \text{ см}.$$

Как видим, $l > \lambda_D$, поэтому требуемые для образования нейтронных звезд возмущения со временем нарастут, и в принципе приведут к появлению этих тел.

Разумеется, не все вещество космической плазмы расходуется на образование нейтронных звезд. Последующая история эволюции Вселенной свидетельствует о том, что, по-видимому, большая часть вещества остается вне звезд в виде сплошной плазмы.

По развиваемой логике, вслед за нейтронными звездами должны появляться белые карлики. Согласно работам [1,2] максимальная масса белых карликов приблизительно равна $M \approx 1.1 M_\odot$, радиус такой звезды

$R \approx 2.1 \cdot 10^8$ см. По критерию (39), существование такого объекта в космической среде возможно, если ее температура не превышает значения

$T \approx 3 \cdot 10^9$ К. При такой температуре среды плотность массы барионного вещества $\rho_b \approx 4 \cdot 10^{-4}$ г/см³, полная плотность $\rho \approx 680$ г/см³, а соответствующая возрасту Вселенной $t \approx 26$ с (для белого карлика Сириус В, с массой $M \approx 0.977 M_\odot$, радиусом $R \approx 1.4 \cdot 10^9$ см [6],

($T \approx 4 \cdot 10^8 \text{ К}$, $\rho_s \approx 10^{-6} \text{ г/см}^3$, $\rho \approx 0.22 \text{ г/см}^3$, $t \approx 1.4 \cdot 10^3 \text{ с}$).

Определим теперь условия, которые благоприятны для образования обычных звезд. В согласии с (39) такая ситуация складывается, когда температура среды спускается до значения

$$T_s \approx 8 \cdot 10^6 \frac{R_\odot}{R} \frac{M}{M_\odot}. \quad (45)$$

Далее, предполагая, что именно после этого начинается процесс формирования обычных звезд, аналогично предыдущему случаю можно определить значения основных величин, характеризующие при этом состояние среды:

$$\begin{aligned} \rho_f &\approx 3 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M R_\odot}{M_\odot R} \right)^4; \quad \rho_s \approx 7 \cdot 10^{-12} \left(\frac{M R_\odot}{M_\odot R} \right)^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}; \\ t_s &\approx \frac{3.8 \cdot 10^6}{\sqrt{s}} \left(\frac{M_\odot R}{M R_\odot} \right)^2 \text{ с}; \quad \eta_s \approx \frac{3.4 \cdot 10^{-5}}{s^{1/4}} \left(\frac{M_\odot R_\odot}{M R} \right). \end{aligned} \quad (46)$$

Найденное из соотношения (42) значение η равно

$$\eta_s \approx 5.1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{3/4},$$

т.е. $\eta_s \ll \eta_i$. Таким образом, здесь также при возможном пороге образования звезд эффект космологического расширения для них уже не работает.

По нашему сценарию все типы звезд рождаются из космической сплошной среды в радиационно доминирующей эпохе Вселенной. После образования звезд, по-видимому, лишь сравнительно небольшая часть вещества останется в межзвездном пространстве. В этой космической среде температуры $T < 8 \cdot 10^6$ и плотности $\rho_s < 7 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$.

По рассматриваемой здесь версии эволюции космического вещества, следующими объектами, которые должны формироваться в определенном этапе расширения Вселенной, это ядра галактик. Так, принимая для ядра типичной галактики $R \approx 5 \text{ пк}$, $M \approx 10^8 M_\odot$ (параметры ядра нашей Галактики по Эйнасто [3]), получаем из (42)

$$\eta \approx 9 \cdot 10^{-3} \left(\frac{R_{\text{пк}}}{5} \right)^{3/4} \left(\frac{10^8 M_\odot}{M} \right)^{1/4}. \quad (47)$$

Соответствующее время получается из (23):

$$t \approx 2.6 \cdot 10^{11} \left(\frac{R_{\text{пк}}}{5} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\odot}}{M_g} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ с}, \quad (48)$$

где $M_g = 10^{-3} M$. Теперь по формуле (30) можно вычислить общую среднюю плотность материи в начале процесса формирования ядер галактик:

$$\rho \approx \rho_{\text{из}} = s \rho_f = 6.6 \cdot 10^{-18} \frac{M_g}{M_{\odot}} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^3 \text{ г / см}^3, \quad (49)$$

по формуле (13) - плотность барионного вещества:

$$\rho_b \approx 4 \cdot 10^{-19} s^{-0.75} \left(\frac{M_g}{M_{\odot}} \right)^{0.75} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^{2.25} \text{ г / см}^3, \quad (50)$$

и, наконец, по формуле плотности энергии черного излучения вычислить соответствующую температуру в межзвездной среде:

$$T \approx 3 \cdot 10^4 s^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{M_g}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (51)$$

Для сравнения приведем и значение средней плотности в самих ядрах галактик

$$\rho_{\text{яг}} \approx \frac{3M}{4\pi R^3} = 1.3 \cdot 10^{-17} \left(\frac{M_g}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^3.$$

Таковыми должны быть физические характеристики материи во Вселенной перед формированием ядер галактик, причем ρ , $\rho_{\text{из}}$, ρ_b и $\rho_{\text{яг}}$ представляют собой средние плотности, в которые подразумеваются включенными и массы небесных тел. Ядра галактик, конечно, должны состоять из белых карликов, нейтронных и обычных звезд, которые до этого уже существовали в пространстве. Необходимо допустить также, что после образования ядер галактик, некоторая, может быть не так уж малая, часть вещества останется в пространстве между небесными телами в сплошном диффузном виде. Что касается скрытого вещества (нейтрино и другие), то по понятным причинам, его основная часть будет находиться в пространстве вне небесных тел. Отметим, что большая часть звезд (нейтронных, белых карликов и обычных) не охватывается ядрами галактик: они позже, собираясь вокруг них, образуют галактики.

Наконец, обсудим вопрос порога возможного формирования галактик. В этом случае мы имеем дело с относительно поздней стадией развития Вселенной со значением параметра времени $\eta > \eta_1$, поэтому нужно исходить из решения (28). Для этой эпохи постоянная Хаббла равна

$$H = \frac{c \cdot \operatorname{sh} \eta}{b_1 (\operatorname{ch} \eta - 1)^2}.$$

Подставив это выражение H в соотношение (40), получаем

$$\frac{\operatorname{sh} \eta}{(\operatorname{ch} \eta - 1)^2} = \left(\frac{GMb_1^2}{c^2 R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (52)$$

для возможного начала процесса формирования галактик.

Принимая в (52) для массы и радиуса $M = 2.4 \cdot 10^{11} M_\odot$, $R = 12.5 \text{ кпк}$ (данные нашей Галактики, без учета ее короны с предполагаемой скрытой массой $M_c \approx (7-10) \cdot 10^{11} M_\odot$), приходим к результату

$$\eta_g \approx 0.62, \quad t_g \approx 9 \cdot 10^{14} \text{ с}, \quad (53)$$

(время t_g вычислено по формуле (28)) (сходный результат получается при вычислении по формуле (42): $\eta_g \approx 0.2$, $t_g \approx 1.2 \cdot 10^{14} \text{ с}$). В этом случае при вычислении плотности среды мы должны исходить из формулы (19). Подставив в нее выражение $a(\eta)$, из (28) получаем

$$\rho = s_1 \rho_g = \frac{3c^2}{4\pi Gb_1^2 (\operatorname{ch} \eta - 1)^3} \approx 10^{-24} \text{ г / см}^3. \quad (54)$$

Общая средняя плотность в самой Галактике приблизительно в восемь раз больше этой.

Интересно также рассмотреть вопрос формирования шаровых скоплений. Так, принимая $M \approx 10^5 M_\odot$, $R \approx 20 \text{ пк}$, получаем для времени формирования этих объектов:

$$\eta \approx 0.147; \quad t \approx 3.4 \cdot 10^5 \text{ лет}. \quad (55)$$

Таким образом, по развиваемой здесь идеологии, шаровые скопления образуются позже ядер галактик, но раньше, чем галактики.

5. О происхождении периодов вращения пульсаров. Вернемся к вопросу о ядрах галактик. На основании вышеприведенного обсуждения, перед образованием этих небесных тел звезды (нейтронные, белые карлики и обычные) в пространстве распределены в среднем равномерно. У порога образования ядер галактик средняя пространственная плотность звезд во Вселенной согласно (50) была

$$n_* \approx \frac{c_1 \rho_g}{M_g} \approx 6 \cdot 10^3 c_1 \left(\frac{M_g}{sM_\odot} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{5}{R_{\text{пк}}} \right)^{\frac{3}{4}} \frac{M_\odot}{M_g} (\text{пк})^{-3}. \quad (56)$$

Здесь M_g - средняя масса звезд, c_1 - доля обычного вещества,

захваченная звездами. Имея в виду существующую ситуацию в нашей Галактике, по-видимому, можно полагать $c_1 \approx 0.8$. В самих ядрах галактик плотность числа звезд приблизительно в 30 раз больше плотности (56).

В условиях непрерывного расширения Вселенной говорить о процессах хаотизации движений звезд в космическом фоне не приходится. Релаксационные процессы в звездном населении вступают в силу лишь после формирования разного типа звездных систем, ведущих себя в отношении космологического расширения как точечные объекты. Время, в течение которого в скоплении звезд устанавливается статистическое равновесие, определяется формулой [4]

$$\tau_c \approx \frac{v^3}{30 n G^2 M_s^2 \ln(R/R_0)}, \quad (57)$$

где n - плотность числа звезд, M_s - средняя масса звезд, v - средняя скорость звезд в скоплении, R - радиус скопления, R_0 - расстояние, на котором энергия взаимодействия двух звезд равна средней кинетической энергии звезды в скоплении,

$$R_0 = \frac{2 G M_s}{v^2}. \quad (58)$$

Формула времени релаксации (57) получается из формулы времени релаксации для обычной плазмы заменой в ней $Ze \rightarrow \sqrt{G} M_s$ и $3 kT \rightarrow M_s v^2$.

Величину скорости звезд v можно оценить, используя теорему о вириале $U=2K$, где U - абсолютная величина полной потенциальной энергии системы, а K - ее кинетическая энергия:

$$U \approx \frac{G N^2 M_s^2}{2 R}, \quad K \approx \frac{N M_s v^2}{2}.$$

Здесь N - число звезд в скоплении. Таким образом,

$$v^2 = \frac{G N M_s}{2 R}. \quad (59)$$

Учитывая (58), (59) и $N = (4\pi/3) R^3 n$, для времени релаксации находим [4]

$$\tau_c \approx \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\ln(0.25 N)} \left(\frac{N R^3}{G M_s} \right)^{1/2}. \quad (60)$$

Заметим, что в системах с $N \gg 10$ среднее расстояние l между

звездами значительно больше минимального расстояния сближения двух звезд R_0 :

$$l \approx R / N^{1/2}, \quad R_0 \approx 4 R / N. \quad (61)$$

Подставив в (60) $R=5\text{пк}$, $N M_s = 10^8 M_\odot$, получаем для порядка величины времени релаксации ядер галактик (время установления Максвелловского распределения скоростей звезд)

$$\tau_c \approx 1.5 \cdot 10^{17} \left(\frac{M_\odot N_s}{M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{R_{\text{пк}}}{5} \right)^3 \approx 5 \cdot 10^9 \text{ лет.} \quad (62)$$

На самом деле реальное время релаксации должно быть заметно меньше этого значения. Дело в том, что стационарное распределение скоростей звезд в скоплении устанавливается также благодаря перемешиванию траекторий звезд при их движении в общем гравитационном поле (бесстолкновительная релаксация). В том случае характерное время установления стационарного состояния равно

$$\tau_v \approx R / v, \quad (63)$$

где $v = (\bar{v}^2)^{1/2}$ - среднеквадратичная скорость звезд.

$$v \approx \left(\frac{2GM}{R} \right)^{1/2}.$$

Для ядра Галактики $v \approx 4.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\tau_v \approx 1.2 \cdot 10^4 \text{ лет}$, а для самой Галактики $v \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\tau_v \approx 8.5 \cdot 10^7 \text{ лет}$.

В принципе процесс бесстолкновительной релаксации должен привести к сокращению времени установления статистического равновесия в скоплениях звезд. По-видимому, реальное время установления статистического равновесия должно быть порядка

$$\tau \approx \sqrt{\tau_c \tau_v}. \quad (64)$$

Это время для ядра Галактики порядка $8 \cdot 10^6 \text{ лет}$, а для Галактики $\sim 10^{12} \text{ лет}$. Таким образом, независимо от того, какое из времен (62) и (64) следует принять за основу, ядра галактик несомненно являются статистически равновесными системами звезд. Что касается самих галактик в целом, то для них время установления статистического равновесия значительно превышает их возраст, однако существование стационарного состояния не вызывает сомнения.

То обстоятельство, что ядра галактик являются статистически равновесными системами звезд, позволяет написать:

$$\frac{I \Omega^2}{2} = \frac{M_s v^2}{2} = \frac{GM_s^2}{R_0} = \frac{GNM_s^2}{4R} = \frac{GMM_s}{4R}. \quad (65)$$

Здесь v - средняя скорость поступательного движения звезд, Ω - средняя угловая скорость вращения звезд, I - момент инерции звезды, R - радиус ядра галактики, R_0 - приведенное в (61) минимальное расстояние между двумя звездами, N - полное число звезд в системе, $M = NM_s$ - масса системы. Вращательная степень свободы вступает в игру в процессах равного распределения энергий, благодаря «привливающим» взаимодействиям, обусловленным нелобовыми столкновениями звезд.

Из (65) получаем для средней скорости поступательного движения звезд в ядрах галактик

$$v = \left(\frac{GM}{2R} \right)^{1/2} = 2.1 \cdot 10^7 \left(\frac{M_8}{M_\odot} \frac{5}{R_{\text{як}}} \right)^{1/2} \text{ см / с}, \quad (66)$$

а для средней угловой скорости вращения звезд

$$\Omega = \left(\frac{GMM_s}{2IR} \right)^{1/2} = 2.1 \cdot 10^7 \left(\frac{M_s}{I} \right)^{1/2} \left(\frac{M_8}{M_\odot} \frac{5}{R_{\text{як}}} \right)^{1/2} \text{ рад / с}. \quad (67)$$

Обсудим эту формулу сначала для нейтронных звезд. Массы нейтронных звезд находятся в интервале $0.031 < M/M_\odot < 2.14$, моменты инерции - в интервале $3.26 \cdot 10^{42} < I_n < 3 \cdot 10^{45} \text{ г/см}^2$ [1,2]. Учитывая эти данные, из (67) получаем

$$25 \left(10^{-8} \frac{M}{M_\odot} \cdot \frac{5}{R_{\text{як}}} \right)^{1/2} \leq \Omega_n \leq 90 \left(10^{-8} \frac{M}{M_\odot} \frac{5}{R_{\text{як}}} \right)^{1/2}, \quad (68)$$

где множитель $(5 \cdot 10^{-8} M/M_\odot R_{\text{як}})^{0.5}$ для ядра Галактики порядка единицы. Это как раз та область угловых скоростей, которая наблюдается у пульсаров (кривая распределения числа пульсаров по угловым скоростям $N(\Omega)$ имеет максимум при $\Omega \approx 10$) [5].

Посмотрим теперь, какой результат дает формула (67) для угловых скоростей вращения белых карликов. Вчисленные по этой формуле значения Ω для имеющихся в работах [1,2] пяти наиболее плотных белых карликов, приведены в табл.1. Нам неизвестны наблюдательные данные о вращении этих объектов, чтобы производить сравнения, но этот результат нам кажется разумным.

Наконец, посмотрим, как должна быть по формуле (67) угловая скорость вращения Солнца в ядрах галактик? Учитывая, что момент инерции Солнца $I_\odot = 5 \cdot 10^{53} \text{ г/см}^2$, получаем значение $\Omega = 1.32 \cdot 10^{-3}$,

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ УГЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ
БЕЛЫХ КАРЛИКОВ, ОЖИДАЕМЫХ ПО ФОРМУЛЕ (67).

$10^{-4}R(\text{см})$	$M/M_{\odot}$	$10^{-10}I(\text{г/см}^2)$	Ω
1.51	1.07	0.51	0.426
2.08	1.07	1.11	0.289
3.06	1.02	2.71	0.180
4.80	0.825	6.73	0.103
7.58	0.415	11.4	0.0561

что является недопустимо большим. Дело в том, что при

$$\Omega > \Omega_c = \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{1/2} \approx 6.4 \cdot 10^{-4} \text{ рад/с}$$

под влиянием центробежных сил произойдет истечение вещества с экватора, т.е. разрушение звезды.

Если бы Галактика была статистически равновесной системой звезд, то для угловых скоростей вращения находящихся в ней нейтронных звезд мы опять получили бы результат $25 \leq \Omega \leq 90$. Однако время релаксации

Галактики превышает возраст Вселенной, поэтому обсуждение соотношения (65) не имеет смысла.

Наконец, рассмотрим соотношение (67) для шаровых скоплений, которые, несомненно, являются статистически равновесными системами звезд. У богатых звездами шаровых скоплений $M \sim 10^5 M_{\odot}$, $R \sim 20 \text{ пк}$.

Для таких объектов $\Omega_n \sim 0.4 + 1.5$. А в случае скопления $M 22$ с $R = 12.5 \text{ пк}$, $M = 700 M_{\odot}$ [6] получается $0.041 < \Omega_n < 0.15$. А для звезд со значением радиуса и массы такого порядка как у Солнца, равновесное значение угловой скорости равно $2.6 \cdot 10^{-5}$ и $2.8 \cdot 10^{-6}$ соответственно в богатых скоплениях (рассмотренного здесь) и у скопления $M 22$. У Солнца на экваторе $\Omega_{\odot} = 2.9 \cdot 10^{-6} \text{ рад/с}$.

В принципе имеются три возможные причины того, что звезды вращаются и имеют значительный угловой момент. Первая мысль, которая приходит в голову - это допущение об адронном-спиновом происхождении этого явления. Но оно не согласуется с фактами и здравым разумом. Абсурдность его особенно становится очевидной в случае нейтронной звезды, которая в основном состоит из вырожденного

вещества. Такое вещество, разумеется, не может иметь угловой и магнитный моменты спиновой природы. Тогда остается единственная возможность допустить, что это явление (вращение звезд) имеет чисто механическое происхождение. Таковыми являются парные нелобовые столкновения звезд и аккреция вещества от окружающего пространства или рыхлой звезды к более компактной (плотной) звезде. Роль столкновений мы уже обсудили для ряда важных объектов. Когда вещество непосредственно по радиальному направлению падает на звезду, угловой момент ее не изменяется (угловая же скорость уменьшается). Но совсем другое дело, когда вещество на звезду поступает от аккреционного диска, совершающего кеплеровское вращение вокруг нее. В этом случае возможны существенные изменения в угловом моменте звезды. В вопросе происхождения вращения звезд этот канал эффективно работает в недрах ядер галактик, а не вне их.

Приведенное выше обсуждение позволяет нам сделать следующие два нетривиальных утверждения:

1. Компактные ядра галактик, примерно такие, каким является ядро нашей Галактики, состоят преимущественно из нейтронных звезд и белых карликов, а также определенного количества межзвездного диффузного вещества.

2. Ядра галактик являются эффективным очагом превращения нейтронных звезд в пульсары, ибо здесь, благодаря сравнительно частым нелобовым столкновениям, они могут приобрести те угловые моменты (угловые скорости $1 \leq \Omega \leq 1000$ рад/с.), которые необходимы для того, чтобы нейтронная звезда проявила себя в качестве пульсара. По нашим представлениям шаровые скопления состоят из всех типов звезд (обычные, нейтронные и белые карлики), но в них формирование пульсаров не происходит.

Мы считаем, что часть наблюдаемых пульсаров исходила из ядра Галактики. В работе [4] было показано, что в шаровых скоплениях за характерное время установления статистического равновесия, часть звезд, принадлежащая хвосту максвелловского распределения (скорости $v > v_0$, где $M_* v_0^2 / 2 = 2 G M M_* / R$ - работа отрыва звезды из скопления), покидает скопление. Число таких звезд приблизительно равно одному проценту от полного числа звезд в скоплении. Масса ядра Галактики $M \approx 10^8 M_\odot$. По нашему представлению оно в основном состоит из нейтронных звезд и белых карликов. Считая среднюю массу этих звезд приблизительно равной $\bar{M}_n \approx \bar{M}_{bk} \approx 0.5 M_\odot$, получаем, что за время релаксации ядра, число покидающих его звезд должно быть порядка

$0.01 M / \bar{M}_n$, более половины которых являются нейтронными звездами. Таким образом, за время релаксации ядра Галактики, в Галактике должны появляться приблизительно 10^6 пульсаров, т.е. нейтронных звезд с угловыми скоростями вращения $\Omega \approx 10 \text{ рад/с}$.

6. *Разное.* В этом разделе обсуждаются три важных вопроса, имеющих прямое отношение к этой работе. Первый из них - вопрос об образовании атомных ядер. В предполагаемом сценарии эволюции космического вещества имеются три разных канала образования атомных ядер. Первый канал связан с нейтронной звездой. Атомные ядра образуются в *Ae* - оболочке нейтронных звезд, сразу же после появления этих небесных тел. Здесь, в условиях больших плотностей, процессы образования атомных ядер происходят очень быстро, благодаря туннельным переходам (пикноядерные реакции синтеза). Причем образуются средние и тяжелые ядра. Ситуация такая, что в слоях с плотностью $\rho \geq 10^8 \text{ г/см}^3$, существование атомных ядер гелия и других более легких элементов невозможно, поскольку они мгновенно синтезируются в более тяжелые ядра, или поглощаются соседними, более тяжелыми, ядрами. По эволюционной шкале времени Вселенной этот канал синтеза атомных ядер раньше других вступает в игру.

После этого вступает в игру канал термоядерного синтеза нуклонов в межзвездной плазме, когда ее температура спускается до 10^{10} K и несколько ниже. Однако, благодаря быстрому расширению Вселенной этот канал скоро выходит из игры. В итоге межзвездная среда продолжает свое дальнейшее существование в виде водородной (протонно-электронной) плазмы с небольшой примесью ядер гелия и с еще значительно меньшей примесью более тяжелых атомных ядер.

Наконец, третьим и, по-видимому, основным каналом образования элементов является термоядерный синтез водорода и других легких элементов в недрах белых карликов и обычных звезд. Теория этих процессов хорошо разработана и широко известна [8].

В эпоху эволюции Вселенной, когда уже произошло образование сложных систем звезд, барионное космическое вещество продолжает пребывать в виде звезд и межзвездного диффузного вещества. Кроме этого в пространстве имеется непрерывный и равномерный фон нейтрино, реликтового электромагнитного излучения и еще может быть скрытой слабовзаимодействующей материи. Эти две формы существования барионного вещества находятся в эффективном взаимодействии друг с другом. Звезды (в основном нейтронные звезды и белые карлики) притягивают к себе окружающее вещество и на своем пути движения буквально сметают его. При падении частиц на звезду выделяется

относительно большая энергия (в случае сверхплотных небесных тел) и поэтому она перегревается. При прохождении сверхплотной звезды через относительно плотное облако, или в случае, когда она является членом тесной двойной (или кратной) системы, содержащей менее плотный компонент (обычная звезда), возможны аккреции вещества в значительном количестве. В таких случаях, если звезда не успевает охлаждаться в достаточной мере, в результате сильного перегрева и нарушения гидродинамического равновесия масс, происходят вулканические процессы извержения, выбросы наружных слоев звезды и в редких случаях даже ее взрывы. По-видимому, так обстоит дело во вспышках новых и сверхновых. А в качестве более скромного масштаба извержений можно указать на вспышки в барстерах [9] и вспыхивающих звезд. В результате вулканических извержений масс из недр небесных тел, происходит как бы некоторое обогащение межзвездного вещества атомными ядрами.

Мы не видим какого-либо противоречия развиваемой здесь идеологии об основной тенденции эволюции космического вещества, с существующими космогоническими концепциями. Мы имеем в виду концепции образования небесных тел из диффузных облаков вещества (концепция диффузного дозвездного тела) [10] и образования небесных тел из сверхплотных состояний звездного вещества (концепция сверхплотного дозвездного тела) [11]. Эти концепции не являются результатом чистой фантазии, они безусловно имеют свои наблюдательные основы. Поэтому вряд ли оправдано категорическое отрицание одной из них в пользу другой. Скорее всего они обе верны и просто относятся к специальным, крайне редким случаям событий, которые на самом деле имеют место во Вселенной. В п.4 мы описали основную наивероятную тенденцию эволюции космического вещества. В нашем варианте эволюционного пути Вселенной безусловно допускается и существование в заметном количестве диффузного вещества в пространстве между звездами. Под влиянием собственной гравитации отдельные части этого вещества могут собираться в облака, а затем, путем дальнейшего сжатия, образовать небесные тела.

В нашем варианте не отвергается и концепция сверхплотного дозвездного тела - развитие звездного вещества в направлении от более плотных к менее плотным его состояниям. При этом в качестве кандидатов дозвездных тел могут служить достаточно компактные ядра галактик. Только нужно иметь в виду, что гравитационный радиус сверхплотного дозвездного тела должен превышать его радиус

$$R > 3 \cdot 10^5 \frac{M}{M_{\odot}} \text{ см,}$$

иначе оно будет черной дырой, т.е. по сути мертвым небесным телом. И так, мы считаем, что звезды (нейтронные, белые карлики и обычные) в основном образовались в раннюю эпоху расширения Вселенной ($10^{-4} < t < 5 \cdot 10^4$ с). В нашу эпоху также возможны процессы рождения звезд, но они происходят сравнительно редко.

Наконец, чувствуется необходимость вернуться к вопросу о средней плотности массы во Вселенной. По нашей версии космологической эволюции вещества, в семействе небесных тел первыми рождаются нейтронные звезды и, по всей вероятности, в относительно большом количестве. Возможно со временем при их взаимодействии с диффузным веществом и с соседними звездами (белые карлики и обычные звезды), некоторая часть их, испытывая сильные изменения, перестает существовать в виде нейтронных звезд. Мы думаем, однако, что, по-видимому, заметная часть нейтронных звезд сохранит свое существование. Нейтронные звезды, входящие в ядра галактик, за время релаксации приобретают угловые скорости вращения порядка

$$\Omega \approx 10 \frac{M_{\odot}}{M}.$$

Часть этих нейтронных звезд, покидая ядро Галактики, проявляет себя в качестве радио- и рентгеновских пульсаров, и поэтому она становится доступной для наблюдений. Нейтронные же звезды, которые изначально находились вне ядра Галактики, не имея достаточно большие угловые скорости вращения (т.е. $\Omega < 1$) и поэтому не имея соответствующие проявления, не наблюдаются. Как отмечалось выше, здесь времена релаксации превышают возраст Вселенной, поэтому вращательные степени свободы нейтронных звезд просто не успевают возбуждаться до необходимых значений.

Нейтронная звезда при своем движении аккрецирует межзвездное вещество, всасывая его буквально как космический пылесос. Падающие на звезду частицы, тормозя в тонком поверхностном слое, передают ему значительную тепловую энергию (приблизительно 140 МэВ на нуклон, падающего потока), которая быстро перераспределяется по всему его объему (теплопроводность вырожденного вещества высокая). Эта аккреция в некоторой мере поддерживает нейтронную звезду в достаточно нагретом состоянии, и в результате чего она является источником ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения. Однако это излучение слабое и вряд ли в ближайшие годы можно наблюдать. Достаточно большие интенсивности излучения получаются при сравнительно высоких темпах аккреции, т.е. в тех случаях, когда нейтронная звезда проходит через плотные облака или является членом тесной двойной системы, вторым компонентом которой - обычная звезда

[9]. Но эти случаи редкие. Таким образом, значительная часть нейтронных звезд с $\Omega < 1$ находится вне возможности современных средств наблюдений.

Следуя вышеразвиваемой идеологии, по-видимому, можно считать, что в Галактике должно быть приблизительно столько нейтронных звезд, сколько имеется обычных звезд. В таком случае, приведенная в (4) средняя плотность барионного вещества во Вселенной удвоится, т.е. достигнет значения $\rho \approx 6 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$, что примерно в восемь раз меньше критической плотности. Радикальное изменение ситуации в пользу закрытой модели Вселенной произойдет лишь в том случае, если нейтрино имеет массу покоя. Современный эксперимент и сложившиеся представления не отрицают такую возможность. Предполагается, что $m_\nu \approx 5 \cdot 10^{-32} \text{ г}$. Если это так, тогда нынешняя плотность массы, обусловленная нейтрино, может заметно превзойти плотность непосредственно наблюдаемого вещества и даже достигнуть критического значения.

Заманчивая возможность в вопросе скрытой массы связана также с ожидаемым наличием гипотетической материи, состоящей из слабо взаимодействующих тяжелых частиц, предсказуемых суперсимметричными теориями. Эта теория, объединяющая в себе все виды взаимодействия, вступает в силу в начальный, весьма короткий промежуток времени, предшествующий большой взрыв.

7. Основные результаты. 1. Используя имеющуюся информацию о наблюдаемом веществе и о реликтовом электромагнитном излучении, выведено уравнение состояния космического вещества.

2. Определены постоянные интегрирования в решениях Фридмана для замкнутой, открытой и плоской моделей Вселенной.

3. Сформулированы необходимые условия, при выполнении которых каждый конкретный тип небесного тела может образоваться и существовать в расширяющейся Вселенной.

4. Если допустить, что эти условия являются не только необходимыми, но и достаточными для формирования небесных тел, то тогда по ходу расширения Вселенной, последовательно, в хронологическом порядке должны были образоваться: нейтронные звезды (время $t \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, плотность массы барионного вещества $\rho_\nu \approx 2 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$), белые карлики ($t \approx 100 \text{ с}$, $\rho_\nu \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$), обычные звезды ($t \approx 4 \cdot 10^6 \text{ с}$, $\rho_\nu \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$), ядра галактик ($t \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ с}$, $\rho_\nu \approx 4 \cdot 10^{-19} \text{ г/см}^3$), и

галактики ($t \approx 10^{15}$ с, $\rho_p \approx 10^{-24}$ г / см³).

5. Компактные ядра галактик с радиусами порядка от нескольких до десятка парсек, в основном состоят из нейтронных звезд и белых карликов. В таких системах существование обычных звезд в большом количестве невозможно. Дело в том, что частые тесные столкновения и обусловленные ими сравнительно большие угловые скорости вращения приводят к разрушению значительной части этих звезд.

6. Ядро Галактики является статистически равновесной системой, где в равном распределении энергии по степеням свободы звезд (нейтронные звезды и белые карлики) участвуют и их вращательные степени свободы. Примечательно, что здесь угловая скорость вращения нейтронных звезд оказывается такого порядка, как в пульсарах. Вне ядра Галактики это не имеет место (речь идет о возбуждении вращательных степеней свободы звезд), так как время релаксации Галактики сильно превышает возраст Вселенной (Галактика статистически неравновесная система звезд). Таким образом превращение нейтронных звезд в пульсары эффективно происходит в ядре Галактики. Можно считать, что часть наблюдаемых пульсаров вышла из ядра: они являются именно той частью нейтронных звезд (хвост распределения Максвелла), которая за время релаксации покидала ядро Галактики (нейтронные звезды со скоростями $v > v_0$, где $M_n v_0^2 / 2 = 2 G M M_n / R$ - работа выхода, M - масса ядра Галактики). Число таких нейтронных звезд приблизительно равно одному проценту от их полного числа в ядре Галактики, т.е. порядка 10^6 .

Ереванский государственный университет, Армения

ON THE MAIN EVOLUTIONARY STAGES OF MATTER IN THE UNIVERSE.II

G.S.SAHAKIAN

Possible evolutionary scenario of the Universe is considered after the Big-Bang ($t > 10^{-4}$ s). The necessary conditions are formulated under which the formation of stars and star system is possible. As a threshold of formation of stars is taken $kT_s \approx 2GM_p/3R$, and $(HR)^2 \approx GM/R$ for systems of stars, where T_s is the temperature of cosmic matter, m_p - the proton mass,

M_s - star mass, M - the mass of star clusters, R - radii of these celestial bodies and H - the Hubble parameter for the corresponding time. In accordance with these criteria it is supposed that in the course of the Universe expansion must be appear at first the neutron stars (times $2 \cdot 10^{-4} < t < 1s$, densities $0.07 < \rho_n < 2 \cdot 10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), then were appear in chronological order white dwarfs ($t = 100s$, $\rho_w \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), usual stars ($t = 4 \cdot 10^6 s$, $\rho_s \approx 10^{-11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), galactic nuclei ($t = 3 \cdot 10^{11} s$, $\rho_g \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), globular star clusters ($t = 10^{13} s$, $\rho_{gc} \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) and finally galaxies ($t \approx 10^{15} s$, $\rho_u \approx 10^{-24} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), where ρ_u is the usually (baryonic) matter average density in the Universe. It is shown that the galactic nuclei are statistical equilibrium system of stars, and mainly consist of neutron stars and white dwarfs. Therefor the formation of pulsars (neutron stars with angular velocities of rotation $1 \leq \Omega \leq 200s^{-1}$) also takes place in the Galactic nucleus. So the part of observed pulsars represent the neutron stars which have left the Galaxy nucleus at the relaxation time (the tail of Maxwell distribution, with stars velocities $v > v_0$, where v_0 is the velocity corresponding to the work of exit).

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, *Astrophys.Space Sci.*, 95, 305, 1983.
2. *Г.С.Саакян*, *Физика нейтронных звезд*, Дубна, 1995.
3. *Я.Эйнасто*, *Гипергалактики*, статья в сб. *Крупномасштабная структура Вселенной*, МИР, М., 1981.
4. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.1, АН Арм.ССР, Ереван 1960, с.158.
5. *Р.Манчестер, Дж.Тейлор*, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
6. *К.У.Аллен*, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
7. *Г.С.Саакян*, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., 1972 (английский перевод 1974, New York.Toronto).
8. *M. Schwarzschild*, *Structure and Evolution of stars*, 1958.
9. *Г.С.Саакян, Г.П.Алоджанц, А.В.Саркисян*, *Астрофизика*, 34, 21, 1991.
10. *А.Г.Дорошкевич, Ю.Н.Ефремов, А.В.Засов и др.*, *Происхождение и эволюция Галактик и Звезд*, под редакцией С.Б. Пикельнера, Наука, М., 1976.
11. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.2. АН Арм.ССР, Ереван 1960.

ЗАКОН ПОДОБИЯ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОМ ОЦЕНИВАНИИ ВРЕМЕННОГО РЯДА. II.*

В.Ю.ТЕРЕБИЖ

Поступила 9 октября 1996

Во второй части работы (см. [1]) приводятся результаты вспомогательного характера для процесса авторегрессии первого порядка. Дана формальная постановка задачи оценивания спектральной плотности временного ряда как обратной задачи математической физики.

3. Процесс авторегрессии первого порядка. Для иллюстрации приводимых далее общих соотношений случай частотно-ограниченного белого шума слишком прост, поэтому рассмотрим более сложный пример, играющий вместе с тем важную практическую роль.

В случае гауссова авторегрессионного процесса первого порядка (см. [2,3]) с дисперсией σ^2 , обозначаемого обычно посредством AR-1, последовательные его значения $\xi_k \equiv \xi(k \cdot \delta t)$ связаны линейным соотношением

$$\xi_{k+1} = \rho \cdot \xi_k + \varepsilon_{k+1}, \quad k = 0, 1, \dots, \quad (3.1)$$

где ρ - коэффициент корреляции между ними (мы считаем $|\rho| < 1$), а (ε_k) - некоррелированные гауссовы случайные величины с дисперсией $\sigma_\varepsilon^2 = (1 - \rho^2)\sigma^2$. Типичная реализация процесса AR-1 при $\rho=0.7$ и $\sigma^2=1$ представлена на рис. 1.1.

Спектральная плотность процесса AR-1 равна

$$g_0(\nu) = \frac{(1 - \rho^2)\sigma^2 \delta t}{1 + \rho^2 - 2\rho \cdot \cos(2\pi\nu\delta t)}, \quad |\nu| \leq \nu_c. \quad (3.2)$$

Как это обычно делается, перейдем к безразмерной частоте f и введем соответствующую спектральную плотность $s(f)$:

$$f \equiv \nu \cdot \delta t, \quad s(f) \equiv g_0(\nu) / \delta t, \quad -1/2 \leq f \leq 1/2. \quad (3.3)$$

* Нумерация параграфов в этой и последующих трех статьях этой серии является продолжением нумерации первой статьи, напечатанной в предыдущем выпуске журнала.

Обозначая еще $b = \sigma_\epsilon^2 = (1 - \rho^2)\sigma^2 > 0$, получаем:

$$s(f) = \frac{b}{1 + \rho^2 - 2\rho \cdot \cos(2\pi f)}, \quad |f| \leq 1/2. \quad (3.4)$$

Подстановка (3.2) в (2.11) дает следующее простое выражение для ковариационных коэффициентов:

$$r_n = r_0 \cdot \rho^n, \quad r_0 = \sigma^2, \quad n = 0, 1, \dots, \quad (3.5)$$

и конечно, $r_{-n} = r_n$. Таким образом, абсолютная величина r_n экспоненциально убывает с ростом запаздывания (процесс AR-1 служит моделью марковского ряда). Согласно (2.18) и (3.5), ковариационная матрица процесса AR-1 имеет вид:

$$R = \frac{b}{1 - \rho^2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \rho & \rho^2 & \dots & \rho^{N-1} \\ \rho & 1 & \rho & \dots & \rho^{N-2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \rho^{N-1} & \rho^{N-2} & \dots & \dots & 1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

где мы приняли во внимание, что $r_0 = b/(1 - \rho^2)$. Поскольку в данном случае определитель $D \equiv \det(R) = b^N / (1 - \rho^2)$, входящая в (2.17) обратная матрица R^{-1} равна

$$R^{-1} = b^{-1} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -\rho & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -\rho & 1 + \rho^2 & -\rho & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -\rho & 1 + \rho^2 & -\rho \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -\rho & 1 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Таким образом, плотность распределения (2.17) N -мерного вектора ξ можно записать в виде:

$$\varphi(y|b, \rho) = \sqrt{\frac{1 - \rho^2}{(2\pi b)^N}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2b} \left[(1 - \rho^2)y_0^2 + \sum_{k=0}^{N-2} (y_{k+1} - \rho y_k)^2 \right] \right\}. \quad (3.8)$$

Модель AR-1 определяется значениями всего двух параметров: b и ρ . По определению, при фиксированной реализации y временного ряда оценки максимального правдоподобия этих параметров $\hat{b}(y)$ и $\hat{\rho}(y)$ находятся как решения уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial b} [\ln \varphi(y|b, \rho)] = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \rho} [\ln \varphi(y|b, \rho)] = 0. \quad (3.9)$$

Нетрудно проверить, что в случае $N \gg 1$ мы имеем из (3.8) и (3.9):

$$\hat{\rho}(y) \equiv \sum_{k=0}^{N-2} y_k y_{k+1} / \sum_{k=0}^{N-2} y_k^2, \quad (3.10)$$

$$\hat{b}(y) \equiv \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-2} (y_{k+1} - \hat{\rho} y_k)^2. \quad (3.11)$$

Смысл выражений в правых частях двух последних формул вполне понятен: $\hat{\rho}$ оценивается как выборочный коэффициент корреляции последовательных отсчетов, а $\hat{b}$ - как выборочная дисперсия шума ε в модели (3.1).

Для выяснения качества произвольных статистических оценок b и ρ следует найти *матрицу Фишера* [4]. В данном случае это матрица $I(b, \rho)$ второго порядка с элементами:

$$I_{11} \equiv -\frac{\partial^2}{\partial b^2} \ln \Phi(\xi | b, \rho) > = \frac{N}{2b^2}, \quad (3.12)$$

$$I_{12} = I_{21} \equiv -\frac{\partial^2}{\partial b \partial \rho} \ln \Phi(\xi | b, \rho) > = \frac{\rho}{b(1-\rho)^2}, \quad (3.13)$$

$$I_{22} \equiv -\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \ln \Phi(\xi | b, \rho) > = \frac{N-1-(N-3)\rho^2}{(1-\rho^2)^2}. \quad (3.14)$$

Приведенные здесь точные выражения следуют из (3.8); в асимптотическом случае, когда $N \gg 1$, мы получаем из них для не слишком близких к 1 значений ρ :

$$I \equiv N \cdot \begin{bmatrix} 1/(2b^2) & 0 \\ 0 & 1/(1-\rho^2) \end{bmatrix}, \quad I^{-1} \equiv \frac{1}{N} \cdot \begin{bmatrix} 2b^2 & 0 \\ 0 & 1-\rho^2 \end{bmatrix}. \quad (3.15)$$

Согласно *неравенству информации* (см. [4]), дисперсии произвольных несмещенных оценок b^* и ρ^* искоемых параметров ограничены снизу значениями

$$\text{Var}(b^*) \geq (I^{-1})_{11}, \quad \text{Var}(\rho^*) \geq (I^{-1})_{22}. \quad (3.16)$$

Подставляя сюда из (3.15) диагональные элементы обратной матрицы Фишера, получаем следующие нижние границы стандартных отклонений:

$$\sigma(b^*) \geq b\sqrt{2/N}, \quad \sigma(\rho^*) \geq \sqrt{(1-\rho^2)/N}. \quad (3.17)$$

Как видно, по мере увеличения объема выборки точность оценивания параметров b и ρ неограниченно возрастает, то есть оценки, близкие к границе неравенства информации, являются *состоятельными*. Что касается возможной связи между оценками b^* и ρ^* , то из (3.15) следует, что

они асимптотически некоррелированы.

Таким образом, если нам задан достаточно протяженный временной ряд y и, кроме того, *известно, что он является реализацией процесса AR-1*, то можно с надлежащей точностью оценить значения параметров b и ρ , а после подстановки полученных значений в (3.4) мы найдем и оценку спектральной плотности. Разумеется, последняя представляет собой гладкую функцию.

Иной результат мы получим в том случае, когда информация о типе изучаемого процесса отсутствует. При этом вместо двух параметров приходится оценивать значения гораздо более обширной совокупности, а именно, отсчетов спектральной плотности при различных значениях частоты. Согласно принятой терминологии, здесь производится *непараметрическое оценивание*, хотя в действительности оцениваются тоже значения параметров, только их количество велико. Как уже говорилось во Введении, статистики типа периодограммы Шустера оказываются несостоятельными.

Приведенный пример наглядно демонстрирует важность априорной информации о характере искомого объекта. В этой связи стоит заметить, что метод максимума энтропии Берга [5] по сути дела вводит предположение о том, что процесс относится к классу авторегрессионных AR- p , и лишь его порядок p остается неизвестным и подлежит оцениванию. Именно на этом предположении и на достаточной гибкости описания с помощью процессов AR- p основана та эффективность метода максимума энтропии, которую он показывает во многих реальных ситуациях. Вместе с тем, если исходный процесс далек от авторегрессионного (а к таковым можно отнести уже простую суперпозицию чисто периодической функции и случайного шума), то выводы метода максимума энтропии будут далеки от действительности. Это лишний раз свидетельствует о том, что задача анализа данных состоит не только в использовании *всей* имеющейся априорной информации относительно объекта, но и в использовании *только* этой информации.

4. Постановка обратной задачи спектрального оценивания.

Напомним общую постановку задачи оценивания, вообще говоря, многомерного параметра a по данным наблюдений [4,6]. Пусть y - известная нам реализация многомерной случайной величины ξ , плотность распределения которой $\varphi(\cdot|a)$ зависит от параметра a . Тогда в качестве *оценки* параметра a может рассматриваться всякая функция $u(y)$, - как говорят, *выборочная статистика*. Следуя Фишеру, среди всех таких статистик нужно разыскать оценку с наименьшим среднеквадратическим отклонением от истинного значения a ; эта оценка называется *эффективной*.

При спектральном оценивании в нашем распоряжении имеется

конечная выборка значений временного ряда $y = [y_0, y_1, \dots, y_{N-1}]$, являющаяся реализацией гауссовой случайной величины $\xi = [\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{N-1}]$ с плотностью (2.17). Перепишем (2.11) с учетом обозначений (3.3) в виде

$$r_n = \int_{-1/2}^{1/2} \exp(i 2\pi n f) s(f) df, \quad n = 0, 1, \dots, N-1, \quad (4.1)$$

и перейдем в $\Phi(r)$ от совокупности коэффициентов ковариации $r = [r_0, r_1, \dots, r_{N-1}]$ к спектральной плотности процесса. Теперь в качестве неизвестного вектора выступает совокупность значений $s \equiv [s_1, \dots, s_F]$ спектральной плотности $s(f)$ на выбранной подходящим образом сетке частот, а плотность распределения $\Phi(r)$ может рассматриваться как заданная функция вектора s . Таким образом, мы имеем здесь стандартную задачу многомерного параметрического оценивания s по выборке y . Важно подчеркнуть, что для нахождения строгих теоретических ограничений на оценки спектральной плотности достаточно соотношений (4.1). Именно на них и будет базироваться последующий анализ.

Вместе с тем, при нахождении явного выражения для оценки плотности логически строгий подход, связывающий s непосредственно с выборкой y , приводит к сложным нелинейным уравнениям. Упростить задачу позволяет следующее соображение: по сути дела мы сталкиваемся здесь с вложенными одна в другую обратными задачами, из которых внешняя заключается в нахождении эффективной оценки $s(y)$ совокупности r , а внутренняя - в оценивании спектральной плотности по случайной выборке коэффициентов ковариации. Поскольку качество решения связано прежде всего с неустойчивостью обратной задачи, можно разбить решение на два этапа: сначала строится подходящая оценка выборочных коэффициентов ковариации $c \equiv [c_0, c_1, \dots, c_{N-1}]$, а затем обращается (4.1).

Уже без учета статистического характера обратной задачи нетрудно убедиться в неоднозначности ее решения. В самом деле, соотношения (4.1), рассматриваемые как частный случай известной *проблемы моментов*, не позволяют полностью восстановить $s(f)$ на основании лишь конечной совокупности r (так, мы могли бы существенно варьировать высоко-частотный хвост $s(f)$, сохраняя практически неизменной совокупность первых коэффициентов ковариации). Для однозначного восстановления требуется обширная априорная информация относительно $s(f)$. Неустойчивость задачи становится тем более очевидной, если мы примем во внимание, что точные значения коэффициентов ковариации $r_0, r_1, \dots, r_{N-1}$ на опыте неизвестны; в нашем распоряжении имеется лишь случайная выборка y , из элементов которой могут быть построены различные оценки

$c_0(y), c_1(y), \dots, c_{N-1}(y)$ истинных коэффициентов ковариации. Характер обратной задачи (4.1) свидетельствует о том, что неточности последних весьма существенно сказываются на качестве оценивания спектральной плотности.

5. *Энтропия.* Согласно Шеннону [7], информация $J(\xi|r)$, связанная со случайной величиной ξ , определяется следующим образом:

$$J(\xi|r) = -\ln \phi(\xi|r), \quad (5.1)$$

а ее среднее значение есть энтропия $\mathcal{E}(r)$:

$$\mathcal{E}(r) = \langle J(\xi|r) \rangle. \quad (5.2)$$

Подставляя в (5.1) выражение (2.17), находим для данного случая:

$$J(\xi|r) = \frac{1}{2} [N \ln(2\pi) + \ln D(r) + \xi' R^{-1} \xi], \quad (5.3)$$

где $D(r) = \det(R)$. Как известно (см. [8], теорема 3.3.3), если x - N - мерный гауссов случайный вектор с нулевым средним и ковариационной матрицей R , то скалярная случайная величина $\zeta_N = \xi' R^{-1} \xi$ подчиняется распределению χ^2_N . Отсюда следует, что среднее значение и дисперсия ζ_N равны

$$\langle \xi' R^{-1} \xi \rangle = N, \quad \text{Var}(\xi' R^{-1} \xi) = 2N. \quad (5.4)$$

Усредняя (5.3) с учетом (5.4), получаем для энтропии:

$$\mathcal{E}(r) = \frac{1}{2} [N \ln(2\pi e) + \ln D(r)]. \quad (5.5)$$

Со времени работы Хотеллинга [9] известно, что возможность компактизации информации, связанной с многомерной случайной величиной, зависит прежде всего от вида спектра ее ковариационной матрицы. Пусть $\alpha \equiv [\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_{N-1}]'$ - вектор собственных чисел матрицы R . Поскольку ковариационная матрица предполагается положительно определенной, мы имеем $\alpha_j > 0$ для всех j , а определитель (см., например, [10])

$$D = \prod_{j=0}^{N-1} \alpha_j. \quad (5.6)$$

Из двух последних формул следует:

$$\mathcal{E}(r) = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^{N-1} \ln(2\pi e \alpha_j). \quad (5.7)$$

Основной вклад в энтропию вносят наибольшие собственные числа ковариационной матрицы, однако даже в типичном для практики случае,

когда диапазон значений α , весьма широк, неравноценность вклада смягчается логарифмической зависимостью. Далее предполагается для удобства, что совокупность $\{\alpha_j\}$ пронумерована в порядке убывания собственных чисел.

Крымская лаборатория Гос. астрономического института
им. П.К. Штернберга.

SIMILARITY LAW IN A TIME SERIES SPECTRAL ESTIMATION. II

V.Yu.TEREBIZH

In the second part of investigation (see [1]) we give auxiliary results concerning the autoregression process of first order. A strict formulaion of the spectral estimation problem as an inverse problem of mathematical physics is considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ю.Теребиж, *Астрофизика*, 40, 139, 1997 (часть I данной серии).
2. T.W.Anderson, *The Statistical Analysis of Time Series*, Wiley, New York, 1971; Т.Андерсон, *Статистический анализ временных рядов*, Мир, М., 1976.
3. В.Ю.Теребиж, *Анализ временны'х рядов в астрофизике*, Наука, М., 1992.
4. M.G.Kendall, A.Stuart, *The Advanced Theory of Statistics*, Vols. 2, 3, Griffin, London, 1969; М.Кендалл, А.Стьюарт, *Статистические выводы и связи*, Наука, М., 1973; *Многомерный статистический анализ и временные ряды*, Наука, М., 1976.
5. J.P.Burg, Paper presented at the 37-th Ann. Int. Meeting, Oklahoma City, 1967.
6. А.А.Боровков, *Математическая статистика*, Наука, М., 1984.
7. C.Shannon, *C.Bell Syst. Techn. J.*, 27, 379, 623, 1948.

8. *T.W.Anderson*, An Introduction to Multivariate Statistical Analysis, Wilcy, New York, 1957; *Т.Андерсон*, Введение в многомерный статистический анализ, ФМ, М., 1963.
9. *Н.Hotelling*, Journ. Educ. Psych., 24, 417, 498, 1933.
10. *R.Bellman*, Intruduction to Matrix Analysis, McGrow-Hill, New York, 1960; *Р.Беллман*, Введение в теорию матриц, Наука, М., 1969.

О ТЕОРЕМЕ БИРКГОФА В БСТТ

П.Ф.КАЗАРЯН, А.А.СААРЯН

Поступила 20 ноября 1996

Принята к печати 15 января 1997

Показано, что в наиболее общем варианте биметрической скалярно-тензорной теории гравитации сферически-симметричное вакуумное поле тяготения является статическим, если гравитационный скаляр не зависит от времени. Этот результат обобщен на некоторые случаи наличия источника, включая электромагнитное поле. Рассмотрены обе ветви решений с переменным и постоянным скалярным полем.

1. *Введение.* В ОТО утверждение о статичности сферически-симметричного вакуумного поля тяготения известно под названием теоремы Биркгофа (см, например, [1]). Этот результат обобщен рядом авторов на системы с некоторыми типами источников (космологическая постоянная, электромагнитное поле и т.д.) [2-4].

В скалярно-тензорных теориях гравитации поле тяготения помимо метрики характеризуется также дополнительным скалярным полем. Вследствие наличия сферически-симметричных скалярных волн, в этих теориях теорема Биркгофа, вообще говоря, неверна. В работах [5-8] показано, что она имеет место на классе сферически-симметричных решений с независимым от времени скалярным полем. Здесь мы докажем справедливость обобщенной теоремы Биркгофа в биметрической скалярно-тензорной теории гравитации (БСТТ) при некоторых ограничениях на гравитационный скаляр, фоновую метрику, вещество и негравитационные поля. В разделе 2 выписаны уравнения гравитационного поля в наиболее общем варианте БСТТ. Условия выполнения теоремы Биркгофа для решений с переменным скаляром выявлены в разделе 3. Решения с постоянным скалярным полем рассматриваются в следующем разделе.

2. БСТТ [9-11] относится к классу метрических теорий с предпочтительной геометрией. Кроме метрики g_{ik} искривленного пространства-времени она содержит динамическое скалярное поле ϕ и нединамическую плоскую метрику γ_{ik} . Действие теории задается выражением

$$S = \int \left[-\frac{1}{2} \phi \Lambda_g + \frac{1}{2} \zeta(\phi) g^{ik} \phi_{,i} \phi_{,k} / \phi - \Lambda(\phi) + L_m \right] \sqrt{-g} d^4 x, \quad (1)$$

где $\varphi_{,j} = \partial \varphi / \partial x^j$, $\varsigma(\varphi)$ - безразмерная функция связи, $\Lambda(\varphi)$ - космологическая функция, L_m - плотность лагранжиана материи и негравитационных полей,

$$\Lambda_g = g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^l \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^l \bar{\Gamma}_{ln}^n), \quad \bar{\Gamma}_{ik}^l = \Gamma_{ik}^l - \check{\Gamma}_{ik}^l, \quad (2)$$

Λ_g - тензор аффинной деформации, Γ_{ik}^l и $\check{\Gamma}_{ik}^l$ - символы Кристоффеля для метрик g_{ik} и γ_{ik} соответственно. При $\varphi = \text{const} = 1/8\pi G$, где G - ньютоновская гравитационная постоянная, скорость света $c = 1$, (1) переходит в действие ОТО в биметрической формулировке. В обычных скалярно-тензорных теориях вместо Λ_g фигурирует скалярная кривизна риманова пространства-времени (см., например, [12]).

Из условия экстремальности действия (1) по отношению к вариациям g_{ik} и φ приходим к следующим уравнениям гравитационного поля [9,10]:

$$\varphi R_{ik} + \varphi_{,n} \bar{\Gamma}_{ik}^n - \varphi_{,i} \bar{\Gamma}_{kn}^n = \varsigma(\varphi) \varphi_{,k} \varphi_{,i} / \varphi = T_{ik} - g_{ik} T / 2 - \Lambda g_{ik}, \quad (3a)$$

$$2\varsigma \varphi_{;n}^n + [\varsigma'(\varphi) - \varsigma / \varphi] \varphi'^n \varphi_{,n} + \varphi \left[\Lambda_g + 2 \frac{\delta \Lambda}{\delta \varphi} \right] = 0, \quad (3b)$$

где в индексах круглые скобки означают симметризацию по индексам i и k . Эту систему нужно дополнить уравнениями баланса энергии-импульса ($T_{i;k} = 0$) негравитационной материи. В БСТТ вследствие наличия абсолютной переменной γ_a эти уравнения не являются следствиями (3). С помощью свертки уравнения (3a) и с учетом соотношений

$$\Lambda_g = R - \bar{W}_{;n}^n, \quad \bar{W}^n \equiv g^{ik} \bar{\Gamma}_{ik}^n - g^{nl} \bar{\Gamma}_{lk}^k, \quad (4)$$

уравнение (3b) можно записать также в виде

$$(2\varsigma \varphi'^n - \varphi \bar{W}^n)_{;n} - \varsigma'(\varphi) \varphi_{,n} \varphi'^n = T + 4\Lambda - 2\varphi \frac{d\Lambda}{d\varphi}, \quad (5)$$

которое будет использовано ниже при анализе решений с постоянным скалярным полем.

3. Рассмотрим сферически-симметричное гравитационное поле в БСТТ. Фоновую метрику можно записать в виде

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (6)$$

Ниже мы будем предполагать, что в этой координатной системе недиагональная компонента $g_{01} = 0$, и метрику искривленного пространства-времени можно записать в виде, согласованном с симметрией гравитационного поля:

$$ds^2 = e^{2\nu} dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - e^{2\mu} (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (7)$$

где показатели ν, λ, μ , являются функциями радиальной и временной координат.

Для этих метрик уравнения поля (3), записанные с помощью тензора Эйнштейна, непосредственными вычислениями приводятся к следующей системе уравнений:

$$\left(2\dot{\lambda}\dot{\mu} + \dot{\mu}^2 - \frac{\varsigma\dot{\varphi}^2}{2\varphi^2}\right) e^{-2\nu} + \left(-2\mu'' - 3\mu'^2 + 2\lambda'\mu' - 2\mu' \frac{\varphi'}{\varphi} + \frac{\varphi'}{r\varphi} - \frac{\varsigma\varphi'^2}{2\varphi^2}\right) e^{-2\lambda} + \left(r \frac{\varphi'}{\varphi} + 1\right) e^{-2\mu} = \frac{1}{\varphi} (T_0^0 + \Lambda), \quad (8a)$$

$$\left(2\ddot{\mu} + 3\dot{\mu}^2 - 2\dot{\nu}\dot{\mu} + 2\dot{\mu} \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} + \frac{\varsigma\dot{\varphi}^2}{2\varphi^2}\right) e^{-2\nu} + \left(-\mu'^2 - 2\nu'\mu' - \frac{\varphi'}{r\varphi} + \frac{\varsigma\varphi'^2}{2\varphi^2}\right) e^{-2\lambda} + \left(r \frac{\varphi'}{\varphi} + 1\right) e^{-2\mu} = \frac{1}{\varphi} (T_1^1 + \Lambda). \quad (8б)$$

$$\left(\ddot{\lambda} + \ddot{\mu} + \dot{\lambda}^2 + \dot{\mu}^2 - \dot{\nu}\dot{\lambda} - \dot{\nu}\dot{\mu} + \dot{\lambda}\dot{\mu} + \dot{\lambda} \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} + \dot{\mu} \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} + \varsigma \frac{\dot{\varphi}^2}{2\varphi^2}\right) e^{-2\nu} + \left(-\nu'' - \mu'' - \nu'^2 - \mu'^2 + \nu'\lambda' - \nu'\mu' + \lambda'\mu' + \frac{\varphi'}{r\varphi} - \mu' \frac{\varphi'}{\varphi} - \frac{\varsigma\varphi'^2}{2\varphi^2}\right) e^{-2\lambda} = \frac{1}{\varphi} (T_2^2 + \Lambda), \quad (8в)$$

$$\dot{\mu}' + \dot{\mu}\mu' - \nu'\dot{\mu} - \dot{\lambda}\mu' - \left(\nu' - \lambda' - 2\mu' + \frac{2}{r}\right) \frac{\dot{\varphi}}{4\varphi} - \frac{\varphi'}{4\varphi} (\dot{\lambda} - \dot{\nu} - 2\dot{\mu}) + \frac{\varsigma\dot{\varphi}\varphi'}{2\varphi^2} = \frac{1}{\varphi} T_0^1 e^{2\lambda}, \quad (8г)$$

$$\left[\varsigma\ddot{\varphi} + \varsigma\dot{\varphi}(\dot{\lambda} + 2\dot{\mu} - \dot{\nu}) + \left(\frac{\varsigma'}{2} - \frac{\varsigma}{2\varphi}\right)\dot{\varphi}^2 + \varphi(\dot{\mu}^2 + 2\dot{\mu}\dot{\lambda})\right] e^{-2\nu} + \left[-\varsigma\varphi'' - \varsigma\varphi'(\nu' + 2\mu' - \lambda') - \left(\frac{\varsigma'}{2} - \frac{\varsigma}{2\varphi}\right)\varphi'^2 + \varphi\left(-2\mu'\nu' - \mu'^2 + \frac{1}{r}(\nu' + 2\mu' - \lambda') - \frac{1}{r^2}\right)\right] e^{-2\lambda} + r\varphi(\nu' + \lambda') e^{-2\mu} + \varphi \frac{d\Lambda}{d\varphi} = 0, \quad (8д)$$

в которой последнее уравнение следует из (36), точка означает производную по времени, а штрих - по радиальной координате. Ниже мы будем предполагать, что выполняются следующие условия:

$$\dot{\mu} = 0, \dot{\phi} = 0, T_0^1 = 0. \quad (9)$$

Из (8г) теперь получим

$$\mu' \dot{\lambda} = \frac{\Phi'}{4\Phi} (\dot{v} - \dot{\lambda}). \quad (10)$$

Рассмотрим сначала случай $\Phi' \neq 0$ (о решениях БСТТ с постоянным скалярным полем см. [13-15]). Тогда из (10) следует, что

$$v = h(r)\lambda + \omega(r), \quad h(r) = 1 + 4\mu'\Phi / \Phi', \quad (11)$$

где $\omega(r)$ - функция интегрирования. С учетом условий (9) первые два уравнения системы (8) при $\mu' \neq 0$ можно записать в виде

$$\lambda' = f(r) + a(r)e^{2\lambda} + \frac{e^{2\lambda}}{2\mu'\Phi} T_0^0, \quad v' = g(r) - a(r)e^{2\lambda} - \frac{e^{2\lambda}}{2\mu'\Phi} T_1^1, \quad (12)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} g(r) &= -\frac{1}{2}\mu' + \frac{\Phi'}{\Phi} \left(\frac{5\Phi'}{4\mu'\Phi} - \frac{1}{2r\mu'} \right), \quad f(r) = \frac{\mu''}{\mu'} + 2\mu' + \frac{\Phi'}{\Phi} + g(r), \\ a(r) &= \frac{1}{2\mu'\Phi} \left[\Lambda - (r\Phi)' e^{-2\mu} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Рассмотрим сначала случай поля в вакууме вне небесного тела, когда $T_{ik}=0$ (последнее условие (9) выполняется тождественно). Комбинируя (11) и (12), приходим к следующему уравнению:

$$\dot{\lambda} [h'(r) + 2(h+1)ae^{2\lambda}] = 0. \quad (14)$$

Отсюда получаем, что $\dot{\lambda} = 0$ (а, следовательно, и $\dot{v} = 0$) или

$$h'(r) = 0, \quad a(h+1) = 0. \quad (15)$$

Ниже нас интересует вопрос о существовании решений с $\dot{\lambda} \neq 0$, поэтому остановимся на случае (15). Из условия постоянства h совместно с (11) и (12) следует, что

$$h = -1, \quad \omega'(r) = f + g, \quad \Phi = \Phi_0 e^{-2\mu}, \quad (16)$$

где Φ_0 - постоянная интегрирования. Рассмотрим теперь уравнение скалярного поля (8д). Исключив λ' и v' из этого уравнения согласно (12) (с $T_{ik} = 0$), приходим к следующему алгебраическому уравнению относительно λ :

$$e^{-2\lambda} \left(\frac{\mu''}{\mu'} + \frac{1}{r^2} + 2\mu'^2 \Phi \frac{d\zeta}{d\Phi} \right) + 2a \left[(2\zeta - 1)\mu' + \frac{1}{r} \right] - \\ - r e^{-2\mu} \left[\frac{\mu''}{\mu'} + (2\zeta - 1)\mu' + \frac{2}{r} \right] = \frac{d\Lambda}{d\Phi}. \quad (17)$$

Отсюда для нестатических решений с $\dot{\lambda} \neq 0$ получим

$$\frac{\mu''}{\mu'} + \frac{1}{r} + 2r\mu'^2 \Phi \frac{d\zeta}{d\Phi} = 0, \\ 2a \left[(2\zeta - 1)\mu' + \frac{1}{r} \right] = r e^{-2\mu} \left[\frac{\mu''}{\mu'} + (2\zeta - 1)\mu' + \frac{2}{r} \right] + \frac{d\Lambda}{d\Phi}. \quad (18)$$

И, наконец, введя обозначения

$$F(r) = \left[\frac{\mu''}{r\mu'} - (2\zeta - 1)\mu'^2 - \frac{2\mu'}{r} + \frac{1}{r^2} \right] e^{2\omega}, \\ G(r) = \left[a \left(\frac{a'}{a} + \frac{\mu''}{\mu'} + 4\zeta\mu' + \frac{4}{r} \right) - \frac{\Lambda}{\Phi} \right] e^{2\omega} \quad (19)$$

уравнение (8в) можно записать в виде

$$(e^{2\lambda})' + e^{-2\lambda} F(r) + G(r) = 0. \quad (20)$$

Нетрудно найти первый интеграл этого уравнения:

$$2\dot{\lambda}^2 = [C(r) - 2F\lambda] e^{-4\lambda} - G e^{-2\lambda}, \quad (21)$$

где $C(r)$ - функция интегрирования. Проинтегрируем уравнение (21) по r и воспользуемся соотношением $\dot{\lambda}' = 2a\lambda e^{2\lambda}$, являющимся следствием первого уравнения (12). В результате получим новое уравнение для $\dot{\lambda}^2$. Исключая из этого уравнения производные λ' согласно (12), с учетом (21) приходим к следующему алгебраическому уравнению относительно λ :

$$-6\alpha G e^{4\lambda} - 16aF\lambda e^{2\lambda} + (8ac + 2aF + G' - 2fG) e^{2\lambda} + \\ + 2\lambda(F' - 4Ef) + 2fF + 4CF - C' = 0. \quad (22)$$

Для решений с $\dot{\lambda} \neq 0$ отсюда следует, что

$$aG = 0, \quad aF = 0, \quad G' = 2fG - 8aC, \quad F' = 4fF, \quad C' = 2fF + 4Cf. \quad (23)$$

При $a \neq 0$ отсюда получим $F=G=C=0$ и, поэтому, согласно (21), $\dot{\lambda} = 0$, т.е. в этом случае нестатические решения отсутствуют. Рассмотрим поэтому случай $a=0$. С учетом определения (13) и последнего соотношения (16), а также (23), приходим к следующей системе уравнений относительно функции $\Phi(r)$:

$$\begin{aligned} \Phi(r\Phi)' &= \Phi_0 \Lambda(\Phi), \left[\ln\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right) \right]' + \frac{r\Phi'\zeta'}{2\Phi} + \frac{1}{r} = 0, \\ \Lambda\left[\left(\zeta + \frac{1}{2}\right)\frac{\Phi'}{\Phi} - \frac{2}{r}\right] &= \Lambda', \left[\ln\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right) \right]' - \left(\zeta - \frac{1}{2}\right)\frac{\Phi'}{\Phi} + \frac{2}{r} = -\frac{\Phi_0}{r\Phi} \frac{d\Lambda}{d\Phi}. \end{aligned} \quad (24)$$

Можно показать, что эта система имеет решение только при $\Lambda = 0$ и $\zeta = -1/2$ и это решение имеет вид

$$\Phi = \frac{\text{const}}{r}, \quad 2\lambda = -\ln r + T(t), \quad \nu = -\lambda + \omega_0, \quad (25)$$

с постоянной интегрирования ω_0 . Функция $T(t)$ определится из уравнения (21), где $C(r)$ в свою очередь можно найти из последнего уравнения (23):

$$t - t_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2F_0}} e^{C_1} \operatorname{erfi}(\sqrt{T - C_1}), \quad F_0 = e^{2\omega_0} \quad (26)$$

Соответствующая этому решению метрика имеет вид

$$ds^2 = F_0 r e^{-T} dt^2 - \frac{e^T}{r} dr^2 - r_1 r (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (27)$$

где r_1 - постоянная интегрирования с размерностью длины. Таким образом, в вакуумном случае в БСТГ можно сформулировать следующий аналог теоремы Биркгофа в ОТО.

Если (i) в системе координат (6) искривленная метрика диагональна (см. (7)) с $\mu = \mu(r)$ ($\mu' \neq 0$), (ii) гравитационный скаляр не зависит от времени: $\dot{\phi} = 0$, то сферически-симметричное гравитационное поле в наиболее общем варианте БСТГ является статическим при $\zeta \neq -1/2$. Для $\zeta = -1/2$ имеется нестатическое решение (25)-(27).

Рассмотрим теперь сферически-симметричное гравитационное поле в области, занятой материей. Прежде всего заметим, что уравнение непрерывности $T_{i;k}^k = 0$ в случае метрики (6) и ограничений (9) запишется в виде системы

$$\begin{aligned} \dot{T}_0^0 + (T_0^0 - T_1^1)\dot{\lambda} &= 0, \\ T_1^1 + \nu'(T_1^1 - T_0^0) + 2\mu'(T_1^1 - T_2^2) &= 0. \end{aligned} \quad (28)$$

Ниже мы будем полагать, что уравнение состояния имеет вид

$$T_1^1 = a T_0^0, \quad (29)$$

для которого решение первого уравнения (28) есть

$$T_0^0 = s(r) e^{(\alpha-1)\lambda} \quad (30)$$

с функцией интегрирования $s(r)$. Из уравнений (11), (12) теперь получим

$$hf - g + \omega' + h' \lambda + a(h+1) e^{2\lambda} + b(h+\alpha) e^{(\alpha+1)\lambda} = 0, \quad b = \frac{s}{2\mu' \varphi}. \quad (31)$$

Необходимыми условиями наличия у этого уравнения решений с $\lambda \neq 0$ являются

$$hf - g + \omega' = 0, \quad h' = 0, \quad a(h+1) = 0, \quad b(h+\alpha) = 0. \quad (32)$$

Так как $b \neq 0$, то отсюда следует, что $h = -\alpha$. При $a = 1$ рассмотрение аналогично вышеприведенному вакуумному случаю с новой космологической функцией $\Lambda + T_0^0$. Поэтому здесь будем полагать $a \neq 1$, когда согласно (32) $a = 0$. Подстановка производных (12) в уравнение (8д) с учетом (29) и (30) приводит к следующему алгебраическому уравнению для λ :

$$a_1(r) + a_2(r) e^{-2\lambda} + a_3(r) e^{(\alpha-1)\lambda} + r \varphi (1 - \alpha) b e^{(\alpha+1)\lambda} = 0. \quad (33)$$

Поскольку $b \neq 0$, то при $a \neq \pm 1$ это уравнение не имеет решений с $\lambda \neq 0$. Для $a = -1$ имеем $h = 1$ и согласно (11) получим $\mu' = 0$. Решения с $\mu' = 0$ мы рассматривать не будем, поскольку они не имеют предела $e^{2\mu} \rightarrow r^2$ вдали от гравитирующей системы.

Таким образом, сформулированная выше теорема остается в силе и при наличии негравитационной материи, тензор энергии-импульса которой удовлетворяет условиям (iii) $T_0^0 = 0$, (iiii) $T_1^1 = \alpha T_0^0$.

В качестве примера негравитационной материи рассмотрим электромагнитное поле. Антисимметричный тензор поля $F_{\mu\nu}$ определяется из уравнений Максвелла. В сферически-симметричном случае отличны от нуля компоненты F_{01} и F_{23} [4,7]:

$$F_{01} = q_1 e^{-2\mu}, \quad F_{23} = q_2 \sin\theta,$$

где q_i - постоянные интегрирования. Соответствующий тензор энергии-импульса имеет вид

$$T_i^k = (q_1^2 + q_2^2) e^{-4\mu} \text{diag}(1, -1, -1, -1)$$

и удовлетворяет приведенным выше условиям теоремы Биркгофа.

4. В предыдущем разделе мы доказали аналог теоремы Биркгофа для класса решений БСТТ с неоднородным скалярным полем ($\varphi' \neq 0$). В работах [13-15] показано, что в теории имеются также решения с постоянным гравитационным скаляром. Рассмотрим условия справедливости теоремы Биркгофа для этих решений. Итак,

пусть в (10) $\varphi' = 0$ (т.е. вследствие (9) $\varphi = \text{const}$), а, следовательно, и $\dot{t} = 0$. Совместно с (28) теперь получаем, что $T_0^0 = 0$. При $\varphi = 1 / 8\pi G$ уравнения (8а)-(8г) совпадают с уравнениями Эйнштейна с космологической постоянной. Из этих уравнений функция $\mu(r)$ не определяется, что соответствует свободе выбора радиальной координаты в ОТО. В БСТТ координатная система фиксирована выбором фоновой метрики (в данном случае (6)). Функция $\mu(r)$ здесь определяется из уравнения (8д) с $\varphi = \text{const}$:

$$-\mu'^2 - 2\mu'v' + (v' + 2\mu' - \lambda') / r - 1 / r^2 + r(v' + \lambda') e^{2(\lambda-\mu)} + \Lambda' e^{2\lambda} = 0,$$

где функции v и λ выражаются через $\mu(r)$ из уравнений Эйнштейна. Таким образом, для решений БСТТ с $\varphi = \text{const}$ теорема Биркгофа справедлива при тех же условиях, что и в ОТО. При анализе решений с постоянным φ удобно исходить из уравнения (5), которое в данном случае примет вид (см. также [15])

$$\left(\sqrt{-g} \bar{W}^n \right)_{,n} = -\sqrt{-g} (T + 4\Lambda - 2\varphi\Lambda') / \varphi. \quad (34)$$

Рассмотрим решения этого уравнения для случая нулевой космологической постоянной и в области вне небесного тела. Согласно теореме Биркгофа в ОТО метрика в этой области является статической и поэтому отлична от нуля только компонента

$$\bar{W}^1 = 2 e^{-2\lambda} \left(v' + 2\mu' - \frac{1}{r} \right) - 2 r e^{-2\mu}. \quad (35)$$

Соответствующее решение уравнений Эйнштейна есть решение Шварцшильда и в координатной системе с метрикой (7) имеет вид

$$e^{2v} = 1 - R_g e^{-\mu}, \quad e^{2\lambda} = \mu'^2 e^{2(\mu-v)}, \quad (36)$$

где R_g - гравитационный радиус центрального тела. Введя новую функцию

$$y(r) = e^\mu / R_g \equiv R / R_g \quad (37)$$

и подставив (35) в (34), с учетом (36), после однократного интегрирования во внешней области получим уравнение

$$r y' = y + C_1 - 1 \pm \sqrt{(C_1 - 1)^2 + 2 C_1 y}, \quad (38)$$

где C_1 - постоянная интегрирования, определяемая внутренним решением задачи. Еще одно интегрирование приводит к результату

$$r = r_0 |x - 1 \pm C_1|^{1 \pm C_1} \cdot |x + 1 \pm C_1|^{1 \pm C_1}, \quad x = \sqrt{2 C_1 y + (C_1 - 1)^2}. \quad (39)$$

Постоянная интегрирования r_0 определяется из условия согласованности

метрик (6) и (7) на бесконечности: $\lim_{r \rightarrow \infty} R(r) = r$ и равна

$$r_0 = R_g / 2 C_1. \quad (40)$$

Из того же условия следует, что $C_1 \geq 0$. В координатной системе (R, θ, φ) метрика g_{ik} имеет обычный шварцшильдовский вид, а фоновая метрика -

$$\gamma_{ik} = \text{diag}(1, -(dr/dR)^2, -r^2, -r^2 \sin^2 \theta), \quad (41)$$

где функция $r = r(R)$ определяется из (29). Заметим, что при $C_1 = 0$ для решений с верхним знаком получаем $r = R$.

Для метрик (6), (7) в случае статических конфигураций

$$\bar{W}^0 = -2 e^{-2v} (\dot{\lambda} + 2\dot{\mu}) = 0.$$

Отсюда совместно с (34) (при $\Lambda(\varphi) = 0$) получим

$$\bar{W}^1 = -\frac{1}{\sqrt{-g\varphi}} \int_0^r \sqrt{-g} T dr. \quad (42)$$

Здесь предположено, что $\bar{W}^1(0) = 0$ (о решениях с постоянным скалярным полем, не удовлетворяющих этому условию, см. [16]).

В области вне небесного тела интеграл в правой части является постоянным и отсюда с учетом (35) и (38) получим следующее выражение для постоянной C_1 :

$$C_1 = \frac{1}{2\varphi R_g} \int_0^1 T e^{v+\lambda+2\mu} dr - \frac{1}{2} = \frac{1}{\varphi R_g} \int_0^1 r T_\alpha^\alpha e^{v+\lambda+2\mu} dr, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (43)$$

где r_1 - координатный радиус тела, и была использована формула Толмена для R_1 . Так как, вообще говоря, $T_\alpha^\alpha < 0$, то $C_1 < 0$, что противоречит условию согласованности метрик (6), (7) на бесконечности.

Таким образом, отсюда следует, что для статических конфигураций с $W^1(0) = 0$ не существуют решения БСТТ с постоянным скалярным полем и с метриками (6) и (7), так как внешнее решение (39) не может быть сшито с внутренним решением (см. также [15]).

Авторы признательны Л.Ш.Григоряну за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и высшего образования Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения.

ON BIRKHOFF'S THEOREM IN BSTT

P.F.KAZARIAN, A.A.SAHARIAN

It is shown, that in the most general variant of the bimetric scalar-tensor theory of gravitation the spherically-symmetric vacuum gravitational field is static, if the gravitational scalar does not depend on time. This result is generalized on some cases of presence of a source, including an electromagnetic field. Both branches of the solutions with a variable and constant scalar field are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. *С.Вейнберг*, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
2. *A.Das*, Progr. Theor. Phys., **24**, 915, 1960.
3. *К.А.Бронников, М.Ковальчук, Н.В.Павлов*, В кн. : Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. Вып. 7, М., Атомиздат, 1976, стр.119.
4. *К.А.Бронников, М.Ковальчук*, В кн. : Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. Вып. 10, М., Атомиздат, 1979, стр.12.
5. *K.D.Krori, D.Nandy*, J. Phys. A, **10**, 993, 1977.
6. *D.R.K.Reddy*, J. Phys. A, **6**, 1867, 1973; **10**, 185, 1977.
7. *R.Venkateswarlu, D.R.K.Reddy*, Astrophys. Space Sci., **159**, 173, 1989.
8. *Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян, В.Н.Первушин, М.Б.Шефтель*, Астрофизика, **37**, 527, 1994.
9. *Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян*, Астрофизика, **31**, 359, 1989.
10. *L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian*, Astrophys. Space Sci., **167**, 271, 1990.
11. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, Астрофизика, **32**, 491, 1990; **33**, 107, 1990.
12. *К.Уилл*, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М, 1985.
13. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, Тр. IV семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 1992, с.193.
14. *L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian*, Astrophys. Space Sci., **207**, 1, 1993.
15. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **36**, 245, 1993.
16. *Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян*, готовится к опубликованию.

УДК: 524.52

СТРОГО НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ВО ВЛОЖЕННОМ ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГАЗОВОМ ДИСКЕ

М.Г.АБРАМЯН. С.Г.ХАЧАТРЯН

Поступила 19 апреля 1996

Принята к печати 30 ноября 1996

Рассматриваются нелинейные волны большой амплитуды в газовом диске, в котором возмущениями гравитационного поля можно пренебречь. Получены решения в виде нелинейной сверхзвуковой периодической волны плотности, а также закономерности распространения вдоль радиуса диска нелинейного импульса заданного профиля.

1. Введение. Теория коллективных процессов в газовом гравитирующем диске является моделью широкого круга астрономических объектов (газовые подсистемы плоских галактик, аккреционные и протопланетные диски).

Учет возмущений гравитационного потенциала газового диска необходим лишь в случае, когда возмущенная гравитационная сила ∇V не слишком мала по сравнению с возмущенной гидродинамической силой $\nabla p / \sigma_0$ (V - возмущение гравитационного потенциала диска, p - возмущение давления, σ_0 - поверхностная плотность газового диска в равновесии). Для однородных дисков (чисто газовых - типа протопланетных или аккреционных) отношение вышеуказанных сил можно оценить формулой

$$\left| \frac{\sigma_0 \nabla V}{\nabla p} \right| \equiv \frac{\sigma_0 GL}{c_s^2} \equiv \frac{m}{M} \frac{R}{\pi h^2} L, \quad (1)$$

где c_s - скорость звука в газе, L - характерный масштаб возмущений, G - гравитационная постоянная. При получении второй оценки предполагали, что радиальное равновесие диска обеспечивается гравитацией центрального тела и кеплеровским вращением $\Omega^2 = GM/R^3$ (M - масса центрального тела, R - характерный радиус диска), а вертикальное - гравитацией центрального тела и газовым давлением [1], откуда $c_s = h\Omega$, где h - характерная толщина диска, m - масса диска

Из (1) следует, что для легких горячих дисков вокруг массивных компактных объектов эффектами самогравитации в возмущениях можно пренебречь.

Для гетерогенных дисков типа экстремально плоских подсистем

спиральных галактик, погруженных в сфероидальные подсистемы звезд, справедлива следующая оценка [2]

$$\left| \frac{\sigma_{0g} \nabla V}{\nabla p} \right| \cong \frac{\sigma_{0g}}{\sigma_{0*}} \left(\frac{v_{rot}}{c_s} \right)^2 \frac{L}{2\pi R}, \quad (2)$$

где σ_{0*} - равновесная поверхностная плотность звездной составляющей галактики, v_{rot} - линейная скорость вращения диска, c_s - в данном случае дисперсия скоростей газовых облаков. При выводе оценки (2) предполагалось, что вращение диска обеспечивается гравитацией звездной составляющей ($v_{rot}^2 = \pi^2 G \sigma_{0*} R$) и что газовый диск легкий:

$\sigma_* / \sigma_g \cong \sigma_{0g} c_s^2 / \sigma_{0*} c_r^2 \sim \sigma_{0g} / \sigma_{0*} \ll 1$. Здесь c_s - дисперсия скоростей звезд. Наблюдения для волн с $L \leq 1$ кпк [3-6] показывают, что в окрестности Солнца $|\sigma_{0g} \nabla V / \nabla p| \approx 0.1$, но в центральной части ($r \leq 2 + 3$ кпк) Галактики $|\sigma_{0g} \nabla V / \nabla p| \leq 0.1$. Таким образом, в довольно обширной области плоской подсистемы Галактики и, по-видимому, в центральных областях других спиральных галактик, возмущениями гравитационного потенциала при изучении динамики газового диска можно пренебречь.

2. *Основное нелинейное уравнение возмущений вращающегося газового диска.* Для рассматриваемого класса моделей уравнения газодинамики имеют вид [7-10]

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - 2\Omega v_\phi - \frac{v_\phi^2}{2} = -c_s^2 \left(\frac{\sigma_g}{\sigma_{0g}} \right)^{\gamma-2} \frac{1}{\sigma_{0g}} \frac{\partial \sigma_g}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \frac{\chi^2}{2\Omega} v_r + \frac{v_r}{2} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\phi) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_g v_r) = 0, \quad (5)$$

где $\Omega(r)$ - угловая скорость вращения диска, $\chi = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{\delta\Omega}{dr}}$ - эпициклическая частота, γ - "плоский" показатель политропы, v_ϕ - возмущение азимутальной скорости, v_r - радиальная скорость, $\sigma_g = \sigma_{0g} + \sigma'_g$ - полная возмущенная поверхностная плотность газа.

После введения безразмерных координаты $x = \chi dr / c_s$, времени $\tau = \chi dt$ и основных переменных

$$u = v_r / c_s; \quad v = \frac{2\Omega}{\chi} v_\phi; \quad \Sigma = \sigma'_g / \sigma_{0g},$$

и принятия во внимание связи, следующей из (4) и (5)

$$u = -\frac{\partial v}{\partial \tau} \left[1 + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv) \right]^{-1}; \quad \Sigma = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv), \quad (6)$$

систему (3) - (5) можно записать в виде [8,10]

$$(1+\Sigma)^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - (1+\Sigma) \frac{\partial v}{\partial \tau} \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \tau} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)^2 \frac{\partial \Sigma}{\partial x} + (1+\Sigma)^3 \times \\ \times \left[v + \left(\frac{\chi}{2\Omega} \right)^2 \frac{v^2}{x} \right] - (1+\Sigma)^{\gamma-1} \frac{\partial \Sigma}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$\Sigma = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv). \quad (8)$$

3. *Стационарные волны.* Считая возмущения достаточно коротковолновыми: $L/2\pi R \ll 1$, рассмотрим динамику прогрессивных волн вида $v = v(x - w\tau)$, $\Sigma = \Sigma(x - w\tau)$, где w - скорость распространения нелинейных возмущений. В этом случае система (7) - (8) упрощается и мы имеем

$$\frac{d\Sigma}{d\eta} = \frac{v(1+\Sigma)^3}{(1+\Sigma)^{\gamma+1} - w^2}, \quad (9)$$

$$\Sigma = \frac{dv}{d\eta}, \quad (10)$$

где $\eta = x - w\tau$. Из (9) и (10) следует, что

$$\frac{d^2 \Sigma}{d\eta^2} + \frac{d \ln |f|}{d\Sigma} \left(\frac{d\Sigma}{d\eta} \right)^2 = \frac{\Sigma}{f(\Sigma)}, \quad \text{где } f(\Sigma) = \frac{(1+\Sigma)^{\gamma+1} - w^2}{(1+\Sigma)^3}. \quad (11)$$

Первый интеграл уравнения (11) есть

$$f^2(\Sigma) \left(\frac{d\Sigma}{d\eta} \right) = E - W(\Sigma), \quad (12)$$

где

$$-W(\Sigma) = \frac{2}{\gamma} (1+\Sigma)^\gamma - \frac{2}{\gamma-1} (1+\Sigma)^{\gamma-1} - 2w^2 \frac{\Sigma^2}{(1+\Sigma)^2} + \frac{2}{\gamma(\gamma-1)}. \quad (13)$$

В случае изотермического диска необходимы следующие замены в (13):

$$\frac{2}{\gamma-1}(1+\Sigma)^{\gamma-1} \rightarrow \ln(1+\Sigma), \quad \frac{2}{\gamma(\gamma-1)} \rightarrow 2.$$

На рис.1 кривая представляет характерную зависимость W от Σ . При $w < 1$ функция $W(\Sigma)$ не образует "потенциальной ямы" и монотонно убывает с возрастанием Σ . В противном случае она имеет максимум, достигаемый при $f(\Sigma_{0\text{lim}}) = 0$ т.е. $\Sigma_{0\text{lim}} = w^{2/(1+\gamma)} - 1$:

$$W_{\text{max}} = 2w^{\frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1}} \left\{ w^{\frac{4}{\gamma+1}} - \left(2 + \frac{1}{\gamma} \right) w^{\frac{2}{\gamma+1}} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \right\} - \frac{2}{\gamma(\gamma-1)}.$$

Следовательно, конечные периодические решения уравнения (12) возможны лишь в интервале "энергии" $0 \leq E \leq W_{\text{max}}$ при $w \geq 1$ (рис. 1). Увеличение скорости волны ведет к увеличению как W_{max} , так и $\Sigma_{0\text{lim}}$. Хотя система (9) - (10) аналитически разрешима, для детального

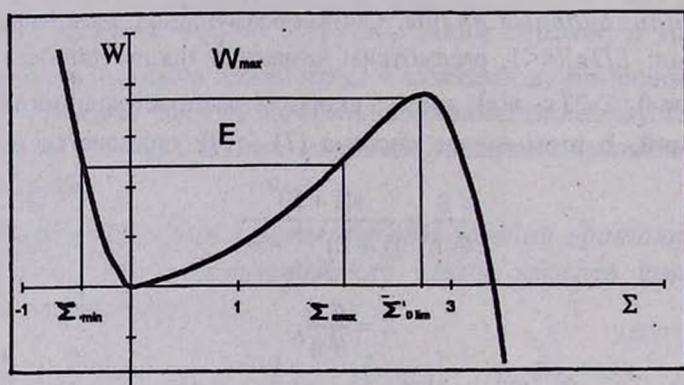


Рис.1 Зависимость W от Σ

изучения решения был применен численный метод Рунге-Кутты с начальными условиями [10]

$$\Sigma(0) = \Sigma_0; \quad v(0) = 0 \left(\frac{d\Sigma}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = 0 \right), \quad (14)$$

при разных значениях параметров w , Σ , γ . Расчеты привели к следующим основным результатам:

а) В пределе малых амплитуд $\Sigma_0 \ll 1$, как и следовало ожидать, получаются гармонические волны. С ростом амплитуды, задаваемой параметром Σ_0 , профиль волны искажается: максимумы сужаются, а минимумы становятся более пологими.

б) При заданных значениях параметров w и γ амплитуда нелинейной

прогрессивной волны ограничена значением

$$\Sigma_{0\text{lim}} = w^{2/(\gamma+1)} - 1. \quad (15)$$

При $\Sigma_0 \geq \Sigma_{0\text{lim}}$ уравнения (9), (10) не имеют конечных решений. Зависимость Σ от η для волны с амплитудой $\Sigma_0 = 0.99\Sigma_{0\text{lim}}$ показана на рис.2.

в) Пространственный период L нелинейной волны зависит от свойств газа, задаваемых плоским параметром политропы γ , слабо зависит от значения амплитуды и практически выражается формулой длины волны линейных волн

$$L \cong 2\pi\sqrt{w^2 - 1}.$$

г) Помимо периода L нелинейная волна характеризуется и пространственным размером уплотнения вещества в волне L_1 (рис.2). Зависимость L_1 от w почти такая же, что и у L , однако L_1 быстро убывает с ростом амплитуды Σ_0 .

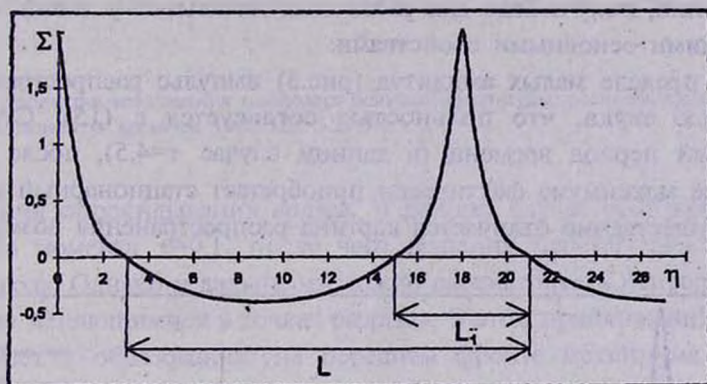


Рис.2. Профиль стационарной нелинейной волны плотности с амплитудой, близкой предельной.

д) Между предельными значениями амплитуд радиальной скорости и плотности существует простая связь:

$$u_{0\text{lim}} = \Sigma_{0\text{lim}} w^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}},$$

которая получается из (6) и (15). При естественном для межзвездной среды значении $\gamma=1$ имеем $u_{0\text{lim}} = \Sigma_{0\text{lim}} = w - 1$.

4. *Нестационарное решение системы (7)-(8).* Система (7)-(8) совместно с начальными условиями

$$\Sigma(x,0) = \phi(x); \left. \frac{\partial v}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = \varphi(x) \quad (16)$$

описывает эволюцию возмущений легкого газового диска, образованного в центральной его части ($\phi(x)$ - возмущения плотности в начальный момент времени, $\varphi(x)$ - начальное распределение возмущения азимутального ускорения). Существует простая связь между $\phi(x)$ и $\varphi(x)$, если начальный профиль представляет собой стационарную волну:

$$\varphi(x) = -w \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{x} \int_0^x x \phi(x) dx \right).$$

Эта система была решена численно для твердотельно вращающегося ($\chi/2\Omega=1$) изотермического диска ($\gamma=1$) с начальным импульсом возмущений вида

$$\phi'(x) = x(x^m - 1)e^{-\alpha x}. \quad (17)$$

Решения, полученные для различных начальных условий, обладают следующими основными свойствами:

а) В пределе малых амплитуд (рис.3) импульс распространяется со скоростью звука, что полностью согласуется с (15). Существует начальный период времени (в данном случае $\tau=4.5$), после которого движение максимума фактически приобретает стационарный характер.

б) Существенно отличается картина распространения возмущений с

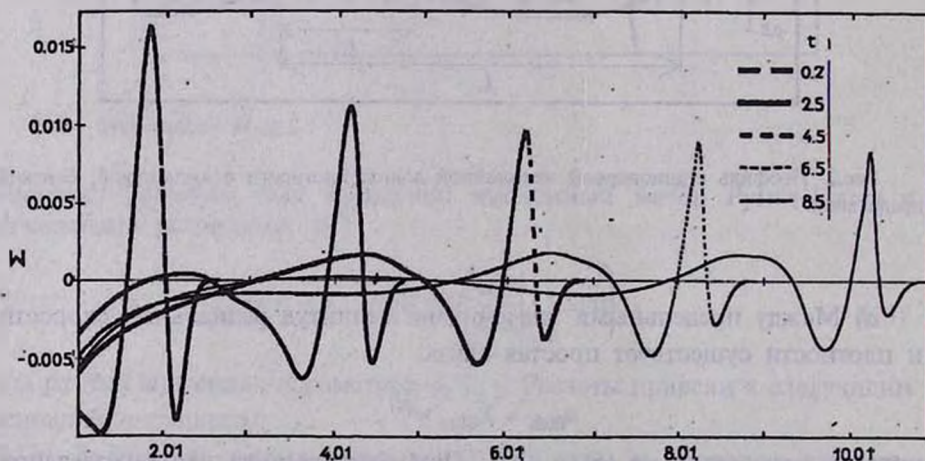


Рис.3 Эволюция возмущения плотности малой амплитуды: распределение плотности показано в моменты времени $\tau=0.2, 2.5, 4.5, 6.5, 8.5$.

конечными амплитудами (рис.4). В течение начального промежутка времени наблюдается рост главного максимума возмущения плотности до

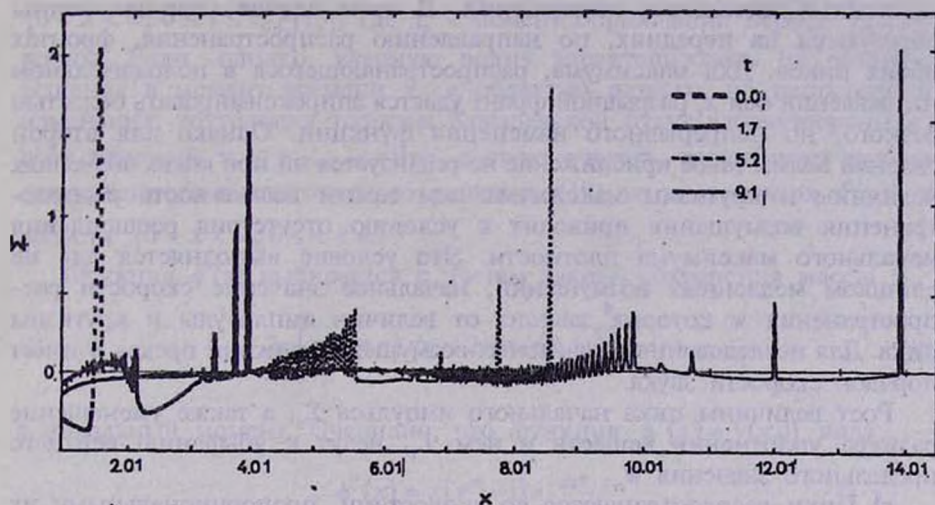


Рис.4. Эволюция возмущения плотности большой амплитуды: распределение плотности показано в моменты времени $\tau=0, 1.7, 5.2, 9.1$.

наступления опрокидывания волны. В данном случае этот промежуток длится до момента $\tau=0.1$, после чего решения перетерпевают разрыв первого рода. Однако и дальше их можно рассматривать непрерывными, но быстро меняющимися в точках разрыва. В этом приближении ударная волна ведет к образованию на переднем фронте максимума высокочастотных осцилляций. С течением времени эти осцилляции переходят в серию очень узких пиков, распространяющихся в порядке убывания амплитуды ($\tau=1.7$). При $\tau \rightarrow +\infty$ средняя скорость распространения главного максимума асимптотически стремится к w - скорости распространения стационарного начального возмущения, что отображено в таблице:

Таблица 1

τ	2.2	3.4	4.6	5.8	7.0	8.2
Ср. скорость гл. пика в ед. скорости звука	2.10	1.80	1.68	1.61	1.58	1.55

в) При фиксированных значениях начального максимума и его ширины в приближении непрерывных решений устойчивые решения полу-

чаются для значений w , ограниченных сверху и снизу: $1 \leq w \leq w_{cr}$.

Наличие нижнего предела обусловлено расщеплением начального максимума на два пика, распространяющихся в противоположных направлениях. Это расщепление наблюдается только для достаточно медленных начальных возмущений. В этом случае ударные волны образуются на передних, по направлению распространения, фронтах обоих пиков. Для максимума, распространяющегося в положительном направлении оси x , разрывной фронт удастся аппроксимировать областью резкого, но непрерывного изменения функции. Однако для второй ударной волны такое приближение не реализуется ни при каких значениях величины и крутизны максимума. тем самым возможность распространения возмущения приводит к условию отсутствия расщепления начального максимума плотности. Это условие выполняется для не слишком медленных возмущений, начальное значение скорости распространения w которых зависит от величин амплитуды и крутизны пика. Для исследованных начальных возмущений нижний предел w имеет порядок скорости звука.

Рост величины пика начального импульса Σ_0 , а также уменьшение размера уплотнения веществ в нем L_1 , ведут к убыванию верхнего предельного значения w_{cr} .

г) Пики распространяются со скоростями, пропорциональными их высотам. В результате более быстрые максимумы из второго ряда догоняют медленные максимумы из первого. При переходе пиков друг через друга их форма и скорость распространения не меняются - явление, хорошо известное из теории солитонов.

Полученные в настоящей работе результаты могут быть применены для интерпретации разного рода уплотнений материи центрального газового диска Галактики [3, 11, 12].

Приложение. Описание численного метода решения системы (7) - (8). После подстановки (8) в (7) имеем следующее дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{v}{x} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + \left(\frac{\partial v}{\partial \tau}\right)^2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{v}{x^2}\right) - \\ & - \left(1 + \frac{v}{x} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \frac{\partial v}{\partial \tau} \left(2 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \tau} + \frac{1}{x} \frac{\partial v}{\partial \tau}\right) + \\ & + \left(1 + \frac{v}{x} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^3 \left(v + \left(\frac{\chi}{2\Omega}\right)^2 \frac{v^2}{x}\right) - \left(1 + \frac{v}{x} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^{r+1} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{v}{x^2}\right) = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

с начальными условиями, следующими из (16)

$$v(x, 0) = \phi^*(x); \quad \left. \frac{\partial v}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = -w \frac{d\phi^*(x)}{dx}, \quad (19)$$

где $\phi^*(x) = \frac{1}{x} \int_0^x x \phi(x) dx$. Для аналитической функции $\phi'(x)$ условия задачи

(18)-(19) будут удовлетворять условиям теоремы Ковалевской в области $\{0 < x < \infty; 0 \leq \tau \leq \tau_0\}$ [13], где τ_0 - момент образования первой ударной волны. Если, однако, ударную волну характеризовать не разрывом решения в момент времени τ_0 , а областью резкого, но непрерывного изменения, то условия теоремы Ковалевской будут удовлетворены для всех значений τ : $0 \leq \tau < \infty$. Что, в свою очередь, гарантирует наличие единственного аналитического решения (18) во всех точках $P(x, \tau)$ из области $\{0 < x < \infty; 0 \leq \tau < \infty\}$.

Функция $\phi'(x)$ выбирается с учетом закона сохранения массы

$$2\pi \int_0^\infty x \Sigma(x, \tau) dx = 2\pi [x v(x, \tau)]_0^\infty = 0 \quad (20)$$

в начальный момент. Очевидно, что функция $\phi^*(x) = v(x, 0)$ вида

$$\phi^*(x) = x(x^m - 1)e^{-ax^n}$$

удовлетворяет условию (20) при любых значениях параметров m, l, a, n .

Рассмотрим окрестность $\{(x, \tau) - (x, \tau + \Delta\tau)\}$ точки $P(x, \tau)$. В ней решение может быть представлено в виде

$$v(x, \tau + \Delta\tau) = \sum_{k=0}^\infty C_k(x, \tau) \Delta\tau^k, \quad (21)$$

где τ в функциях $C_k(x, \tau)$ рассматривается как параметр. После подстановки (21) в (19), раскрытия скобок и использования формулы

$$\sum_{k=0}^\infty \sum_{l=0}^\infty \dots \sum_{p=0}^\infty \sum_{q=0}^\infty A_k B_l \dots C_p D_q x^{k+l+\dots+p+q} = \sum_{k=0}^\infty \sum_{q=0}^\infty \dots \sum_{p=0}^\infty A_k \dots C_q D_{k-l-\dots-p} x^k,$$

получим

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^\infty \left\{ (k+2)(k+1) C_{k+2} + 2 \sum_{l=0}^k (l+2)(l+1) C_{l+2} S_{k-l} + \right. \\ & + \sum_{l=0}^k \sum_{m=0}^{k-l} (l+2)(l+1) C_{l+2} S_m S_{k-l-m} + \\ & + \sum_{l=0}^k \sum_{m=0}^{k-l} (m+1)(l+1) C_{l+1} (C_{m+1} S_{k-l-m} - S_{m+1} S_{k-l-m} - C_{m+1} S_{k-l-m}) - \\ & \left. - \sum_{l=0}^k (l+1)(k-l+1) C_{k-l+1} (S_{l+1} + \dot{C}_{l+1}) + C_k + \sum_{l=0}^k C_{k-l} \left(\frac{1}{x} \left(\frac{\chi}{2\Omega} \right)^2 C_l + 3 S_l \right) + \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 3 \sum_{l=0}^k \sum_{m=0}^{k-1} S_l C_{k-1-m} \left(\frac{1}{x} \left(\frac{\chi}{2\Omega} \right)^2 C_m + S_m \right) + \\
& + \sum_{l=0}^k \sum_{m=0}^{k-1} \sum_{p=0}^{k-1-m} S_l S_m C_{k-1-m-p} \left(3 \frac{1}{x} \left(\frac{\chi}{2\Omega} \right)^2 C_p + S_p \right) + \\
& + \frac{1}{x} \left(\frac{\chi}{2\Omega} \right)^2 \sum_{l=0}^k \sum_{m=0}^{k-1} \sum_{p=0}^{k-1-m} \sum_{q=0}^{k-1-m-p} S_l S_m S_p C_q C_{k-1-m-p-q} - \dot{S}_k - 2 \sum_{l=0}^k S_l \dot{S}_{k-1} - \\
& - \sum_{l=0}^k \sum_{m=0}^{k-1} S_l S_m \dot{S}_{k-1-m} \} \Delta \tau^k = 0,
\end{aligned} \quad (22)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\dot{C}_k \equiv \frac{dC_k(x, \tau)}{dx}; \quad S_k \equiv \frac{C_k(x, \tau)}{x} + \dot{C}_k; \quad \dot{S}_k \equiv \frac{dS_k(x, \tau)}{dx}.$$

Везде предполагалось $\gamma=1$. В случае произвольного значения γ последний член в (18) разлагается в ряд Тейлора и замещается суммой первых n слагаемых.

Левая часть уравнения (22) представляет собой ряд по степеням $\Delta \tau$. Из условия произвольности $\Delta \tau$ следует равенство нулю выражений в фигурных скобках для каждого значения k . Каждое такое уравнение есть линейное по C_{k+2} рекуррентное соотношение, определяющее $C_{k+2}(x, \tau)$ через $k+2$ функции $C_l(x, \tau)$ и их первые производные $\frac{dC_l(x, \tau)}{dx}$ ($0 \leq l \leq k+1$).

В реальных расчетах верхний предел суммы в (21) ограничен конечным числом n , что ведет к ошибке порядка $\varepsilon \sim C_n \Delta \tau^n / C_0 \sim \Delta \tau^n$.

Значения функций $C_{k+2}(x, \tau)$ находились по следующей схеме.

- Область изменения координаты x делилась шагом Δx на равные интервалы.

- В полученных узлах производились замены

$$\frac{dC_j(x, \tau)}{dx} \rightarrow \frac{C_j(x + \Delta x, \tau) - C_j(x - \Delta x, \tau)}{2\Delta x},$$

с допустимой ошибкой порядка $\sim \frac{\Delta x^2 C_j^{III}(x, \tau)}{6}$;

$$\frac{d^2 C_j(x, \tau)}{dx^2} \rightarrow \frac{C_j(x + \Delta x, \tau) + C_j(x - \Delta x, \tau) - 2C_j(x, \tau)}{\Delta x^2},$$

с допустимой ошибкой порядка $\sim \frac{\Delta x^2 C_j^{IV}(x, \tau)}{12}$.

• Вычислялись значения функции $C_{k+2}(x, \tau)$ во всех узлах, исключая первый и последний, где указанные замены невозможны. В этих точках значения функции экстраполировались по формулам [14]: для первого узла

$$C_{k+2}(x_0, \tau) = C_{k+2}(x_0 + \Delta x, \tau) + (m_1 \Delta x / 6 + [C_{k+2}(x_0 + 2\Delta x, \tau) - C_{k+2}(x_0 + \Delta x, \tau)] / \Delta x) \Delta x,$$

для последнего

$$C_{k+2}(x_N, \tau) = C_{k+2}(x_N - \Delta x, \tau) + (m_{N-1} \Delta x / 6 + [C_{k+2}(x_N - \Delta x, \tau) - C_{k+2}(x_N - 2\Delta x, \tau)] / \Delta x) \Delta x,$$

где N - целая часть от $(x/\Delta x)$. Коэффициенты m_i находятся из системы

$$m_0 = m_N = 0, m_i + 2m_{i+1} + m_{i+2} = 6[C_{k+2}(x_0 + (i+2)\Delta x, \tau) + C_{k+2}(x_0 + i\Delta x, \tau) - C_{k+2}(x_0 + \Delta x, \tau)] / \Delta x^2.$$

Армянский государственный педагогический институт им. Х.Абовяна.

STRONGLY NON-LINEAR WAVES IN INCLOSED ROTATING GESEOUS DISCS

M.G.ABRAMIAN, S.G.KHACHATRIAN

The non-linear field waves with large amplitudes are considered in a gaseous disc, the gravitational field perturbations of which can be neglected. The solutions are obtained as ultrasonic non-linear periodic waves of density. The regularities of the propagation of a non-linear impulse with the given initial profile along the disc's radius are also obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Goldreich, S.Tremaine.*, The velocity dispersion in Saturn's rings. - *Icarus*, v. 34, p. 227-239, 1978.
2. *А.Г.Морозов, М.В.Незлин, Е.М.Снежкин, А.М.Фридман*, Письма ЖЭТФ, 39, 504, 1984.
3. *R.H.Sanders, G.T.Wrixon.*, Observations of neutral hydrogen near the galactic center. The nuclear disk. - *Astron. Astrophys.*, v. 26, p. 365-377, 1973.
4. *B.Fuchs, K.O.Thielheim*, *Astrophys. J.*, 251, 801, 1979.
5. *J.A.R.Caldwell, J.P.Ostriker*, *Astrophys. J.*, 251, 61, 1981.
6. *R.H.Sanders, G.T.Wrixon.*, *Astron. Astrophys.*, 26, 365, 1973.
7. *C.Hunter*, *Mon. Not. Royal Astron. Society*, 126, 299, 1963.
8. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 14, 579, 1978; 18, 350, 1982.
9. *С.М.Чурилов, И.Г.Шухман*, *Астрон. цирк.*, №1157, 1981.
10. *М.Г.Абрамян, Е.А.Михайлова, А.Г.Морозов*, *Астрофизика*, 24, 167, 1986.
11. *J.H.Oort*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 295, 1977.
12. *Я.Х.Оорт*, Движение газа в центральной области и его интерпретация. Центр Галактики, под ред. Г. Риглера и Р. Блендфорда, Мир, М., с.228-237, 1984.
13. *Л.Э.Эльсгольц*, Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление, Наука, М., 1969.
14. *Дж.Альберг, Э. Нильсон, Дж.Уолш*, Теория сплайнов и ее применения, Мир, М., 1972.

УДК: 524.8: 520.8

СТАТУС ФИЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДАЕМЫХ ФРИДМАНОВСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ ГАМИЛЬТОНОВОМ ФОРМАЛИЗМЕ

Ю.П.ПАЛИЙ, В.В.ПАПОЯН, В.Н.ПЕРВУШИН

Поступила 26 ноября 1996

Принята к печати 15 января 1997

Статья посвящена исследованию соотношений между классической фридмановской космологией и дираковским гамильтоновым подходом к квантованию Вселенной на простом, но важном примере однородной Вселенной, заполненной возбуждениями скалярного поля. Для полного отделения сектора физических переменных от чисто калибровочного сектора применяется метод безкалибровочной редукции, что дает возможность найти связь космологических наблюдаемых в смысле Фридмана-Эйнштейна с наблюдаемыми дираковского гамильтонова формализма в конформной системе отсчета Нарликара. Безкалибровочная редукция позволила установить, что одна из переменных нефизического сектора в процессе редукции превращается в инвариантный параметр времени и не может рассматриваться как динамическая переменная ни в функциональном, ни в операторном подходе к квантованию. Показано, что в этом превращении переменной в параметр времени причина ненормируемости волновой функции уравнения Уиллера-Де Витта (УДВ) и причина возникновения бесконечного калибровочного фактора в функциональном интеграле Хартли-Хокинга. Безкалибровочная редукция дает определенный рецепт математического и физического осмысления уравнения и волновых функций УДВ, использование которого делает ясным и прозрачным их отношение к наблюдательной космологии. Показано, в частности, как волновая функция УДВ описывает фридмановскую эволюцию относительно собственного времени.

1. Введение и постановка задачи. Необходимость привлечения квантовой теории для решения фундаментальных проблем классической космологии стимулировала разработку гамильтонова подхода к теории гравитации и космологическим моделям Вселенной [1-5].

Гамильтоновому описанию космологических моделей посвящено большое количество журнальных статей и несколько монографий [6,7]. Основной задачей большинства этих работ является построение волновой функции Вселенной.

Вместе с тем, вопрос об отношении физических наблюдаемых классической фридмановской космологии к дираковским наблюдаемым гамильтонового формализма остается до конца не выясненным.

Согласно Дираку, главной трудностью в определении "наблюдаемых" при гамильтоновом описании сингулярных систем со связями являются, во-первых, "лишние" переменные и, во-вторых, наличие связей первого рода, отражающих высокую симметрию исходной теории относительно

группы преобразований, которую обычно называют "калибровочной".

Корректное решение вопроса о наблюдаемых, по-видимому, возможно лишь при полном отделении сектора физических переменных от чисто калибровочного сектора "лишних" степеней свободы. Строго говоря, такая задача полного отделения физического и нефизического секторов не рассматривалась ни для одной космологической модели.

Общий метод гамильтоновой редукции сингулярных систем с отделением калибровочного сектора был развит недавно в [8,9]. В настоящей работе мы используем этот метод в случае простой, но очень важной модели Вселенной со скалярным полем для выяснения статуса космологических наблюдаемых фридмановской Вселенной в классическом и квантовом гамильтоновом формализме.

Мы попытаемся показать, как в таком подходе, в контексте квантования в редуцированном фазовом пространстве, разрешить проблемы "ненормируемости" волновой функции Вселенной и ее "стационарности".

Изложение ведется следующим образом: в разделе 2 резюмированы сведения о некоторых наблюдаемых космологических величинах. В разделе 3 приводится лагранжева модель, уравнения движения которой совпадают с уравнениями фридмановской модели радиационно - доминантной Вселенной. Раздел 4 посвящен безкалибровочной-версии дираковского гамильтонова описания [8,9] рассматриваемой модели, что позволяет отделить физический и нефизический (калибровочный) секторы. В разделе 5 конструируются физические наблюдаемые в гамильтоновом подходе, соответствующие понятию "наблюдаемых" во фридмановской космологии (см. раздел 2). В разделе 6 проводится классическое квантование предложенной модели в редуцированном фазовом пространстве и описываются космологические наблюдаемые в квантовой теории. В разделе 7 строится функциональный интеграл, адекватный безкалибровочному гамильтонову квантованию, выясняется соответствующий этому квантованию способ упорядочения операторов в уравнении Уиллера-Де Витта (УДВ) и показано, как в подходе УДВ модифицировать волновую функцию радиационно - доминантной Вселенной таким образом, чтобы она описывала космологические фридмановские наблюдаемые: эволюцию Вселенной и красное смещение "наблюдаемой энергии". В заключении обсуждаются полученные результаты.

2. Наблюдательная космология. 2.1 Основой наблюдательной космологии является факт расширения Вселенной, сформулированный в виде закона Хаббла, который устанавливает линейную зависимость скорости (V) удаления астрономического "объекта" от расстояния (R_p)

до него: $V = H_0 R_F$. Коэффициент пропорциональности этой связи известен как постоянная Хаббла

$$H_0 = (50 + 100) \frac{\text{км}}{\text{с Мпк}} \approx 10^{41} + 10^{42} \text{ Гэ В}^{-1},$$

которая задает шкалу наблюдательной космологии.

Основным объектом независимых измерений расстояний и скоростей являются фотоны, испускаемые наблюдаемыми "объектами".

За время пролета такого фотона до земного наблюдателя (R_F/c) длина волны фотона λ_0 увеличивается. В результате, спектр атомов космического "объекта" по сравнению с аналогичным спектром земных атомов (с длиной волны λ) смещается в красную область на величину

$$z = 1 - \frac{\lambda}{\lambda_0}, \quad (1)$$

которая, согласно эффекту Доплера, определяет скорость космологического объекта относительно Земли. Корреляция большого числа наблюдаемых (R_F) и (z) позволяет установить факт расширения Вселенной.

2.2 Теоретической основой современной космологии является фридмановское решение уравнений общей теории относительности для случая однородного и изотропного распределения вещества во Вселенной [10]. Важно подчеркнуть здесь, что, как работы Фридмана, так и другие работы по классической космологии выполнены в синхронной системе отсчета с метрикой Робертсона-Уокера

$$(ds_F)^2 = dT_F^2 - a^2(T_F) \gamma_{ij} dx^i dx^j, \quad (2)$$

где $\gamma_{ij} dx^i dx^j$ - метрика трехмерного пространства постоянной кривизны:

$$\gamma_{ij} dx^i dx^j = \frac{dr^2}{1 - (kr^2/r_0^2)} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2); \quad k = 0, \pm 1$$

$$^{(3)}R(\gamma_{ij}) = -6k/r_0^2. \quad (3)$$

Предполагается, что физически измеряемыми в космологии оказываются величины, которые эволюционируют во фридмановском собственном времени T_F . Такой выбор системы отсчета является типичной "конвенцией о наблюдателе" в ОТО и непосредственно никак не следует из вариационного принципа.

Единственной измеримой в метрике (2) является эволюция масштабного фактора $a(T_F)$ или изменение расстояния между космологическими объектами в собственном времени:

$$R_F(T_F) = a(T_F) \int_0^{r'} dR_c(r') = a(T_F) \int_0^{r'} \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2/r_0^2}} \quad (4)$$

2.3 Другой альтернативной конвенцией, которая используется при решении космологических моделей как эффективный технический прием, является выбор конформного времени T_c в соответствии с

$$dT_F(T_c) = a(T_c) dT_c. \quad (5)$$

Конформное время возникает при описании движения фотонов со светоподобным интервалом (2)

$$(ds_F)^2 = 0 \Rightarrow R_c = \int_0^{T_c(T_F)} \frac{dT_F}{a(T_c)} = T_c(T_F) \quad (6)$$

как расстояние в конформном пространстве R_c , которое фотон проходит за время T_F (при фиксированных θ и ϕ).

Выбор эквивалентного набора величин (5), (6) R_c , T_c и конформной энергии фотона E_c , связанной с наблюдаемой по Фридману энергией E_F формулой

$$E_F = \frac{E_c}{a(T_c)}, \quad (7)$$

часто является более предпочтительным для радиационно - доминантной Вселенной как в классической, так и в квантовой теории, поскольку этот набор содержит большее число сохраняющихся величин.

В общей теории относительности конвенция (2) есть следствие эйнштейновского определения наблюдаемого интервала физического пространства

$$(ds_E)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (8)$$

Нарликар (см. обзор [11] и указанную там литературу) называет конвенцию (2) выбором "эйнштейновской системы отсчета" и обсуждает другую конвенцию - выбор "конформной системы отсчета" с интервалом

$$(ds_c)^2 = dT_c^2 - \gamma_{ij} dx^i dx^j = \frac{ds_F^2}{a^2(T_F)}, \quad (9)$$

конформно эквивалентным (2).

В конформной системе отсчета "объекты" неподвижны, но переменны их массы

$$m_c(T_c) = a(T_c) \cdot m_F. \quad (10)$$

Смещение спектральных линий атомов с массой (10) имеет место

также и в этом случае, но определяется эволюцией масс на Земле за время пролета фотона от "объекта" до Земли:

$$z = 1 - \frac{m_e}{m_{co}}.$$

Эволюция Вселенной начинается с "поверхности" нулевой массы всех частиц. Аномалии этой поверхности могут вести к аномалиям в законе смещения [11].

3. *Модель.* В настоящей работе исходным является действие Эйнштейна-Гильберта с конформно связанным скалярным полем

$$W = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[-\frac{^{(4)}R(g_{\mu\nu})}{16\pi G} \left(1 - \frac{16\pi G}{12} \Phi^2 \right) + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \Phi \partial_\nu \Phi \right]. \quad (11)$$

В гамильтоновой формулировке теории удобно выбрать метрику в форме АДМ [2]

$$(ds_E)^2 = N^2 dt^2 - g_{ij} \tilde{dx}^i \tilde{dx}^j; \\ \tilde{dx}^i = dx^i + N^i dt. \quad (12)$$

Метрики (8) и (12) содержат по 10 компонент $g_{\mu\nu}$, из которых только 2 соответствуют независимым физическим степеням свободы, остальные исключаются связями, так как являются или нефизическими (с нулевыми импульсами), или чисто калибровочными - подобно продольной компоненте электромагнитного поля.

С точки зрения вариационных принципов, такое действие описывает теорию тензорного поля $g_{\mu\nu}(x)$ в пространстве с координатами x^μ , которые имеют смысл наблюдаемых только в случае, когда возможен переход к асимптотически плоскому пространству - времени (островные системы):

$$g_{\mu\nu}(x \rightarrow \infty) = (+1, -1, -1, -1).$$

Такой смысл для координат x^μ теряется в космологических моделях однородной Вселенной, которые не относятся к классу островных систем. Одна из них, а именно, однородная модель Фридмана, будет рассматриваться в настоящей работе. Предположение Фридмана об однородном расширении материи означает здесь, что скалярное поле $\Phi(x, t)$ зависит только от времени t , а пространство описывается метрикой Робертсона-Уокера (2), (3)

$$(ds)^2 = a^2(t) \left[N_c^2 dt^2 - \gamma_{ij} dx^i dx^j \right] \quad (13)$$

В отличие от Фридмана здесь оставлена лишняя компонента метрики N_c , что вызвано потребностями гамильтонова описания. Согласно такой

постановке вместо уравнений движения рассматривается действие, в котором необходимо оставить ровно столько переменных, чтобы система уравнений, которым они удовлетворяют, была бы полностью эквивалентной системе уравнений Фридмана-Эйнштейна для известных космологических моделей.

В нашем случае вместо (11) мы получаем действие для фридмановской модели

$$W^F = \int_{t_1}^{t_2} dt \left[-\beta \left(\frac{\dot{a}^2}{2N_c} - \frac{ka^2}{2r_0^2} N_c \right) + V_{(3)} \left(\frac{\dot{\phi}^2}{2N_c} - \frac{k\phi^2}{2r_c^2} N_c \right) + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{a}a}{N_c} \right) \right]. \quad (14)$$

Опущены поверхностные члены, которые не дают вклада в уравнения движения, но сохранена полная производная от гравитационной части действия (11); $V_{(3)}$ - объем трехмерного пространства с постоянной кривизной (3), β - константа

$$\beta = V_{(3)} \frac{6}{2\pi G}; \quad V_{(3)|k=+1} = 2\pi^2 r_0^3. \quad (15)$$

Новое поле $\phi(t)$ связано с Φ соотношением

$$\Phi \equiv \frac{\phi}{a}. \quad (16)$$

Можно убедиться, что совокупность уравнений движения модели (14) эквивалентна фридмановской радиационно - доминантной Вселенной [12].

Вариация действия (14) по полю материи ϕ

$$\frac{\delta W}{\delta \phi} = 0 \Rightarrow + \frac{d}{N_c dt} \left(\frac{d\phi}{N_c dt} \right) + \frac{k\phi}{r_0^2} = 0 \quad (17)$$

ведет к интегралу движения

$$E_c(\phi) = V_{(3)} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{N_c dt} \right)^2 + \frac{k\phi^2}{2r_0^2} \right]; \quad \frac{d}{dt} E_c(\phi) = 0, \quad (18)$$

который играет роль конформной энергии E_c (7) для безмассового скалярного поля.

Вариация по переменной N_c ведет к известному уравнению эйнштейновского баланса энергии расширяющегося пространства и материи

$$\frac{\delta W}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow \beta \left[\frac{1}{2} \left(\frac{da}{N_c dt} \right)^2 + \frac{ka^2}{2r_0^2} \right] = E_c(\phi). \quad (19)$$

Фридмановская эволюция Вселенной возникает из уравнений (17), (18), (19) в том случае, когда эти уравнения дополняются определением

собственного времени (5).

$$\boxed{dT_F = aN_c dt = adT_c} \quad (20)$$

Подставляя (20) в (19) и решая это уравнение относительно T_F , получим закон эволюции заполненной излучением Вселенной в параметрической форме

$$a(T_c) = \sqrt{\frac{2E_c r_0^2}{\beta}} S_k\left(\frac{T_c}{r_0}\right); \quad T_F(T_c) = \int_0^{T_c} dT_c a(T_c), \quad (21)$$

где

$$S_{k=1}(\eta) = \sin\eta; \quad S_{k=-1}(\eta) = \sinh\eta; \quad S_{k=0}(\eta) = \eta \quad (22)$$

Для фридмановского наблюдателя энергия красного смещения E_F , вызванного расширением Вселенной, определяется формулой (7).

Наша задача выяснить, как связаны космологические наблюдаемые (7), (20) с дираковскими наблюдаемыми в гамильтоновом подходе к модели (14) и с квантовой волновой функцией Вселенной, удовлетворяющей уравнению УДВ [3,4],

$$\left[-\frac{1}{2\beta} \frac{1}{a} \frac{d^2}{da^2} + \beta \frac{ka}{2r_0^2} - \frac{E_c(\varphi)}{a} \right] \Psi_{WDW}(a, \varphi) = 0, \quad (23)$$

являющимся квантовым аналогом условия баланса энергии (17).

4. *Бескалибровочная гамильтонова редукция.* Действие (14), согласно классификации Дирака [13], относится к классу сингулярных. Следуя дираковской канонической теории, действие (14) можно переписать в следующей гамильтоновой форме:

$$W^F[p_\varphi, \varphi; p_a, a] = \int dt \left\{ p_\varphi \dot{\varphi} - \left[p_a \dot{a} - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (p_a a) \right] - N_c H_{Ec} \right\}, \quad (24)$$

где

$$H_{Ec} = -\left(\frac{p_a^2}{2\beta} + \frac{ka^2}{2r_0^2} \beta \right) + H_\varphi \quad (25)$$

конформная энергия, а

$$H_\varphi = \left(\frac{p_\varphi^2}{2V_{(3)}} + \frac{k\varphi^2}{2r_0^2} V_{(3)} \right)$$

ее часть, описывающая скалярное поле (материю).

Рассматриваемая модель (24), как и следовало ожидать, содержит те же принципиальные трудности, с которыми сталкивается теория тяготения. Главная из них в наличии нефизических переменных. В фазовом

пространстве:

$$p_\varphi, \varphi; p_a, a$$

один из импульсов является зависимой (игнорируемой) переменной в силу уравнения связи:

$$\frac{\delta W}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow H_{Ec} = 0$$

Существуют две возможности выбора игнорируемого импульса: p_φ или p_a .

Обсудим в начале случай, когда в качестве независимой переменной выбран импульс материи, что позволяет использовать принцип соответствия с теорией без гравитации в плоском пространстве - времени.

Согласно методу [8,9] физические переменные отделяются от нефизических, если перейти к новым каноническим переменным

$$(p_a, a) \rightarrow (\Pi_a, \eta_a); \quad \{p_a, a\}_{(\Pi_a, \eta_a)} = 1 \quad (26)$$

так, чтобы связь для них стала новым импульсом

$$\frac{p_a^2}{2\beta} + \frac{ka^2}{2r_0^2} \beta = \Pi_a. \quad (27)$$

Для $k=+1$ это уравнение описывает отображение окружности на прямую линию. Существуют две карты такого отображения, соответствующие двум возможным решениям уравнений (26), (27):

$$p_a = \pm \sqrt{2\beta \Pi_a} C_k(\eta_a); \quad (C_{+1}(\eta_a) = \cos \eta_a; C_{-1}(\eta_a) = \cosh \eta_a; C_0(\eta_a) = 1), \quad (28)$$

$$a_{(\pm)} = \pm \sqrt{\frac{2\Pi_a r_0^2}{\beta}} S_k(\eta_a). \quad (29)$$

Поверхностный член гравитационной части действия Эйнштейна-Гильберта (17) полностью поглощается новой канонической структурой [14]

$$-\left(p_a \dot{a} - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (p_a a)\right) = \mp \Pi_a \dot{\eta}_a r_0. \quad (30)$$

Система, описываемая действием (24), в терминах новых переменных (28) эквивалентна системе, описываемой двумя действиями

$$W_{(\pm)}^F(\Pi_a, \eta_a, p_\varphi, \varphi, N_c) = \int dt \left[p_\varphi \dot{\varphi} \mp \Pi_a \dot{\eta}_a r_0 - N_c \left(-\Pi_a + H_\varphi \right) + \dots \right]. \quad (31)$$

Выражение (31) приводит к гамильтоновым уравнениям, как для переменных нефизического сектора:

$$\frac{\delta W_{(\pm)}^F}{\delta \eta_a} = 0 \Rightarrow \pm \dot{\Pi}_a = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\delta W_{(\pm)}^F}{\delta \Pi_a} = 0 \Rightarrow r_o d\eta_a = \pm N_c dt, \quad (33)$$

так и для физических переменных:

$$\frac{\delta W_{(\pm)}^F}{\delta p_\varphi} = 0 \Rightarrow \frac{d\varphi}{N_c dt} = \pm \{H_\varphi, p_\varphi\}. \quad (34)$$

$$\frac{\delta W_{(\pm)}^F}{\delta \varphi} = 0 \Rightarrow \frac{dp_\varphi}{N_c dt} = \pm \{H_\varphi, p_\varphi\}. \quad (35)$$

Из этих уравнений видно, что новая нефизическая переменная η_a берет на себя функцию времени эволюции физических переменных в редуцированном фазовом пространстве p_φ, φ , а роль гамильтониана эволюции в этом пространстве играет материальная часть "эйнштейновской энергии" H_E (25).

Для полного описания физического сектора, эквивалентного описанию исходной теории (17), мы можем ограничиться действием, которое получается из действия (31) прямой подстановкой связи

$$\Pi_a = H_\varphi. \quad (36)$$

В результате получим редуцированное действие

$$W_{\pm}^F|_{\Pi_a = H_\varphi} = W_{\pm}^{Red} = \int_1^2 (p_\varphi d\varphi \mp H_\varphi r_o d\eta_a), \quad (37)$$

которое описывает возбуждение скалярного поля в полости конформного пространства с постоянной метрикой γ_{ij} . Дираковскими наблюдаемыми в редуцированном фазовом пространстве оказывается конформная энергия H_φ , которая совпадает с редуцированным гамильтонианом, описывающим эволюцию скалярного поля в стационарном (конформном) пространстве (9) относительно конформного времени (5).

Таким образом, безкалибровочная гамильтонова редукция ведет к конформной системе отсчета Нарликара [11], в которой пространство выглядит стационарным, а время $(T_c = r_o \eta_a)$ монотонным [15,16].

5. Построение фридмановских эволюционных наблюдаемых в гамильтоновом методе. У нас два пути описания фридмановской эволюции в гамильтоновом подходе, когда в дираковский физический сектор входят или материя p_φ, φ , или метрика p_a, a .

На первом пути для того, чтобы из дираковских наблюдаемых построить обычные фридмановские наблюдаемые необходимо перейти к эйнштейновской системе отсчета (2), где фридмановская эволюция Вселенной связана с геометрической конвенцией ϕ : а) наблюдаемом собственном времени

$$dT_F = a(t) N_c dt = a(\eta_a) r_o d\eta_a, \quad (38)$$

б) собственном расстоянии

$$R_F = a(\eta_a) R_c, \quad (39)$$

в) собственной энергии

$$E_F = \frac{E_c}{a(\eta_a)}. \quad (40)$$

В этом случае можно говорить о "геометрической эволюции", так как переменная $a(\eta_a)$ не входит в число дираковских наблюдаемых и фиксируется видом канонических преобразований (28) на поверхности связи (36)

$$a_{(\pm)} = \sqrt{\frac{2 H_\phi r_o^2}{\beta}} S_k(\eta_a), \quad (41)$$

а не динамическим уравнением движения в дираковском секторе, которые получаются из действия (37).

Выбор канонических преобразований (приводящих к отделению калибровочного сектора от физического) в отличие от решений динамических уравнений не однозначен. Чтобы зафиксировать эти преобразования необходимо привлечь дополнительные принципы, например, принцип соответствия с описанием безмассовых полей в пространстве Минковского (в пределе, когда гравитация исчезает). Нетрудно убедиться, что такое соответствие выполняется, т.к. полученная энергия в (37) действительно совпадает с определением энергии материи.

Такая же ситуация имеет место в СТО при описании релятивистской частицы. Имеется много возможностей выбора переменных, для которых происходит полное отделение физического и нефизического секторов, но лишь для одного из них энергия $\sqrt{p^2 + m^2}$ удовлетворяет принципу соответствия с нерелятивистской механикой

$$\sqrt{p^2 + m^2} = m + \frac{p^2}{2m} + \dots$$

Итак, первый путь гамильтоновой редукции ведет к фридмановской эволюции Вселенной, которая является следствием не столько динамики,

сколько геометрической конвенции о фридмановских наблюдаемых в космологии.

В рассматриваемой модели, в силу симметрии $\varphi \Leftrightarrow a$, можно материя (скалярное поле), эволюция Вселенной становится следствием динамических уравнений, однако ценой того, что энергия меняет знак (может стать знакопеременной в случае нескольких материальных полей) и из фазового пространства исчезают поля материи, т.е. сам объект применения принципа соответствия.

6. *Квантование в редуцированном пространстве.* Как и в случае релятивистской частицы, два решения, ведущие к двум редуцированным действиям, означают, что полная волновая функция системы представляет собой суперпозицию двух волновых функций, каждая из которых соответствует одному из двух: W_+^{Red}, W_-^{Red} .

$$\psi_{Red}(\eta_a, \varphi) = A^+ \psi_{Red}^{(+)}(\eta_a, \varphi) + A^- \psi_{Red}^{(-)}(\eta_a, \varphi). \quad (42)$$

Интерпретация коэффициентов A^+ , A^- как операторов рождения Вселенной и анти-Вселенной означает выход на так называемое третичное квантование [17]. Функции $\psi^{(\pm)}$ удовлетворяют уравнениям Шредингера

$$\pm \frac{d}{i r_0 d \eta_a} \psi_{Red}^{(\pm)} = \hat{H}_\varphi \psi_{Red}^{(\pm)}(\eta_a, \varphi). \quad (43)$$

Волновые функции $\psi^{(\pm)}(\eta_a, \varphi)$ можно представить в виде спектрального разложения по полному набору ортонормированных собственных функций редуцированного гамильтониана $\langle \varphi | n \rangle$

$$\psi_{Red}^{(+)}(\eta_a, \varphi) = \sum_{\varepsilon(n)} e^{-i \varepsilon(n) \eta_a} \langle \varphi | n \rangle^* \quad (44)$$

$$\psi_{Red}^{(-)}(\eta_a, \varphi) = \sum_{\varepsilon(n)} e^{+i \varepsilon(n) \eta_a} \langle \varphi | n \rangle, \quad (45)$$

причем $\langle \varphi | n \rangle$ удовлетворяют уравнениям

$$\hat{H}_\varphi \langle \varphi | n \rangle = \varepsilon(n) \langle \varphi | n \rangle, \quad (46)$$

$$\int d\varphi \langle n_1 | \varphi \rangle \langle \varphi | n_2 \rangle^* = \delta_{n_1 n_2}, \quad (47)$$

n_1, n_2 - наборы сохраняющихся квантовых чисел.

Поскольку переменная η рассматривается как временной параметр, условия нормируемости накладываются только на переменные редуцированного фазового пространства.

В дальнейшем, без ограничения общности, будем рассматривать случай замкнутого пространства $k=+1$, где $\langle \phi | n \rangle$ являются полиномами Эрмита, а

$$\varepsilon(n) = \frac{1}{r_0} \left(n + \frac{1}{2} \right); \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (48)$$

Масштабный фактор a выражается через переменную η согласно

$$a_{(\pm)}(\eta_a) = \pm \sqrt{\frac{2\varepsilon(n) r_0^2}{\beta}} \sin(\eta_a) \quad (49)$$

для каждого члена спектрального разложения (44).

Найденная волновая функция (44), (45) имеет простой смысл: она описывает эволюцию квантовых возбуждений скалярного поля относительно конформного времени в замкнутой (конечной) полости конформного пространства.

Для каждого члена спектрального разложения (44) можно перейти к "эйнштейновской системе отсчета" или к собственному времени

$$dT_F^{\pm} = a_{(\pm)}(\eta_a) = r_0 d\eta_a. \quad (50)$$

Учитывая связь фридмановского времени с конформным (5), где $T_c = \eta_a r_0$, легко показать, что вариация волновой функции Вселенной по T_F

$$\frac{d}{idT_F^{\pm}(a)} \Psi_{Red}^{(\pm)}(\eta_a, \varphi) = \frac{1}{\left(\frac{dT_F(a)}{d\eta_a(a)} \right)} \frac{d}{id\eta_a} \Psi_{Red}^{(\pm)}(\eta_a, \varphi) = \pm \frac{\varepsilon(n)}{a_{\pm}} \Psi_{Red}^{(\pm)}(\eta_a, \varphi) \quad (51)$$

определяет "наблюдаемую" по Фридману-Эйнштейну физическую энергию (7) $E_F = \pm \varepsilon(n) / a_{\pm}$, которая описывает красное смещение в процессе фридмановской эволюции.

Можно сказать, что волновая функция в редуцированном фазовом пространстве (44) (в отличие от волновой функции УДВ) имеет непосредственное отношение к классической фридмановской эволюции Вселенной, заполненной "радиацией". Принцип соответствия с классической теорией (51) диктует вполне определенные рецепты доопределения уравнения УДВ (23), которые рассматриваются в следующем разделе.

7. Функциональный интеграл и математический статус

уравнения УДВ. 7.1 Для того, чтобы связать найденное решение с решением уравнения УДВ (23) и выяснить смысл последнего, полезно записать функцию Грина

$$G(\eta_1, \eta_2 | \varphi_1, \varphi_2) = \sum_{\alpha(n)} \left[e^{i\epsilon(n)(\eta_1 - \eta_2)} \langle \varphi_1 | n \rangle \langle n | \varphi_2 \rangle^* + \right. \quad (52)$$

$$\left. + e^{-i\epsilon(n)(\eta_1 - \eta_2)} \langle \varphi_1 | n \rangle^* \langle n | \varphi_2 \rangle \right] \quad (53)$$

в виде функционального интеграла по переменным физического сектора фазового пространства

$$G(\eta_1, \eta_2 | \varphi_1, \varphi_2) = \int_{\varphi_{\eta_1} = \varphi_1}^{\varphi_{\eta_2} = \varphi_2} D\varphi Dp_\varphi \left[e^{+iW_\pm^{Red}}(p_\varphi, \varphi) + e^{iW_\pm^{Red}}(p_\varphi, \varphi) \right], \quad (54)$$

где

$$W_\pm^{Red} = \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta_a \left(p_\varphi \frac{d\varphi}{d\eta_a} \mp H_\varphi r_0 \right), \quad (55)$$

а роль времени играет η_a , принадлежащая расширенному фазовому пространству. Формально, можно вернуться к временному параметру t , так, чтобы $\varphi_1 = \varphi(t_1)$, $\varphi_2 = \varphi(t_2)$ и переписать действие (55) в виде:

$$W_\pm^{Red} = \int_{\eta_a(t_1) = \eta_1}^{\eta_a(t_2) = \eta_2} dt \left(p_\varphi \frac{d\varphi}{dt} \mp H_\varphi r_0 \frac{d\eta_a}{dt} \right). \quad (56)$$

При этом нужно помнить, что η_a является не переменной, а параметром. Используя функциональные δ -функции

$$\int D\Pi_a \delta(-\Pi_a + H_\varphi) = \int DN_c D\Pi_a \exp \left(i \int_{t_1}^{t_2} dt N_c (-\Pi_a + H_\varphi) \right), \quad (57)$$

можно ввести также дополнительное интегрирование и восстановить в функциональном интеграле все переменные расширенного фазового пространства, за исключением переменной η_a :

$$G(\eta_1, \eta_2 | \varphi_1, \varphi_2) = \int_{\eta_1, \varphi_1}^{\eta_2, \varphi_2} D\varphi Dp_\varphi D\Pi_a DN_c \left[e^{+iW_\pm^F} + e^{iW_\pm^F} \right], \quad (58)$$

где действия $W_\pm^F$ определяются (31).

Включение оставшегося интеграла по "игнорируемой" переменной η_a должно сопровождаться делением на бесконечный калибровочный фактор

$$\int_{t_1 < t < t_2} D\eta_a(t) = \Delta, \quad (59)$$

или введением δ - функции

$$\int_{t_1 < t < t_2} D \eta_a(t) \delta(\eta_a(t)) \quad (60)$$

(последнюю будем называть "канонической" калибровкой). Подставим (60) в (58) и преобразуем к исходным переменным (p_a, a)

$$\Pi_a(p_a, a) = \left(\frac{p_a^2}{2\beta} + \frac{ka^2}{2r_0^2} \beta \right); \quad \eta_a(p_a, a) = \arctan \left(\frac{\beta a}{r_0^2 p_a} \right). \quad (61)$$

Слагаемые в (58) можно объединить, учитывая, что

$$\delta \left(\frac{p_a^2}{2\beta} - \left(\Pi_a - \frac{a^2}{2r_0^2} \beta \right) \right) = \sqrt{2\beta} \left[\delta \left(p_a - \sqrt{\Pi_a - \frac{a^2}{2r_0^2} \beta} \right) + \delta \left(p_a + \sqrt{\Pi_a - \frac{a^2}{2r_0^2} \beta} \right) \right].$$

В результате получим функциональный интеграл в форме Фадесва-Попова [5] в канонической калибровке (60)

$$G(\eta_1, \eta_2 | \Phi_1, \Phi_2) = \int_{\eta_1, \Phi_1}^{\eta_2, \Phi_2} D\varphi Dp_\varphi Dp_a Da DN_c \times \\ \times \delta \left[\arctan \left(\frac{\beta a}{r_0^2 p_a} \right) \right] e^{iW^F(p_a, \varphi; p_a, a; N_c)}. \quad (62)$$

Здесь W^F - исходное действие (24), включающее поверхностный член

$$- \overline{W}^F + W^F = \int dt \left[\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (p_a, a) \right]. \quad (63)$$

Напомним, что наивный функциональный интеграл по всему фазовому пространству имеет вид

$$G(a_1, a_2 | \Phi_1, \Phi_2) = \int_{\Phi_1, a_1}^{\Phi_2, a_2} Dp_\varphi D\varphi DN_c Dp_a Da e^{i\overline{W}^F} \quad (64)$$

и отличается от канонического (62) следующим:

- i) бесконечным калибровочным фактором (59),
- ii) поверхностным членом (63).

Этот наивный функциональный интеграл, содержащий бесконечный калибровочный фактор, использован в работе Хартли-Хокинга [18] и вслед за ними многими авторами (см., например, [19]).

7.2 Рассмотрим теперь, каким образом из уравнения УДВ (23) можно получить волновую функцию (44), описывающую связь фридмановского собственного времени с наблюдаемой энергией в сопутствующей системе отсчета.

Конформная версия уравнения УДВ имеет вид

$$\left[- \left(\frac{p_a^2}{2\beta} + \frac{ka^2}{2r_0^2\beta} \right) + \hat{H}_\varphi \right] \Psi_{WDW}(\varphi, a) = 0. \quad (65)$$

Предположим, что волновая функция факторизована

$$\Psi_{WDW}(\varphi, a) = \sum_{\varepsilon(n)} \Psi_\varepsilon(a, \varepsilon(n)) < n | \varphi >, \quad (66)$$

в результате интеграла движения в классической теории (H_φ) соответствует сохраняющееся квантовое число $\varepsilon(n)$, а $\Psi(a, \varepsilon(n))$ удовлетворяет уравнению

$$\left[- \left(\frac{p_a^2}{2\beta} + \frac{ka^2}{2r_0^2\beta} \right) + \varepsilon(n) \right] \Psi(a, \varepsilon(n)) = 0. \quad (67)$$

Для того, чтобы решения этого уравнения совпали с волновыми функциями (44) необходимо

i) принять правила упорядочения операторов в выражении (67), согласно которым импульс $\hat{p}$ действует позднее, чем переменная a ;

ii) добавить фазовый множитель, обусловленный поверхностным членом (63), как следствие канонического преобразования к "канонической калибровке".

Правило упорядочения операторов i) является следствием устранения переменной a из фазового пространства и ведет к решению

$$\Psi_{WDW} = A^+ \Psi_{WDW}^+ + A^- \Psi_{WDW}^-, \quad (68)$$

$$\Psi_{WDW}^\pm(a, \varepsilon(n)) = \exp \left[\pm i \int_0^a da' \sqrt{\varepsilon(n) - \frac{a'^2}{2r_0^2\beta}} \right] \quad (69)$$

$$\hat{p}_a \Psi_{WDW}^\pm = \pm \sqrt{\varepsilon(n) - \frac{a'^2}{2r_0^2\beta}} \Psi_{WDW}^\pm. \quad (70)$$

А учет фазового множителя с фазой (63)

$$S(a) = \mp \frac{1}{2} a \sqrt{\varepsilon(n) - \frac{a'^2}{2r_0^2\beta}} \quad (71)$$

приводит к тождественному равенству волновых функций: редуцированной (44) и УДВ (23)

$$\Psi_{Red}^\pm(a, \varphi) = e^{\pm i \varepsilon(n) r_0(a)} < \varphi | n > = e^{\mp i S(a)} \Psi_{WDW}^\pm(a, \varepsilon(n)) < \varphi | n >. \quad (72)$$

Поскольку переменная a превратилась в параметр, то мы можем требовать нормируемости этих функций только для переменных реду-

цированного фазового пространства, в данном случае для переменной φ .

Итак, можно считать, что существует рецепт как решения, так и интерпретации уравнения УДВ (согласованный с каноническим квантованием в редуцированном фазовом пространстве), причем волновая функция Вселенной нормируема и описывает эволюцию Вселенной в сопутствующей системе отсчета в соответствии с уравнением (51):

$$\frac{d}{idT_F(a)} \left[\Psi_{WDW}^{\pm}(a, \varepsilon(n)) e^{\mp iS(a)} \right] = \frac{\varepsilon(n)}{a(T_F)} \left[\Psi_{WDW}^{\pm}(a, \varepsilon(n)) e^{\mp iS(a)} \right]. \quad (73)$$

Заметим, что вариация такой функции УДВ по фридмановскому времени T , дает "наблюдаемую" по Эйнштейну-Фридману энергию красного смещения.

8. *Заключение.* Статья посвящена исследованию соотношений между классической фридмановской космологией и дираковским гамильтоновым подходом к квантованию Вселенной на простом, но важном примере однородной Вселенной, заполненной возбуждениями скалярного поля.

Существует два принципиальных отличия приведенного здесь исследования от аналогичных работ в этом направлении:

1) нам кажется важным, что определение сопутствующей системы отсчета является дополнительным к вариационному принципу, но никак не следует из него;

2) для полного отделения сектора физических переменных от чисто калибровочного сектора применяется безкалибровочная редукция.

Первое дало возможность найти связь космологических наблюдаемых в смысле Фридмана-Эйнштейна с наблюдаемыми дираковского гамильтонова подхода посредством конформного преобразования Нарликара [11].

Безкалибровочная редукция [8,9] позволила установить, что одна из переменных нефизического сектора в процессе редукции превращается в параметр времени и не может рассматриваться как динамическая переменная ни в функциональном, ни в операторном подходе к квантованию. Мы показали, что в этом превращении переменной в параметр причина ненормируемости волновой функции УДВ и причина бесконечного калибровочного фактора в наивном функциональном интеграле. Безкалибровочная редукция дает определенный рецепт математического и физического осмысления уравнения и волновых функций УДВ, использование которого проясняет их отношение к классической космологии.

Распространенное утверждение о стационарности волновой функции УДВ относительно исходного времени t не имеет физического смысла в силу инвариантности теории относительно репараметризации этого

времени, указывающей, что это время не наблюдаемо. Наблюдаемым временем оказывается именно та "игнорируемая" динамическая переменная из расширенного фазового пространства, которая в процессе безкалибровочной гамильтоновой редукции превратилась в параметр. "Игнорируемая" переменная и отвечает за эволюцию фридмановской Вселенной как в классической, так и в квантовой теориях. В частности, мы показали, что вариация волновой функции Вселенной относительно собственного времени эйнштейновского наблюдателя ведет к энергии красного смещения для безмассовых скалярных возмущений.

Другими словами, с точки зрения гамильтоновой редукции, фридмановское расширение Вселенной для эйнштейновского наблюдателя является формой существования физического времени. Поэтому вопрос о причине расширения Вселенной теряет свой смысл в контексте рассмотренной выше гамильтоновой редукции.

К каким новым следствиям может привести такая гамильтонова интерпретация модели Фридмана?

Гамильтонов подход с двумя решениями редукции указывает на одновременное сосуществование расширяющейся Вселенной и сжимающейся анти-Вселенной, аналогично приходящей и уходящей волне в СТО. Из ничего могут родиться сразу только Вселенная и анти-Вселенная.

Для реальной Вселенной, заполненной протонами, в области пространства $ar_0 \ll m_p^{-1} (a \ll 10^{-42})$ квантовая кинетическая энергия протона становится много больше энергии его массы и квантовые возбуждения таких протонов ничем не отличимы от возбуждения безмассовых частиц (нейтрино). В такой Вселенной нет смысла говорить об эйнштейновском наблюдателе и собственном времени (нарушающем причинность), связанном с системой покоя массивных частиц. Все наблюдатели превращаются в светоподобные состояния. Для таких наблюдателей "собственным" временем становится конформное время, а "собственным" расстоянием - конформное расстояние.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
Ереванский государственный университет, Армения.

STATUS OF FRIEDMANN UNIVERSE PHYSICAL OBSERVABLES IN CLASSICAL AND QUANTUM HAMILTONIAN APPROACH

Yu.PALIY, V.PAPOYAN, V.PERVUSHIN

A cosmological Langrangian models of the Universe with the field excitations immitating dust and radiation are considered. The main problem is researching possibilities of description the Friedmann classical evolution by the Dirac Hamiltonian approach to establish relations between the Friedmann observables of classical evolution and the Dirac observables in the extended Hamiltonian approach to quantization of cosidered models.

To solve this problem we use the method of gaugeless Hamiltonian reduction where the gravitational part of the energy constraint is considered as new momentum. In the process of the reduction, the conjugate (to the new momentum) dynamical variable transforms into invariant time parameter. We show that this transformation of the metric variable to time parameter removes an infinite factor from the Hartle-Hawking naive functional integral and provides the normalizability of the Wheeler-DeWitt (WDW) wave function with respect the Dirac invariant variables.

The reduced Hamiltonian is split on two parts describing evolutions for the Universe and anti-Universe and satisfies the correspondence principle with field theory in a flat space. The considered Hamiltonian dynamics, after reduction, contains the expanding Universe and contracting anti-Universe. They simultaneously co-existance, in the space, similar to in - and outwaves in special relativity.

The classical evolution (with the Hubble law and the red shift formula) can be considered as the Hamiltonian one only for the Narlikar (conformal) frame of reference. The Friedmann evolution of the expanding Universe goes out from the framework of the Dirac dynamics, and it looks as the consequence of the Einstein convention which is additional to the variation principles of the Dirac scheme, in both the classical and quantum theories.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.A.M.Dirac*, Proc.Roy.Soc., A246, 333, 1958, Phys.Rev. 114, (1959) 924.
2. *R.Arnowitt, S.Deser, C.W.Misner*, Phys.Rev., 117, 1595, 1960.
3. *J.A.Wheeler*, In Batelle Recontres: 1967 Lectures in Mathematics and Phys-

- ics, C. DeWitt, J.A. Wheeler, Benjamin, New York, 1968.
4. *B.S.DeWitt*, *Phys.Rev.*, **160**, 1113, 1967.
5. *L.D.Faddeev*, *V.N.Popov*, *Usp. Fiz. Nauk*, **111**, 427, 1973.
6. *M.P.Ryan, Jr.*, *L.C.Shapley*, *Homogeneous relativistic Cosmologies*, Princeton Series on Physics, Princeton Univ. Press, Princeton, N.Y., 1975.
7. *M.P.Ryan*, *Hamiltonian Cosmology*, *Lecture Notes in Physics N 13* Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1972.
8. *S.A.Gogilidze*, *A.M.Khvedelidze*, *V.N.Pervushin*, *On Admissible Gauges For Constrained Systems*, *JINR Prepr. E2-95-203*, 1995, *Prepr. ZU-TH-4/95*, 1995 (hep - th 9504154), *Phys.Rev.D*, **53**, 2160, 1996.
9. *S.A.Gogilidze*, *A.M.Khvedelidze*, *V.N.Pervushin*, *On Abelization of First Class Constraints*, *JINR Prepr. E2-95-131*, 1995 (hep - th 9504153), *J.Math.Phys.* **37**, 1760, 1996.
10. *A.A.Friedmann*, *Z. Phys.*, **10**, 377, 1922.
11. *J.V.Narlikar*, in *"Astrofizica e Cosmologia, Gravitazione, Quanti e Relativita"*, G. Barbera, Firenze, 1979.
12. *К.П.Станюкович*, *В.Н.Мельников*, *Гидродинамика, поля и константы в теории гравитации*, Энергоатомиздат, М., 1973, с. 105.
13. *P.A.M.Dirac*, *Lectures on Quantum Mechanics*, Belfer graduate School of Science Yeshiv University, New York.
14. *V.Pervushin*, *V.Papoyan*, *S.Gogilidze et al*, *Phys.Lett.*, **B365**, 35, 1996.
15. *V.Pervushin*, *T.Towmasjan*, *Int.J.Mod.Phys.*, **D4**, N1, 105-113, 1995.
16. *A.M.Khvedelidze*, *V.V.Papoyan*, *V.N.Pervushin*, *Phys.Rev.D* **51**, 5654, 1995.
17. *G.Lavrelashvili*, *V.A.Rubakow*, *P.G.Tinyakov*, *Proceed. of the 5 seminar Quantum Gravity, Moscov, USSR, 28 May-1 June 1990*, eds. M.A. Markov et al.
18. *J.B.Hartle*, *S.W.Hawking*, *Phys.Rev. D* **28**, 1983.
19. *S.A.Hayward*, *Phys.Rev.*, **D 53**, 5664, 1996.

CONTENTS

Spectral classification of stars from the Second Byurakan sky survey. I <i>S.K.Balayan</i>	153
Study of galaxies from the Second Byurakan sky survey. I. Spectral observations in the field $15^{\circ}30'$, $+59^{\circ}$ <i>S.A.Hakopian, S.K.Balayan</i>	168
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess, which compose physical systems <i>M.A.Kazarian</i>	176
Spectral observations of red dwarfs. III. Observations of red stars in vicinity of Sun <i>L.V.Mirzoyan, V.V.Hambarian, A.T.Garibjanian</i>	186
The first Byurakan spectral sky survey. Late - type stars. IX. Zone $-15^{\circ} \leq \delta \leq -11^{\circ}$ <i>H.V.Abrahamyan, K.S.Gigoyan, V.V.Hambaryan, M.Azzopardi</i>	197
Mass and energy losses from close binary system moving in the vicinity of an active galactic nucleus <i>V.G.Gorbatsky, S.P.Prohorov</i>	209
On the mass spectrum of giant molecular clouds in the coagulation model <i>E.V.Volkov, N.Ya.Sotnikova</i>	220
On string cosmology with dilaton potential. I <i>A.A.Saharian</i>	233
On the main evolutionary stages of matter in the Universe. II <i>G.S.Sahakian</i>	252
Similarity law in a time series spectral estimation. II <i>V.Yu.Terebizh</i>	272
On Birkhoff's theorem in BSTT <i>P.F.Kazarian, A.A.Saharian</i>	281
Strongly non-linear waves in inclosed rotating gaseous discs <i>M.G.Abramian, S.G.Khachatryan</i>	291
Status of Friedmann Universe physical observables in classical and quantum hamiltonian approach <i>Yu.Paliy, V.Papoyan, V.Pervushin</i>	303

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ДИЛАТОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. I	<i>А.А. Саарян</i>	233
ОБ ОСНОВНЫХ ЭТАПАХ ЭВОЛЮЦИИ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ. II	<i>Г.С. Саакян</i>	252
ЗАКОН ПОДОБИЯ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОМ ОЦЕНИВАНИИ ВРЕМЕННОГО РЯДА. II	<i>В.Ю. Терезиш</i>	272
О ТЕОРЕМЕ БИРКГОФА В БСТТ	<i>П.Ф. Казарян, А.А. Саарян</i>	281
СТРОГО НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ВО ВЛОЖЕННОМ ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГАЗОВОМ ДИСКЕ	<i>М.Г. Абрамян, С.Г. Хачатрян</i>	291
СТАТУС ФИЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДАЕМЫХ ФРИДМАНОВСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ ГАМИЛЬТОНОВОМ ФОРМАЛИЗМЕ	<i>Ю.В. Палий, В.В. Папоян, В.Н. Первушин</i>	303