# иислибрдрчи астрофизика

ИЮНЬ, 1986

**TOM 24** 

ВЫПУСК 3

ISSN-0571-7182

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В ГАЛАКТИКАХ СЕЙ- ФЕРТА. II. МУЛЬТИАПЕРТУРНАЯ ФОТОМЕТРИЯ	
В. Л. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж	425
ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТУРОВ ЯРКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ЯДРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 533	
В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, О. А. Добродий	437
СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАБЛЮДАЕМЫХ КРАТНЫХ СИСТЕМ. І. КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ ГАЛАКТИК	
С. А. Малых, В. В. Орлов	445
ПАРАДОКС РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК	1
Б. И. Фесенко	453
КАКИМ-ДОЛЖЕН БЫТЬ ГРАДИЕНТ ДИСПЕРСИИ РАДИАЛЬНЫХ СКО- РОСТЕЙ ЗВЕЗД В ДИСКАХ ГАЛАКТИК?	
А. Г. Морозов, А. В. Хоперсков	467
УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОХЛАЖДЛЮЩЕГОСЯ ТЕЧЕНИЯ В ГА- ЛАКТИКАХ · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	477
ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ Ае/Ве-ЗВЕЗД М. А. Поюдин	491
ОБ УГЛАХ МЕЖДУ ОСЬЮ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ И ОСЬЮ ВРАЩЕ- НИЯ В ПУЛЬСАРАХ	507
ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ. МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ	
Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин	523
РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МНОГОСЛОЙНЫХ АТМОСФЕРАХ. II. ЗАДАЧА МИЛНАЭ. Г. Яновицкий	535

(Продолжение на 4-й странице обложия)

## EPEBAH

#### խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Լ. Ս. Լուուդ, Ե. Կ. Խայսաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլիսավոր իսմբագիր), Ա. Գ. Մասևիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլիս. իսմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանակյան, Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. իսքբագրի տեղակալ), Վ. Յու. «Տերերֆժ, Ա. Տ. Քայլօրյյան (պատ. բարտուղար)

#### Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Теребиж, Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межэвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначается для научвых работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата зв год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзнечати, а за граинцей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻՋԻԿԱ»-Ն գիտական ճանդես է, որը ճրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը ապագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջասաղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտազալակակական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սանմանակից բնագավառների գծով։

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աջխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների նամար։

Հանդեսը լույս է ածսնում տատեկան 6 անգամ, 1 համատի ատժեքն է 1 ռ. 80 կ., <u>թավա</u>նոդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տատվա համատ։ Բաժանուդագովել կատելի է «Սոյուզայելատ»-ի բոլոտ բաժանմունքներում, իսկ ատասանմանում՝ «Մեժդունատոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

С Издательство АН Арм.ССР, Астрофизика, 1986.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.45:520.82

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В ГАЛАКТИКАХ СЕЙФЕРТА. II. МУЛЬТИАПЕРТУРНАЯ ФОТОМЕТРИЯ

# В. Л. АФАНАСЬЕВ, В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ. Поступила 3 декабря 1985

Выполнены фотоэлектрические измерения поверхностной яркости в полосе В 10 пормальных и сейфертовских галактик из выборки, приведенной в первой части данной работы. При наблюдениях использовались круговые апертуры. Сопоставление результатов сканирования и мультиапертурной фотометрии показывает, что последние точны в пределах ~0, 2, кв. с для галактик, не слишком сяльно наклоненных к лучу зрения. Различия показателей цвета центральных областей нормальных и сейфертовских силактик не являются статистически значимыми.

1. Введенис. В настоящей статье, являющейся продолжением части I (см. [1]), представлены результаты проводившихся нами в 1983—85 гг. фотометрических наблюдений в полосе B с круговыми апертурами 10 нормальных и сейфертовских галактик из списка [1]. Применявшиеся телескопы и приборы перечислены нами ранее. Отметим, что поскольку в сканирующем фотометре предусмотрена возможность обычных измерений с набором круговых апертур, большая часть данных мультиапертурной фотометрии была получена в те же даты, что и сканы. Это обстоятельство минимизирует возможные расхождения между сканированием и мультиапертурной фотометрией. Сопоставление обоих методов приводится в разделе 3 данной статьи.

В разделе 4 найдено, что показатели цвета  $(U - B_{J1}^{(0)}, (B - V)_{1}^{(0)})$  на расстоянии 1 кпк от центра для галактик рассматриваемой выборки на двухцветной диаграмме распределены в области, переходной от эллиптических галактик к спиральным. Различия показателей цвета центральных областей нормальных и сейфертовских галактик не являются статистически значимыми.

2. Мультиапертурная фотометрия в полосе В. Необходимые сведення о наблюдениях собраны в табл. 1, где указаны объекты, даты проведения наблюдений, диаметры апертур, оценки звездных величин в полосе В и соответствующие среднеквадратические оцибки.

Таблица 1

				_				-
A	NGC 106	B NGC	3227	-	NC	NGC 3516		
(сокунд дуги)	25.09.84	m UT-10	.84 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>	21.10.84		T	23.10.84 UT = $19^{h}39^{m}$	
	1 01-00 21	1 01-210			022 20			
3.8	13.44±0.0	1 15.24±	0.07	14.7	7 <u>+</u> 0.01	1	4.94±(	0.02
8.8	12.41 0.0	1 14.01	0.02	13.9	2 0.01	1	3.88 (	0.01
13.8	11.97 0.0	1 13.73	9.01	13.6	5 0.01	1	3.52 (	0.01
23.0	11.47 0.0	05 13.37	0.01	13.3	2 0.01	1	3.22 (	0.01
48.8	10.79 0.0	03 12.77	0.01	12.9	7 0.02	1	2.90 (	0.03
97.7	10.32 0.0	03   12.08	0.01	12.9	5 0.03	1	2.69 (	0.03
A	NGC 4051 02.04.84 UT=18 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>	NGC 5548 10.06.83 UT=21 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup>	06.1 UT=1	NGC 0.83 7 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	6814 25.00 UT=19	8.84 9 <sup>4</sup> 10 <sup>m</sup>	NGC 06.0 UT=2	7469 9.83 1 <sup>h</sup> 22 <sup>m</sup>
1 9		16 02-10 10		• •				-
3.8	15 08+0 02	10.95 10.10	16 41-	H0 06	16.72-	-0.05	14 62-	+0 02
4.4	_	14 76 0 02		_0.00			_	_0101
9.9	_	14.37 0.01	_		_		_	
8.8	14.20 0.02	_	15.16	0.02	15.47	0.02	13.78	0.02
11.5		14.15 0.005	_				-	
13.8	13.96 0.01	_	14.74	0.02	15.03	0.92	13.60	0.01
23.0	13.64 0.01	_	14.35	0.02	14.42	0.02	13.40	0.01
24.4	-	13.84 0.005			_	÷.,	-	
48.8	13.01 0.01	13.72 0.02	13.58	0.02	13.56	0.02	-	
97.7	12.15 0.01		12.76	0.02	12.78	0.01	12.80*	0.01
	NGC	7469		4303	NGC	4579		6217
Ά	07.11.83	07.11.83	14.0	3.85	14.0	3.85	05.0	9.83
Sec. 1	UT=16 <sup>n</sup> 30 <sup>m</sup>	UT=17 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>	UT=2	1″40‴	UT=20	) <sup>n</sup> 40 <sup>m</sup>	UT=1	8″08‴
1.9	15.93±0.04	15.73±0.04	_ *		_ 1		_	
4.4	14.60 0.04	14.30 0.02			-		-	
6.9	14.05 0.06	13.98 0.01					-	
8.2	-	-	14.23	±0.03	14.89	0.02	14.94	±0.06
11.5	13.78 0.02	13.77 0.01	-		-		-	
14.0	-		13.70	0.03	13.45	0.02	14.42	0.03
23.0	-	- 22	-		-		13.83	0.02
24.4	13.48 0.02	13.46 0.01	-		-		-	
27.5	- 12 1 12	-	13.10	0.02	12.72	0.02	13.77	0.02
48.8	13.24* 0.02	13.21* 0.01	-		-		-	
70.7	-		12.01	0.02	11.77	0.01	12.85	0.02
137.0			10.88	0.01	11.13	0.01	12.36	0.04

• — в двафрагму попадала звезда

# РЕЗУЛЬТАТЫ МУЛЬТИАПЕРТУРНОЙ В-ФОТОМЕТРИИ

# ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ ГАЛАКТИК СЕЙФЕРТА. II 427

Получение оценок поверхностной яркости  $\mu$  из данных мультиапертурной фотометрии требует некоторых пояснений. Мы применяли обычную процедуру: для кольца, соответствующего двум последовательным апертурам, определялся средний поток; отвечающая среднему потоку величина  $\mu$  относилась к среднему радиусу кольца. Возможная ошибка, вносимая дискретностью набора апертур, обычно невелика. Для степенного закона распределения поверхностной яркости  $f(r) \propto r^{-n}$  (он хорошо соответствует наблюдательным данным для центральных областей галактик, см. ч. 1) отличие истинной поверхностной яркости  $\mu(\bar{r})$ , отвечающей среднему радиусу кольца, от введенной выше величины  $\bar{\mu}$ , т. е.  $\delta\mu \equiv \mu(\bar{r}) - \bar{\mu}$ , равно

$$\delta\mu = 2.5 \lg \frac{(1+a/2)^{n-1}[(1+a)^{2-n}-1]}{(2-n)a}, \qquad (1)$$

где предполагается n < 2 и a есть относительное приращение апертуры:

$$a = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\min}}$$
 (2)

При линейном законе изменения f(r), когда n = 1, мы имеем, как и следовало ожидать,  $\partial \mu = 0$ . Для типичных значений n = 1.3, a = 0.85 поправка  $\partial \mu = 0.006/$ .

Второй источник неточности связан с усреднением потока по значениям позиционного угла. Здесь ошибка минимальна, если наблюдаемое распределение поверхностной яркости в галактике с достаточной точностью обладает круговой симметрией.

Используемые иногда оценки  $\mu_{ik}$ , основанные на измерениях с произвольной парой не обязательно последовательных апертур, однозначно определяются совокупностью введенных выше величин  $\mu_k$ . Помимо этого, точность первых оценок, вообще говоря, ниже ввиду более значительного промежутка интерполирования. По этим причинам мы использовали в качестве основных данные по соседним апертурам и лишь в качестве дополнительных — произвольные комбинации апертур. Сравнение полученных таким образом оценок показало, впрочем, их близкое согласие.

Для того, чтобы избежать влияния переменности блеска ядер сейфертовских галактик на оценки поверхностной яркости, последние определялись отдельно для каждой даты наблюдений, и лишь затем при необходимости усреднялись.

Основные оценки поверхностной яркости  $\mathbb{P}_k$  в полосе *B*, не исправленные за поглощение в Галактике, приведены в табл. 2. Эти значения полу-

чены на основании специально проведенных нами наблюдений (табл. 1). Выше уже отмечалось, что для многих галактик в литературе имеются необходимые фотоэлектрические измерения. Привести эти данные в настоящей работе не представляется возможным; мы суммировали в табл. 3 лишь неопубликованные оценки поверхностной ярхости 7 галактик Маркаряна, полученные на основании наблюдений Неизвестного [31] на 6-м рефлекторе. Для других галактик выборки, необходимые фотометрические данные имеются в [5—24].

NGC	1068	3227	3516	4051	6814	7469
3.15	17.18	18.67	18.73	19.07	19.97	·18.69
5.65	18.03	20.21	19.96	20.59	20.97	20.51
9.20	18.61	20.81	20.83	21.18	21.55	21.40
17.95	19.53	21.61	22.28	21.81	22.17	-
30.18 *		-	-	-	-	23.36
36.63	20.83	22,27	23.81	22.18	22.85	-
NGC	5548	7469	NGC	4303	4579	6217
1.58	17.65	17.54	5.55	19.75	18.80	20.48
2.83	19.04	18.63	9.25	-	T - 18	20.82
4.60	20.55	20.10	10.38	20.64	20.10	_
8.98	21.75	21.39	12.63	_		22.57
18.30	24.04	22.83	24.55	21.31	21.16	22.26
			51.93	21.44	22.09	23.54

#### ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ » (r) [ВЕЛ./[]\*] ГАЛАКТИК ИЗ ТАБЛИЦЫ 1

Таблица 2

На основании всех имеющихся данных мультиапертурной фотометрии в полосе *В* мы определили значения введенных в ч. І характерных параметров  $\mu_1^{(0)}$  — поверхностной яркости на расстоянии 1 кпк от центра галактики, исправленной за поглощение в Галактике, наклон диска и за красное смещение, и  $n_1$  — традиента поверхностной яркости, выраженной в эрг/с см<sup>2</sup>, на этом же раостояния. Внутренняя точность определения  $\mu_1^{(0)}$  и  $n_1$  на основании мультиапертурной фотометрии ниже, чем по сканам, ввиду сравнительно небольшого числа отсчетов в первом случае; среднеквадратические ошибки равны в среднем:  $_{\mathcal{J}} [\mu_1^{(0)}] = 0^m 04/\Box^n$ ,  $\sigma[n_1] \simeq 0.05$ .

## ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ ГАЛАКТИК СЕЙФЕРТА. II

Для выявления возможной систематической ошибки сопоставим оценки  $\mu_1^{(0)}$  и  $n_1$ , полученные нами при помощи обоих указанных методов, с аналогичными оценками, вычисленными на основании измерений различных наблюдателей. В случае мультиапертурной фотометрии мы использовали все упомянутые выше источники. При сопоставлении сканов мы выбрали фотоэлектрические наблюдения Уайтмора и Киршнера [2] и наблюдения Кента [3] с ССD, причем величина  $\mu$ , из [3] была трансформирована в  $\mu_8$  при помощи соотношения B = r + 0.10 + 1.18 (B - V).

Таблица З

Марк	3	6	348	573	620	917	1040
2.8	-	21.03	20.70			20.50	
3.32	1		1000		100	1 2 16	21.55
3.98		21.52	21.43	20.33		20.77	1
4.52	20.72		1	1		11.00	
4.68		21.87	21.72	20.72	1000	1	100
5.70	10.2	22.17	22.24	21.26	1995/15.1	21.75	21.65
6.38	11.15	22.20	22.68	21.56			110
7.18	1000	22.34	1		20.86		
7.75	22.21		22.50	21.77	123. 31	21.99	12
8.02	-	22.46		1 14-15	1.000	100	-
9.35		1	1	1.24 6	1.1		22.33
10.20		23.20	22.89	22.23		22.12	
10.95			1.0	11. 11	21.34	1125	
11.52	22.78	1000	1 1 1		. 19	1.1.1	
13.12		23.96	23.00	22.57		22.98	23.08
16.60	23.20	25.26	23.50	23.56	21.92	23.85	23.41
23.12	24.11	1 march	24.09	23.95	22.52		23.75
32.50	24.26	10 10 1	24.01	24.34	22.81		24.09
52.50	26.03	100	1 1	1.1.1.1.1			-
53.12		2	- Antes	- 12	24.87	11-8	24.93
	5		1 C 1 A		1		1

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ µ (r) [ВЕЛ./□"] ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Результаты сравнения представлены на рис. 1. Как видно из втого рисунка, можно констатировать вполне удовлетворительное согласие наших измерений с данными других авторов в достаточно широком диапазоне поверхностных яркостей и градиентов. Заметим лишь, что возможное систематическое отличие данных Кента [3] (пунктир на рис. 1) и наших

429

оценок связано, вероятно, с недостаточно корректной трансформацией ССD — фотометрии в систему B.



Рлс. 1. Сравнение оценок  $\mu_1^{(0)}$  и п<sub>1</sub> по нашим наблюдениям и по литературным данным. Эдесь и далее приняты обозначения: открытые кружки — нормальные галактики, заполненные кружки — сейфертовские галактики 1 типа, заполненные треугольники — сейфертовские галактики 1 типа, заполненные треугольники — сейфертовские галактики 2 типа.

3. Сопоставление мультиапертурной фотометрии и скинов. Известно, что распределение поверхностной яркости вдоль большой оси видимого диска галактики не зависит от ее наклона к лучу эрения и отражает, таким образом, истизное распределение поверхностной яркости вдоль радиуса. С другой стороны, использование круговых апертур позволяет получить лишь некоторое усредненное по значениям позиционного угла распределение яркости, которое только для галактик, видимых плашмя, совпадает с действительным. Поэтому мы не должны были, вообще говоря, ожидать близости распределений, полученных при помощи указанных двух методов. Тем не менее, принятые при формировании выборки условия обеспечили достаточно близкое согласие распределений, полученных путем сканирования и мультиапертурной фотометрии.

Необходимые для сравнения данные представлены на рис. 1, части I. В случае NGC 7479 имеется систематическое расхождение почти на 0."4 между фотографическими данными Окамуры [4] и фотовлектрическими... Бенедикта [5]; причина расхождения не ясна. Однако интегральный контур по [4] очень хорошо совпадает с профилем вдоль большой оси согласно Кенту [3]. Во всех остальных случаях имеется близкое согласие мультиапертурной фотометрии и сканов.

Об этом же свидетельствует сопоставление параметров  $\mu_1^{(0)}$  и  $n_1$ , най денных различными методами (рис. 2). Поскольку параметры характеризуют преимущественно сферический компонент вблизи ядра, обладающий круговой симметрией распределения яркости, указанное обстоятельство не является неожиданным.

#### ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ ГАЛАКТИК СЕЙФЕРТА. II

При последующем анализе данных в настоящей работе использованы прежде всего результаты фотометрии со сканирующим фотометром, а в тех случаях, когда они отсутствуют — результаты мультиапертурной фотометрии. Проведенное выше обсуждение показывает, что необходимая для наших целей точность при этом сохраняется. Найденные таким образом значения  $\mu_1^{(0)}$  и  $n_1$  для галактик выборки приведены в табл. 4. Там же указаны абсолютные величины галактик  $M_B^{(0)}$ , вычисленные на основе интегральных величин  $B_T^{(0)}$  каталога де Вокулёра [32], т. е. экстраполированных к бесконечно большой апертуре величин в полосе B, исправленных за поглощение в Галактике, наклон диска к лучу зрения и красное смещение. Эначения  $\mu_1^{(0)}$  исправлены аналогичным образом.



Рис. 2. Сопоставление параметров  $\mu_1^{(0)}$  и  $n_1$  по данным мулыгиапертурной фотометрии (D) и в режиме сказирования (S). Обозначения — как на рис. 1.

4. Наблюдательные данные для фильтров U и V. Наблюдательные данные, представленные ранее в этой и предыдущей частях настоящей работы, относились к полосе В. Исключение составляет лишь галактика NGC 5548, для которой мы провели сканирование и в полосе V (табл. 2, ч. І) Поэтому при анализе наблюдений и сопоставлении их с теоретическими моделями мы будем опираться преимущественно на результаты сканирования и мультиапертурной фотометрии в полосе В, тем более, что для других участков спектра имеются только уступающие по точности результаты фотометрии с круговыми диафратмами. Эти результаты мы заимствовали из источников [5-24, 33]; привести все данные в виде таблиц не представляется возможным ввиду их значительного объема, поэтому мы укажем лишь значения показателей цвета галактик на расстоянии 1 кпк от центра  $(U-B)_1^{(0)}$ ,  $(B-V)_1^{(0)}$ , исправленных за поглощение в Галактике, внутреннее поглощение в каждом объекте и красное смещение (табл. 4). Данные, связанные с распределениями параметров  $\mu_1^{(0)}$  и  $n_1$  в полосах U и V, представлены в графическом виде.

431

# В. Л. АФАНАСЬЕВ И ДР.

Таблица 4 ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК ВЫБОРКИ

Галактика	Sy	M <sup>(0)</sup> <sub>B</sub>	μ <sup>(0)</sup> (B)	n1 (B)	$(U-B)_1^{(0)}$	$(B-V)_1^{(0)}$
1	- 2	3	4	5	6	7
NGC 224	1.3.1	-20.27	19.75	1.11	0.35	0.85
488		-21.60	1 . 69	1.10		
1097		-21.16	19.55	1.62	0.08	0.74
1433		-19.75	21.19	1.06	0.36	0.93
1515		-19.29	20.72	1.56	0.62	0.72
2146		20.14	20.71	1.06	0.61	0.32
2344		-18.52	21.61	1.51		-
2681		-20.19	20.22	1.20		0.62
2841		-21.40	19.35	1.17	-	-
3368		-20.17	20.17	1.67	-0.14	1.15
. 4303	-	21.51	20.32	0.78	0.47	0.66
4378		19.61	20.23	1.52	·   _	0.67
4394		-18.39	21.98	1.27	-	_
4450		-21.50	19.65	1.08		_
4501		-22.26	19.47	0.88	0.59	0.83
4579		21.04	19.74	1.33	0.41	0.84
4698		-19.32	20.89	1.22	0.41	0.78
4699		-21.16	18.79	1.94	0.34	0.82
5364		-20.59	21.22	0.57	0.10	0.75
6217		-20.24	20.89	1.24	-0.34	0.27
6340		-20.83	20.05	1.20	0.39	0.83
6744	-	-19.82	20.99	1.33	_	_
6954	11 T	-20.43	18.58	1.89	-	
7217		-20,58	19.93	1.32		-
7479		-21.37	20.03	0.87	0.36	0.84
7552		-20.68	20.03	1.00	-0.08	1.08
1068	2	-21.65	18.58	1.60	0.00	0.58.
1566	1	-23.08	18.17	0.86	0.21	0.56
3227	2	-19.41	21.00	1.03	0.18	0.72
3516	1	-20.70	19.29	2.18	0.40 -	0.25
3783	1	-20.21	19.34	1.59	0.30	0.44
4051 .	1	-19.21	21.26	0.59	-0.19	0.96
4151	1	-19.80	20.84	1.60	0.22	0.65
5548	1	-21.30	18.90	1.88	-0.55	0.22
6764	2	-20.20	20.81	1.03	-0.43	0.75
6814	1	-20.51	20.77	0.86	-0.64	0.81
7469	1	-22.00	17.97	2,05	-0.65	0.31

#### ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ ГАЛАКТИК СЕЙФЕРТА. II

						Таблица 4	(окончание)
_	1	2	3	4	5	6	7
IC	4329A	• 1	-20.59	18.63	1.47	0.85	1.12
Марк	3	2	-20.60	19.92	1.85	0.01	0.98
	6	2	-20.74	20.31	1.42	. 1.02	0.76
	348	2	-19.94	20.93	1.39	-0.11	0.67
-	573	2	20.50	19.54	1.86	0.25	0.52
	620	2	-20.27	20.77	1.24	0.68	0.97
	917	2		19.46	1.48	0.07	0.67
	1040	1	-20.89	20.80	1.01	0.48	1.22

На рис. За дана двухцветная диаграмма для областей галактик, находящихся на расстоянии 1 кпк от центра. Значения показателей цвета сосредоточены преимущественно в области, переходной от аллиптических.



Рис. 3. а) Двухцветная днаграмма для областей галактик на 1 кпк от центра. Сплощная линия — главная последовательность. b) Сопоставление показателей цвета  $(U-B)_1^{(0)}$  и градиентов яркости  $n_1$  в полосе *B* на расстоянии 1 кпк от центра. Обозначения — как на рис. 1.

галактик к спиральным, как этого и следовало ожидать при наблюдениях, не ставивших специальной целью выделение лишь сферической составляющей в центральных районах галактик. Средние показатели цвета на расстоянии 1 кпк для всей выборки галактик равны

$$\langle (U-B)_1^{(0)} \rangle = 0.19 \pm 0.07,$$
  
 $\langle (B-V)_1^{(0)} \rangle = 0.73 \pm 0.04.$  (3)

Представляет интерес сопоставление средних значений показателей цвета для нормальных и сейфертовских галактик. Для первых из них

433

$$\begin{cases} \langle (U-B)_1^{(0)} \rangle = 0.28 \pm 0.07, \\ \langle (B-V)_1^{(0)} \rangle = 0.76 \pm 0.05, \end{cases}$$
(N) (4)

в то время как для вторых

$$\begin{cases} \langle (U-B)_{i}^{(0)} \rangle = 0.11 \pm 0.11, \\ \langle (B-V)_{i}^{(0)} \rangle = 0.69 \pm 0.06. \end{cases}$$
(5)

Представляется, что центральные области сейфертовских галактик несколько более голубые [30], однако необходимо подчеркнуть, что различие не является статистически значимым. Показатели  $\langle (B - V)_1^{(0)} \rangle$  для нормальных и сейфертовских галактик можно считать равными с уровнем значимости по критерию Стьюдента  $P \simeq 41\%$ , а показатели  $\langle (U - B)_1^{(0)} \rangle$  — с с уровнем значимости  $P \simeq 21\%$ . Очевидно, здесь необходимы дальнейшие исследования.

В [28, 30] было найдено, что центральные области сейфертовских галактик имеют более голубой цвет и характеризуются более высокими градиентами яркости, чем у обычных галактик. С этой точки зрения представляет интерес сопоставление показателей цвета (U - B)<sup>10</sup> на расстоянии 1 кпк от центра и градиентов яркости в полосе B для этой же точки. Рисунок 3b показывает, что значимая корреляция между указанными параметрами отсутствует ( $\rho = -0.08 \pm 0.17$ ); вновь мы должны констатировать сходство рассматриваемых распределений для нормальных и сейфертовских галактик.

Авторы признательны С. И. Неизвестному за предоставление фотометрических данных для галактик Маркаряна до публикации.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР,

Крымская лаборатория Государственного астровомического института им. П. К. Штернберга

# SURFACE BRIGHTNESS DISTRIBUTIONS IN SEYFERT GALAXIES. II. MULTIAPERTURE PHOTOMETRY

## V. L. AFANAS'EV, V. T. DOROSHENKO, V. YU. TEREBIZH

Photoelectric surface brightness distributions are calculated using multiaperture photometry in B in 10 normal and Seyfert galaxies of the sample discussed in the our first paper. A comparison of surface

#### ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ ГАЛАКТИК СЕЙФЕРТА. II

brightness profiles from photoelectric scans along the major axis with those of multiaperture photometry shows that the latter are accurate within about 0<sup>m</sup>2/sq. arc sec for galaxies with low or moderate inclination. No statistical significant differences were found between the color indexes of the central regions of normal and Seyfert galaxies.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Афанасьсв. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 24, 333, 1986.

- 2. B. C. Whitemore, R. P. Kirshner, Astron. J., 87, 501, 1982.
- 3. S. M. Kent, Astrophys. J. Suppl. Ser., 56, 105, 1984.
- 4. S. Okamura, Publ. Astron. Soc. Jap., 30, 91, 1978.
- 5. G. F. Benedict, Astrophys. J., 87, 76, 1982.
- 6. G. Alcaino, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 26, 261, 1976.
- 7. D. Griersmith, Astron. J., 85, 789, 1980.
- 8. G. de Vaucouleurs, Astrophys. J. Suppl. Ser., 5, 233, 1961.
- 9. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Mem. Roy. Astron. Soc., 77, 1, 1972.
- 10. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Astron. J., 83, 1331, 1978.
- 11. M. R. Green, K. L. Dixon, Observatory, 98, 166, 1978.
- 12. G. Wegner, Astrophys. and Space Sci., 60, 15, 1979.
- 13. H. A. Dottory, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 37, 519, 1979.
- 14. T. Boroson, Astrophys. J. Suppl. Ser., 46, 177, 1981.
- 15. R. P. S. Stone, Astrophys. J. Suppl. Ser., 48, 395, 1982.
- 16. W. G. Tifft, Astron. J., 74, 354, 1969.
- 17. D. Griersmith, A. R. Hyland, T. J. Jones, Astron. J., 87, 1106, 1982.
- 18. B. E. Westerlund, J. V. Wall. Astron. J., 74, 335, 1969.
- 19. M. F. Walker, Astrophys. J., 151, 71, 1968.
- 20. A. Sandage, Astrophys. J., 183, 711, 1979.
- 21. M. G. Smith, D. W. Weedman, H. Spinrad, Astrophys. Lett., 11, 21, 1972.
- 22. Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, Астрон. циркуляр, № 481, 2, 1968.
- 23. M. V. Penston, M. J. Penston, R. A. Selmes, E. E. Becklin, G. Neugebauer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 357, 1974.
- 24. S. L. O'Dell, J. J. Puschell, W. A. Stein, J. W. Warner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 267, 1979.
- 25. E. E. Khachikian, D. W. Weedman, Astrophys. J., 192, 581, 1971.
- 26. G. J. MacPherson, Publ. Astron. Soc. Pacif., 84, 392, 1972.
- 27. J. E. Penfold, Mon. Notic. Roy. Astron Soc., 186, 297, 1979.
- 28. А. В. Засов, В. М. Лютый, Астрон. ж., 50, 253, 1973.
- 29. D: W. Weedman, Astrophys. J., 203, 6, 1976.
- 30. А. В. Засов, В. М. Лютый, Письма в Астрон. ж., 7, 459, 1981.
- 31. С. И. Неизвестный, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 1985 (в печати).
- 32. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Texas Univ. Press, Austin & London, 1976.
- 33. А. С. Шаров, В. М. Лютый, Астрон. ж., 57, 449, 1980.

435

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.45NGC7674-355

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТУРОВ ЯРКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИИ В ЯДРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 533

В. А. ЛИПОЗЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА, О. А. ДОБРОДИЙ Поступила 18 декабря 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

Методом гауос-анализа изучены контуры ярких эмиссионных линий в ядре сейфертовской галажтики Маркарян 533 по слектрам, полученным на БТА в 1977 и 1981 гг. Выделены голубые компоненты у линий [O III], Не II. Н3. Н2. смещенные на — 800 км/с и — 1500 км/с относительно центральных компонентов. Показано, что высокосскоростной газ расположен бляже к источнику ионизации, чем область излучения центральных компонентов. Отмечена переменность контянуума ядра Маркарян 533 к заподоврена переменность голубых компонентов Н3 к Н2.

1. Введение. Галактика Маркарян 533 = NGC 7674 была впервые отнесена Маркаряном и Липовецким [1] к галактикам с ультрафиолетовым континуумом. Ее фотографическая звездная величина по Цвикки составляет  $m_{pg} = 13^m$ 6, что при  $z_o = 0.0295$  [2] и H = 75 км/с Мпк соотьегствует абсолютной звездной величине  $M_{pg} \sim -22^m$ 1. Ее морфологический тип — Sbc. У Маркарян 533 имеется спутник, расположенный в 40″ к востоку от ядра; лучевая скорость спутника на 146 км/с больше, чем у ядра галактики.

Маркарян 533 уверенно отнесена к типу Sy 2 Афанасьевым и др. [3], при этом отмечалось наличие очень широких асимметричных голубых крыльев у эмиссионных линий [O III] и Н<sub>β</sub>.

В 1981 г. Шадером и Остерброком [4] были опубликованы результаты спектрофотометрии ядра этой галактики по наблюдениям на 3-м телсскопе Ликской обсерватории с диссекторным сканером в диапазоне  $\lambda\lambda$  3500—7000 А и разрешением ~ 10 А. Эти авторы также обнаружили широкие голубые крылья у эмиссионных линий [O III], He II, H<sub>3</sub>, [O I]. Однако они отметили, что профили линий [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 и, возможно, [O II]  $\lambda$  3727 симметричны.

В данной работе детально анализируются контуры эмиссионных линий He II, [O III], H<sub>3</sub>, H<sub>4</sub> + [N II], [S II] по спектрам, снятым на БТА с интервалом в 4 года (1977, 1981), с целью изучения спектральной переменности и наличия компонентов.

2. Наблюдения. Спектры ядра галактики Маркарян 533 получены в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 в октябре 1977 г. с дисперсией 45 А/мм (разрешение ~ 3 А, диапазоны  $\lambda\lambda$  4700—5400 А, 6400—7100 А) и в ноябре 1981 г. с дисперсией 92 А/мм (разрешение ~ 5 А,  $\lambda\lambda$  4200—6100, 5600—7400 А). Ширина инструментально-го контура на половине интенсивности составляет ~ 250 км/с и ~ 450 км/с для вышеуказанных дисперсий, соответственно. Щель при наблюдениях равнялась ~ 1."2.

Для получения кривой реакции системы в тех же условиях снимались спектры стандартных звезд BD + 25°3941 или Feige 15 [5]. Спектрограммы записаны на автоматическом микроденситометре с цифровым выходом с шагом 0.01 мм и обработаны на ЭВМ по программе вкспрессной обработки спектров галактик [6, 7].

3. Результаты. В спектрах ядра Маркарян 533 наблюдаются яркие эмиссионные линии H<sub>1</sub>, [O III]  $\lambda$  4363, He II  $\lambda$  4686, [O III]  $\lambda$  4959, 5007, He I  $\lambda$  5876, [O I]  $\lambda\lambda$  6300, 6364, H<sub>a</sub> + [N II], [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731, слабые линии [Fe VII]  $\lambda$  5159, [N I]  $\lambda$  5199 и [N II]  $\lambda$  5755, а также линии поглощения Mg Ib, G-полоса и Na I D. Результаты спектрофотометрии опубликованы ранее Шадером и Остерброком [4]. Полученные нами наблюдаемые относительные интенсивности ярких линий близки к значениям у этих авторов. Наблюдаемый континуум ядра Маркарян 533 в диапазоне длин волн  $\lambda\lambda$  4200—7400 следует степенному закону  $F_{\gamma} \sim \gamma^{-\alpha}$ , с  $\alpha \sim 2.6 \pm 0.3$ .

Наблюдаемые контуры ярких вмиссионных линий He II, [O III], H<sub>β</sub>, H<sub>α</sub> асимметричны с голубым крылом  $\sim$  в 2 раза более длинным, чем красное крыло ( $\sim$  1900 км/с и 900 км/с, соответственно).

Наблюдаемые отношения эквивалентных ширин синего крыла к красному ( $W_o/W_{xp}$  — мера асимметрин) составляют ~ 2.5 у [O III], Не II и ~ 1.6 у На. Профили [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 симметричны и каждая линия хорошо представляется гауссианой с полной шириной на половине интенсивности ~ 400 км/с.

Мы проанализировали контуры эмиссионных линий He II, [O III], H<sub>g</sub>, H<sub>a</sub> + [N II] в предположении, что они состоят из нескольких компонентов, каждый из которых представляется гауссианой. При разделенни бленды H<sub>a</sub> + [N II] предполагалось, что каждая линия азота [N II] представляется одиночным гауссовым контуром и принималось теоретическое отношение интенсивностей линий  $I(\lambda 6583)/I(\lambda 6548) = 2.9$ . На рис. 1—4 приведены наблюдаемые теоретические контуры эмиссионных линий, а также пунктиром показаны разности после вычитания теорегических значений интенсивностей из наблюдаемых. Эмиссионные линии He II, [O III], H<sub>3</sub>, H<sub>2</sub> имеют центральный компонент и смещенный на —  $800 \div$  — 900 км/с от центрального пика яркости голубой компонент (компонент I). На высокодисперсионных спектрах 1977 г. у [O III] и H<sub>a</sub> выделяется II голубой компонент, смещенный на — 1500 км/с от центрального. Он слабее I компонента ~ в 2 раза у [O III] и ~ в 3 раза у H<sub>2</sub>. Полная ширина компонентов на половине интенсивности ~ 650 км/с, а на нулевой интенсивности (уровень непрерывного спектра) ~ 1500 км/с.



Рис. 1. а — сплошная ления — наблюдаемые контуры [O III] и Нр в 1977 г.; пунктир — остаток после вычитания теоретических контуров из наблюдаемых. b, с теоретические контуры Нр, [O III]  $\lambda$  4959; I, II — голубые компоненты, смещенные относительно центральных на — 800 км/с и — 1500 км/с, соответственно.

Отметим, что наблюдаемая линия  $H_{\alpha}$ , полученная после исключения линий [N II], хуже представляется гауссианами, чем другие линии; остаточные интенсивности в некоторых случаях превышают  $3\sigma_I$  шумовой дорожки. При разделении на компоненты гауссианы подбирались путем варьирования параметров  $I_0$ ,  $\Delta \lambda_D$ , z так, чтобы остаточные интенсивности были минимальны при анализе по способу наименьших квадратов ( $I_0$  — интенснвность линии в центре,  $\Delta \lambda_D$  — ее доплеровская ширина, z — красное смещение).

В табл. 1 приведены отношения интенсивностей линий [O III]  $\lambda$  5007 и Не II к Н<sub>а</sub> и Н<sub>β</sub> для выделенных компонентов. У голубых компонентов интенсивности [O III] и Не II приблизительно в 2 раза больше по отноше-



Рис. 2. Наблюдаемые (а) и теоретические (b-d) контуры He II, H3, [O III] з 1981 г. Обозначения как на рис. 1.



Рис. З. а — наблюдаемые контуры Ha + [N II] в 1977 г.; обозначения как на рис. 1a. b — теоретические контуры Ha (сплошные линии) и [N II] — (пунктир). I, II — голубые компоненты.

-440

нию к H<sub>4</sub> и H<sub>3</sub>, чем у центральных компонентов. Это свидетельствует в пользу более высокой ионизации в области образования голубых компонентов, чем в области излучения центральных компонентов. Отсутствие голу-



Рис. 4. Наблюдаемые (а) и теоретические (b) контуры На и [N II] в 1981 г. Обозначения как на рис. 3.

бых компонентов у линий серы [S II] λλ 6717, 6731, а согласно [4], возможно, и у [O II], указывает, что голубые компоненты, вероятно, излучаются в более плотных областях, чем линии [S II].

Таблица 1

Относительные интенсивности	Дата	Центральный компонент		
тиний		$(\Delta V = 0 \text{ km/c})$	(	(
[Ο III] λ 5007/Hβ	31.10.1977 25.11.1981	6.3 7.8	88: 20	
[O III] λ 5007/H <sub>α</sub>	31.10.1977 25.11.1981	2.2 2.0	3.7 4.2	5.4
Ho II/Hβ Ho II/Hα	25.11.1981 25.11.1981	0.35 0.08	0.8 0.17	1.77 200

В табл. 2 приведены наблюдаемые эквивалентные ширины линий *W*, а также эквивалентные ширины H<sub>a</sub> и [N II] после разделения линий азота. В последней строке таблицы даны отношения эквивалентных ширин, полученные по спектрам 1977 г., к таковым в 1981 г. Наблюдаемые эквивалентные ширины всех линий уменьшились в 1981 г. в ~ 1.7 раза по сравнению 2—371 с 1977 г., при этом соответствующие относительные интенсивности линий практически не изменились. Это скорее всего указывает на возрастание уровня континуума в 1.7 раза в 1981 г. по сравнению с 1977 г.

Таблица 2

	Эквивалентные ширины W. (А)								
Дата	Η <sub>β</sub> [Ο ΙΙΙ] λ 4		1959 [O I] λ 6300	$ H_{\alpha}+[N\ II]$	Ha	[N II] 7 6548			
31.10.77	60.5	220.6	14	428.5	-241	47.5			
25.11.81	33.2	132	8.2	261.2	142	29.5			
Ψ <sub>λ</sub> (1977)/(1981)	1.8	1.7	1.7	1.64	1.7	1.6			
-	-								
	Дата		[N II] λ 6583	[S II] λ 6717	_				
	31.10.	77	140	26					
	25.11.81 ₩λ (1977)/(1981)		90	. 15.4	. 15.4				
			1.6						
		1			_				

В табл. 3 даны эквивалентные ширины выделенных компонентов  $H_\beta$ , [OIII]  $\lambda$  4959 и  $H_2$ . На спектрах 1977 г. у  $H_\beta$ -линии голубой компонент наблюдается на пределе обнаружения и выделяется крайне неуверенно. ( $W_\lambda \sim 2 A$ ). Однако на спектрах 1981 г. голубой компонент виден уверенно и имеет эквивалентную ширину  $W_\lambda \sim 5 A$ , т. е.  $W_\lambda$  увеличилась прибливительно в 2 раза. В то же время эквивалентная ширина аналогичного голубого компонента  $H_\alpha$  уменьшилась  $\sim$  в 2 раза. Из-за этого бальмеровский декремент существенно изменился (( $I(H_\alpha)/I(H_\beta) \sim 20$  в 1977 г. и  $\sim 5$  в 1981 г.). Возможно, голубые компоненты  $H_\beta$ ,  $H_\alpha$  переменны. Этот факт несомненно интересен и требует подтверждения.

Таблица З

1	Эквивалентные ширины Wi (А)								
дата	Нβ (І <sub>комп.</sub> )	[O III] (I <sub>комп.</sub> )	O III] (II, NONT.)	$H_{\alpha}(l_{\text{gomm.}})$	H2 (II KOMIL.)				
31.10.77	2	58.4	.30.8	47.1	16.6				
· 25.11.81	5	34.2	17.9	22.8	-				
_/₩λ(1981)	0.4	1.7	1.7	2					

Отметим, что эквивалентные ширины голубых компонентов [O III] уменьшились в 1.7 раза, как и у всей наблюдаемой линии [O III] (см. табл. 2), что указывает на отсутствие у них переменности в интервале ~ 4 года (промежуток между нашими наблюдениями). Учитывая это, можно оценить, что голубые компоненты [O III] излучаются на расстоянии  $R \gtrsim 1.3$  пк от ядра.

4. Выводы. а) В ядре Маркарян 533 у эмиссионных линий [O III], Не II, Нр, Н. при гаусс-анализе контуров выделены голубые компоненты, смещенные на — 800 км/с и — 1500 км/с относительно центральных компонентов. Полные ширины компонентов на половине интенсивности и на нулевой соответственно равны ~ 600 и 1500 км/с.

6) Высокоскоростной газ расположен ближе к источнику ионизации, чем область излучения центральных компонентов и, вероятно, имеет более высокую плотность. В случае [O III] эти компоненты расположены на расстоянии  $R \gtrsim 1.3$  пк от ядра. У голубых компонентов  $H_{\beta}$  и  $H_{\alpha}$  можнозаподозрить переменность.

в) Континуум ядра Маркарян 533, по-видимому, переменен не менее, чем на 0<sup>m</sup>6. Отметим, что по данным электрофотометрии в U, B, V цветах [8] ядро Маркарян 533 действительно оказалось переменным.

Для подтверждения полученных результатов и детального анализа кинематики и физических условий газовой составляющей ядра необходимы как спектральные наблюдения с высокой фотометрической точностью и высоким спектральным разрешением, так и фотометрические наблюдения.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

# A STUDY OF PROFILES OF BRIGHT EMISSION LINES IN THE NUCLEUS OF THE SEYFERT GALAXY MARKARIAN 533

#### V. A. LIPOVETSKIJ, A. I. SHAPOVALOVA, O. A. DOBRODIJ

The profiles of the bright emission lines in the nucleus of the Seyfert galaxy Markarian 533 have been studied by the gauss-analysis method from the spectra obtained at BTA in 1977 and 1981. The blue components are found in the lines [O III], He II, H<sub>β</sub> H<sub>α</sub>, shifted by— — 800 km/s and — 1500 km/s relative to the central components. It has been shown that the high velocity gas is situated nearer to the ionization source than the emission region of the central components. Continuum variability of the Markarian 533 nucleus is noted and the variability of the blue components H<sub>β</sub> and H<sub>α</sub> is suspected.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизнка, 9, 487, 1973.
- 2. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чузаев, Астрофизика, 10, 483, 1974.
- 3. В. Л. Афанасься, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрон. циркуляр. № 1039, 1, 1979; Астрофизика, 16, 193, 1980.
- 4. J. M. Shader, D. E. Osterbrock, Astrophys. J., 250, 55, 1981.
- 5. R. P. S. Stone, Astrophys. J., 193, 135, 1974.
- 6. В. Л. Афанасься, А. Л. Щербановский, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 16, 25, 1977.
- 7. А. И. Шаповалова, А. Л. Шербановский, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР. 22, 49, 1978; 25, 55, 1979.
- 8. С. И. Неизвестный, Известня Спец. астрофиз, обсерв. АН СССР (Астрофиз. исследования), 24, (в печати), 1986.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.7—17

# СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАБЛЮДАЕМЫХ КРАТНЫХ СИСТЕМ. І. КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ ГАЛАКТИК

# С. А. МАЛЫХ, В. В. ОРЛОВ Поступила 30 мая 1985 Принята к печати 20 января 1986

Предложен метод статистического изучения конфигураций кратных систем, позноляющий судить о их статических и динамических свойствах; сжатие или вытянутость, нерархичность, кольцеобразность структуры, вращения и т. д. Метод применен для исследования выборки из 100 изолированных компактных групп галактик списка П. Хиксона. Показано, что группы имеют тенденцию к вытянутость. Их оредняя вндимая сферичность равна приблизительно 0.4. Исрархичность структуры не обнаружена.

Кратные системы гравитационно связанных и/или имеющих генетическую общность объектов в разные моменты времени имеют различные видимые конфигурации. Одной из задач исследования втих систем является оценка их конфигурационных характеристик, таких, как сжатие, иерархичность, изогнутость, кольцеобразность. Подобные оценки, если они получены для достаточно большого числа однородных систем и статистически значимы, позволяют делать определенные выводы о динамике и прсисхождении рассматриваемого класса систем.

Оценка конфигурационных характеристик может производиться при помощи некоторого параметра (или нескольких параметров), вычисляемого по измеренным расстояниям между объектами группы и от группы к группе изменяющегося как случайная величина.

В настоящей работе исследуются тенденции к сжатию и иерархичности групп, состоящих из  $n \ge 3$  объектов. Вводятся безразмерные конфилурационные параметры С и В, характеризующие эти особенности структуры:

1) Величина C — среднее значение суммы квадратов синусов углов всевозможных треугольников, образованных членами системы. Если *п* точек лежат на одной прямой («цепочка»), то C = 0; если точки находятся

в вершинах равносторонних треугольников, то C = 9/4 (это значение может достигаться при n = 3).

2) Параметр В — вариация квадратов попарных расстояний г<sub>1</sub> в группе, определяемая выражением

$$B = \frac{2}{n(n-1)} \sum_{i=2}^{n} \sum_{j=1}^{i-1} (r_{ij}^2 - A)^2 / A^2, \qquad (1)$$

где

$$A = \frac{2}{n(n-1)} \sum_{i=2}^{n} \sum_{j=1}^{i-1} r_{ij}^2$$
(2)

٠

(4)

есть структурный параметр, введенный в работе Т. А. Агекяна [1]. Минимум величины B достигается в случае правильного *п*-угольника, его значение равно  $\frac{n-3}{2n}$ ; величина B возрастает с увеличением иерархичности структуры: если система состоит из двух разделенных подгрупп числеиностью *m* и *n*—*m* объектов и расстояния между членами каждой из подгрупп равны нулю, то значение

$$B = \frac{n(n-1)}{2m(n-m)} - 1.$$
 (3)

Максимум величины В достигается при m = 1, его значение равно n/2 - 1.

Предлагается следующий алгоритм для выяснения реальности и оценок среднего видимого сжатия систем, а также иерархичности структуры:

1) Для выборки из N однородных систем (скажем, кратных звезд или галактик и пр.), содержащих по n объектов, вычисляются средние значения и среднеквадратичные отклонения параметров C и B (при  $N \gtrsim 10^3$ целесообразно также вычислять моменты более высокого порядка и строить функции распределения).

2) Полученные средние значения  $\overline{C}$  и среднеквадратичные отклонения  $\sigma_c$  сопоставляются с математическими ожиданиями MC и стандартами  $\sqrt{DC}$ , получающимися при случайном равномерном распределения л точек в круге единичного радиуса, когда сжатие и иерархичность структуры отсутствуют. Определяются уровни значимости уклонения  $\overline{C}$  от математического ожидания MC

$$Z = \frac{|MC - \overline{C}|}{\sqrt{DC}} \cdot \sqrt{N}.$$

При Z > 2 следует считать, что отклонение наблюдаемого распределения от равномерного не случайно. Вероятность противоположного события оценивается величиной

$$P(Z) = 1 - \Psi(Z), \tag{5}$$

где  $\Psi(Z)$  — интеграл вероятностей.

Системы проявляют тенденцию к сжатию в случае  $\overline{C} < MC$ .

3) Определяется среднее значение видимой сферичности  $\varepsilon$ . Для этого производится сравнение  $\overline{C}$  с математическими ожиданиями  $MC(\varepsilon)$  при равнораспределениях точек в эллипсах с отношениями полуосей, равными  $\varepsilon$ . Искомое значение  $\varepsilon$  принимается равным сферичности того эллипса, для которого  $MC = \overline{C}$ . Расхождение между наблюдаемым значением среднеквадратичного отклонения  $\sigma_C$  и стандартом  $\sqrt{DC}(\varepsilon)$  при случайном равнораспределении характеризует степень разброса видимых сжатий в группах объектов.

4) Оценивается нерархичность стружтуры. Наблюдаемое среднее значение параметра B (формула 1) сопоставляется с математическим ожиданием  $MB(\varepsilon)$  при равнораспределении n точек внутри вллипса, наиболее подходящего по степени сплюснутости. Сравнение производится в состветствии с пунктом 2). При  $\overline{B} > MB(\varepsilon)$ , вероятно, ямеет место иерархичность структуры. Если  $\overline{B} \approx MB(\varepsilon)$ , то наблюдаемое распределение конфигураций сходно с равномерным случайным. При  $\overline{B} < MB(\varepsilon)$  существует избыток кольцеобразных структур по сравнению со случайным распределением.

Изложенный метод в настоящей работе применяется для изучения выборки N = 100 изолированных компактных групп галактик, выделенных П. Хиксоном [2]. Метод отличается от метода, использованного П. Хиксоном и др. [3], и сообщает дополнительные результаты.

Средние значения и среднеквадратичные отклонения параметров С и В для систем различной кратности n из списка [2] помещены в табл. 1 (третий—шестой столбцы). В первом столбце таблицы указана кратность n, а во втором приведено число N групп данной кратности. Сопоставление с равномерным случайным распределением проводится отдельно только для выборок с n = 4, 5 и 6, так как число семи- и восьмикратных систем мало (N = 2 и 1).

Моменты равномерных случайных распределений определялись методом Монте-Карло для  $N = 10\,000$  систем с использованием датчика псевдослучайных чисел на ЭВМ. Математические ожидания MC и MB, а также стандарты  $V \overline{DC}$  и  $V \overline{DB}$  при равнораспределениях *п* точек в эллипсах со сферичностями є приведены соответственно в табл. 2 и 3 для n = 4, 5 и 6; значения є указаны в шапках таблиц. Табл. 2 показывает

п	N	Ē	σc	B	<sup>a</sup> B
4	64	1.091	0.515	0.554	0.222
5	25	1.279	0.425	0.554	0.200
6	8	1.218	0.219	0.655	0.136
7	2	0.850	0.334	0.934	0.488
8	1	1.409	-	0.929	-

ЛАННЫЕ НАБЛЮЛЕНИЙ

	-			- ^
~	n	3 91	 ~	- V.
•	υ.		 <b>.</b>	6
				_

Таблица 1

СЛУЧАЙНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА С

	n	1.0	0.8	0.6	0.5	0.4	0.3	.0.2	0.1	0.05
MC √DC	4	1.377	1.353	1.297 0.420	1.232	1.138 0.452	0. <i>993</i> 0.471	0.788 0.468	0.476 0.419	0.275 0.347
MC VDC	5	1.378 0.267	1.358 0.279	1. <i>296</i> 0.299	1. <i>229</i> 0.318	1.135	1.002	0.797 0.366	0.483 0.330	0.271
MC √DC	6	1.379	1.358	1.291 0.237	1.232 0.251	1.141	1.004	0.794	0.483	0.274

Таблица З

СЛУЧАЙНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА Е

1.111	n	1.0	0.8	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0.05
MB	4	0.460	0.470	0.505	0.535	0.576	0.635	0.697	0.756	0.778
<b>√</b> <i>DB</i>		0.188	0.188	0.189	0.188	0.183	0.174	0.157	0.142	0.139
MB	5	0.529	0.542	0.591	0.641,	0.703	0.777	0.853	0.934	0.95
VDB	work for	0.193	0.197	0.201	0.209	0.211	0.206	U.201	0.198	0.20
MB	6	0.564	0.584	0.649	0.709	0.781	0.871	0.971	1.049	1.073
VDB		0.181	0.189	0.201	0.216	0.220	0.221	0.227	0.233	0.236

убывание MC приблизительно в 5 раз при изменении сферичности от 1.0 до 0.05. При втом стандарт меняется не столь сильно, достигая максимального значения при  $\varepsilon \approx 0.2$ —0.3. Математическое ожидание MC не зави-

сит от кратности системы. Зависимость MB от сферичности эллипса более слабая, чем MC: при уменьшении с от 1.0 до 0.05 эта величина возрастает менее чем вдвое. Значение MB также растет с увеличением кратности системы.

Результаты сопоставления значений  $\overline{C}$ , полученных из наблюдений и при равнораспределении точек в круге ( $\varepsilon = 1$ ), представлены в табл. 4.

РАСПРЕДЕЛЕНИИ С							
n	C	$MC (\varepsilon = 1)$	Z	P (Z)	E		
4	1.091	1.377	5.8	6.10-7	0.37		
5	1.279	1.378	1.9	0.06	0.57		
6	1.218	1.379	2.3	0.02	0.48		
N == 100	1.146	1.377	1-2	-	0.41		

# СОПОСТАВЛЕНИЕ СЛУЧАЙНОГО И НАБЛЮДАЕМОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЙ С

В первом столбце таблицы указана кратность n; во втором — средниезначения  $\overline{C}$ , полученные для компактных групп галактик; в третьем столбце — математические ожидания MC при равнораспределениях в круте; в четвертом столбце приведены уровни значимости Z отклонений наблюдаемых распределений от случайных; в пятом — вероятности P(Z) тото, что имеющееся отклонение носит случайный характер; в последнем столбце помещены средние видимые сжатия  $\overline{\epsilon}$ , определенные линейной интерполяцией по табл. 2 (ближайшие значения MC в табл. 2 выделены курсивом). В последней строке табл. 4 представлены результаты для всех 100 компактных групп галактик.

Как видно из табл. 4, наблюдаемое распределение конфигураций рассмотренных компактных групп галактик с большой вероятностью отличается от равнораспределения: имеет место сжатие видимых структур. На группы галактик могут случайным образом проектироваться галактики фона, что должно приводить в среднем к большей равнораспределенности структур, поэтому полученные средние видимые сферичности являются верхними оценками.

В табл. 5 помещены результаты сравнения распределений параметра нерархичности B: а) наблюдаемое распределение; б) равномерное случайное распределение внутри вллипса, имеющего сферичность є, равную средней видимой сферичности, полученной из наблюдений для величины C. Обозначения табл. 5 аналогичны обозначениям табл. 4. Тенденции к иерархичности структуры не обнаружено; наблюдаемые значения B даже.несколько меньше математических ожиданий MB(≥) случайных распределений, что свидетельствует о некоторой антинерархичности структуры — .склонности к формированию кольцеобразных конфигураций.

	Таблица 5
сопоставление случайного и наблю	ДАЕМОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В	

n	Ē	<i>MB</i> (:)	Z	P (Z)	e E
4	0.554	0.597	1.9	0.06	0.37
5	0.554	0.606	1.3	0.19	0.57
6	6.655	0.723	0.9	0.37	0.48

Так как наблюдаемое сжатие компактных групп галактик с большой вероятностью не случайно, встает вопрос о его физической интерпретации. Можно предложить, по крайней мере, две гипотезы: 1) Компактные группы — вращающиеся системы (сфероиды) либо плоские «блины»; 2) Группы галактик сравнительно недавно сформировались в волокнах или жгутах межгалактической материи и сохранили следы вытянутости их родительской структуры.

Первая точка эрения обсуждается в работе Р. А. Варданяна и Ю. К. Мелик-Алавердяна [4], авторы которой считают, что видимую асимметрию групп галактик можно объяснить, полагая, что они являются эллипсоидами вращения со средней истинной сферичностью <sup>е</sup>, не превосходящей 0.1. Считая группы галактик эллипсоидами вращения, можно перейти от средней видимой сферичности <sup>е</sup> к средней истинной сферичности <sup>е</sup>, используя формулу, полученную из уравнения К. В. Каврайской [5] в работе Т. А. Агекяна и Н. И. Сумзиной [6]

$$\overline{\epsilon_*^2} = \frac{3}{2} \overline{\epsilon_*^2} - \frac{1}{2} \tag{6}$$

в предположении о равновероятной ориентации сферондов в пространстве. Приняв согласно данным табл. 4  $\sqrt{e^3} \approx 0.41$ , получаем  $\overline{e^2} = -0.25$  для 100 групп галактик, что противоречит гипотезе о сплюснутости всех групп галактик. Отметим, однако, что вто нижняя оценка, так как не учтена дисперсия видимых сжатий  $\sigma^2$ . Разброс видимых сжатий реален, так как наблюдаемое значение  $\sigma_c$  в среднем несколько больше, чем  $\sqrt{DC}$  при случайном распределении, как видно из сопоставления табл. 1 и 2. Все-таки полученный результат  $\overline{e^2} < 0$  наводит на мысль о том, что среди комлактных групп существуют и вытянутые образования.

#### СТРУКТУРА КРАТНЫХ СИСТЕМ. І

В случае 2) группы галактик можно аппроксимировать вытянутыми сфероидами, для которых должно выполняться соотношение, установленное Т. А. Агекяном в Н. И. Сумзиной [6]

$$\overline{\epsilon_{\bullet}^2} = \overline{\epsilon^3}.$$
 (7)

Подставляя в (7)  $\sqrt[3]{\overline{\epsilon^3}} \approx 0.41$ , получаем  $\overline{\epsilon^2} = 0.07$  и оценку средней истинной сферичности  $\overline{\epsilon_*} \approx \sqrt{\overline{\epsilon^2}} = 0.26$ .

Отсутствие видимой исрархичности структуры компактных групп галактик свидетельствует в пользу молодости втих объектов, а определенную тенденцию к кольцеобразности можно объяснить присутствием в группах поглощающей материи (см. [7]). Результаты настоящей работы не противоречат идеям К. Ф. Огородникова [8] об образовании галактик группами в плазменных жгутах.

Ленинградский государственный университет

# THE STATISTICAL INVESTIGATION OF A STRUCTURE OF OBSERVED MULTIPLE SYSTEMS. I. COMPACT GROUPS OF GALAXIES

# S. A. MALYKH, V. V. ORLOV

A method for the statistical study of multiple system configurations is proposed permitting us to judge their static and dynamic properties: oblation or prolation, hierarchy, ring-like structure, rotation etc. The method has been applied for the investigation of a sample of 100 isolated compact galaxy groups from the Hickson list. It has been shown that the groups have a prolate tendency. Their mean apparent sphericity is equal to approximately 0.4. The hierarchy of the structure has not been discovered.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Т. А. Азекян, Вестя. ЛГУ, № 19, 77, 1982.
- 2. P. Hickson, Astrophys. J., 255, 382, 1982.
- 3. P. Hickson, Z. Ninkov, J. P. Huchra, G. A. Mamon, in: "Clusters and Groups of Galaxies", Trieste, 1983, I. 367.
- 4. Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Астрофизика, 14, 195, 1978.
- 5. К. В. Каврайская, Вестн. ЛГУ, № 1, 148, 1958.
- 6. Т. А. Алекян, Н. И. Сумзина, Астрофизика, 3, 545, 1967.
- 7. P. S. Wesson, Astrophys. J. Lett., 19, 127, 1978.
- .8. К. Ф. Огородников, Докл. на семянаре по звездной динамике в ЛГУ, 1981.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.45

# ПАРАДОКС РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

# Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 16 вюля 1985 Принята к печати 20 января 1986

Благодаря явлению сверхчувствительности, рассмотренному в первом разделе работы, богатые скопления почти все должны располагаться в окнах межзвездной среды. Именно повтому зависимость избытков цвета ярчайших членов от галактической широты слаба, а плотность числа далеких скоплений в окрестности близких повышена. Изучается раопределение по небу и в пространстве 702 богатых скоплений с z < 0.2 и  $b > 40^{\circ}$ . Хотя формальное применение метода ковариационных функций и дает четкое указание на существование кратных скоплений, дальнейший анализ не подтверждает втого. Впервые описан механизм, посредством которого неравномерное межзвездное ослабление приводит к завышению ковариационной функция при переходе ко все болес близким скоплениям. Наличие такого механизма снимает решающий аргумент против определяющей роли межзвездного ослабления и неоднородности данных в статистике скоплений.

1. Введение. При изучении распределения галактик и их скоплений в пространстве широко применяются ковариационные функции, в дальнейшем для краткости называемые К-функциями. Метод К-функций имеет очевидное преимущество перед субъективным методом анализа, когда выводы о существовании сверхскоплений, ячеистых структур и т. п. получают при рассмотрении карт распределения галактик. Такие карты обычно составлены по неполному, искаженному наблюдательной селекцией материалу для специально отобранных областей неба или пространства.

Использование К-функций не освобождает от необходимости тщательного учета различных потрешностей. Но на первых порах они были плохо изучены, некоторые даже не известны. Характерно, что сразу же было получено неплохое согласие с результатами применения субъективного метода. И убеждение в реальном существовании сверхскоплений галактик получило широкое распространение. Однако в [1] приведен аргумент в пользу того, что в случае Ликских подсчетов галактик ярче 19<sup>m</sup> угловая К-функция определяется на расстояниях, больших 0.4°, не свойствами скоплений или сверхскоплений, а флуктуациями в межзвездном ослаблении. Следует учесть, что Ликские подсчеты [2] до настоящего времени остаются непревзойденным по надежности и богатству источником данных о видимом распределении галактик.

Хотя упомянутый аргумент еще не опровергнут, существует косвенное свидетельство против его справедливости: при переходе к пространственным К-функциям признаки существования сверхскоплений не исчезают. Одна из задач втой заметки заключается в изложении механизма воздействия неравномерного межзвездного ослабления и на вид пространственной К-функции, построенной для скоплений галактик.

Здесь очень важно существование парадокса, на который мы впервые обратили внимание в [3]: вероятность выполнения условия, при котором видимое сгущение галактик на небе может считаться богатым скоплением, сверхчувствительна к любым отклонениям условий наблюдений от стандартных. Все дело в том, что функция распределения чисел галактик п, наблюдаемых в одинаковых областях неба, очень быстро убывает при возрастании величины п, а скопление, как известно, выделяется наблюдателем только в том случае, когда л достаточно велико. Например, в случае Ликских подсчетов и областей 1° × 1° вероятность выполнения условия  $n > n_*$  при  $n_* \ge 100$  пропорциональна  $n^{-5.5}$ . Допустим, что при отсутмежэвездного ослабления скопление всегда будет выделено при СТВИИ n > n. Тогда, если пренебречь колебаниями в численности галактик фона, число выделенных (вошедших в каталог) скоплений окажется пропорциональным величине 7-5.5. Но из-за межэвездного ослабления числа п заменяются на  $\xi_n$ , где  $\xi < 1$ . Теперь скопления выделяются только в тех областях, в которых первоначальное число галактих (до введения ослабления) было больше величины п/٤. Значит общее число замеченных скоплений уменьшится в  $\xi^{-5.5}$  раз. Отсюда и вытекает важный вывод: каталожные скопления распределены по небу так, как если бы межзвездное ослабление в каждом направлении (в звездных величинах) мы увеличили. в 5-6 раз!

Ниже мы приводим новые оценки, которые подтверждают решающее значение для статистики скоплений неравномерного межзвездного ослабления и изменчивости условий наблюдений от пластинки к пластинке.

2. Ковариационные функции. Физический смысл пространственной. К-функции ясен из равенства:

$$\xi(r) = \rho(r)/\rho, \qquad (1)$$

где  $\rho(r)$  — плотность числа спутников на расстоянии r от объекта и.  $\rho$  — общая плотность. Пусть  $w(\vartheta)$  — угловая *К*-функция. Тогда

$$w\left(\vartheta\right) = \lambda\left(\vartheta\right)/\lambda,\tag{2}$$

455.

где  $r(\vartheta)$  — поверхностная плотность числа спутников данного объекта на угловом расстоянии  $\vartheta$  и  $\lambda$  — общая поверхностная плотность.

Эначения К-функций не чувствительны к степени неполноты выборки. Например, если мы будем изучать только каждый второй объект, то величины  $\rho(r)$ ,  $\rho$ ,  $\lambda(\vartheta)$  и  $\lambda$  уменьшатся в два раза, а отношение не изменится. Но важно, чтобы степень неполноты не зависела от области и расстояния.

Обозначим п и п' числа объектов в двух элементарных площадках неба на расстоянии в друг от друга. Весьма полезны следующие равенства:

$$\langle nn' \rangle / \langle n \rangle^2 - 1 = \langle w(\theta) \rangle$$
 (3).

И

$$\frac{\sigma^{2}(n)-\langle n \rangle}{\langle n \rangle^{2}} = \langle w(0) \rangle_{0}, \qquad (4)$$

где в  $\langle w(\vartheta) \rangle$  усреднение выполнено по всевозможным угловым расстояниям между объектами из первой и второй площадок, а в  $\langle w(\vartheta) \rangle_0$  по всевозможным расстояниям между объектами внутри одной и той же площадки;  $\sigma^2(n)$  — дисперсия. Аналогичные равенства справедливы для пространственной К-функции, лишь площадка заменяется влементарным объемом.

Приведем еще одно полезное соотношение. Рассмотрим квадратную площадку неба  $a \times a$ и разделим ее на две одинаковые прямоугольные области. Пусть  $n_1$  и  $n_1 -$ числа объектов в этих областях. Тогда

$$2[u(a)-1]/\langle n_1+n_2\rangle = \langle w(\vartheta)\rangle_1 - \langle w(\vartheta)\rangle_2, \qquad (5).$$

где

$$u(a) = \frac{\langle (n_1 - n'_1)^2 \rangle}{\langle n_1 + n'_1 \rangle}$$

Эдесь в  $\langle w(\vartheta) \rangle_1$  усреднение выполняется по всевозможным парам объектов из одного и того же прямоугольника, а в  $\langle w(\vartheta) \rangle_2$  — пообъектам из первого и второго прямоугольников. Применение равенства (5) позволяет полностью исключить влияние изменчивости условий наблюдений от пластинки к пластинке. Если К-функция имеет вид

$$w(\vartheta) = C\vartheta^{-\alpha}, \tag{6}$$

$$\langle w(\vartheta) \rangle_1 - \langle w(\vartheta) \rangle_2 = \beta C a^{-1},$$
 (7)

где  $\beta = 1.4$  при  $\alpha = 0.8$  и  $\beta = 2.0$  при x = 1.0. Заметим еще, что

$$\langle w(\vartheta) \rangle_0 = \frac{\langle s \rangle - 1}{\langle n \rangle},$$
 (8)

где

$$\langle s \rangle = \sum_{s=1}^{s_{\max}} s\varphi(s)$$
 (9)

в ф (s) — вероятность вхождения объекта в скопление с числом членоз S внутри влементарной области.

3. Анализ данных наблюдений. А. Вводные замечания. Для богатых скоплений, выделенных Эйбеллом, К-функция изучалась в [4] и менее подробно в [5]. На более ранних исследованиях останавливаться не будем. В [4 и 5] подтверждено существование кратных скоплений. С другой стороны, в [3] оценка средней кратности по величине  $\chi^2$  (она применяется в критерии согласия Пирсона), рассчитанной при сравнении наблюдаемого раопределения скоплений по хаббловским расстояниям с логнормальным распределением, привела к значению  $\langle s \rangle \approx 1$ .

Согласно [4] угловые и пространственные К-функции прекрасно согласуются друг с другом. Но в [4] полностью игнорировано влияние на вид угловой К-функции изменчивости условий наблюдений и неравномеоности межзвездного ослабления. Между тем, важная роль этих эффектов показана еще в [6], а в [3] было отмечено явление сверхчувствительности. Повтому найденное в [4] взаимное соответствие угловых и пространственных К-функций следует рассматривать и как свидетельство против реальности имеющихся данных о пространственных К-функциях.

Б. Оценки красных смещений. Примерно для половины всех скоплений красные смещения z определены по не более чем трем ярчайшим членам. Вероятность встретить среди них галактики фона и тем самым допустить грубую ошибку в определении величины z достаточно велика. Это видно из табл. 1, в которой старые оценки величины z достаточно велика. Это видно из табл. 1, в которой старые оценки величины z ло данным [7], когда использовалось не более трех галактик, сравниваются с более поэдними определениями ( $z_0$ ) по значительно большему числу галактик. Мы использовали при этом опубликованные данные многих авторов. Стандарт величины  $\varepsilon = \lg z - \lg z_0$  равен 0.162.

В каталоге [8] приводятся косвенные оценки величины z для всех (почти 1900) скоплений из статистической выборки Эйбелла. Они выдедены по данным об утловых диаметрах скоплений и звездных величинах

456

## ПАРАДОКС РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

ярчайших и десятых по блеску членов. Мы встретились с неожиданным явлением: косвенные оценки в [8] точнее прямых определений по 1—3 ярчайшим галактикам. Это видно из табл. 2, в которой даны стандарты величины  $s' = \log z - \log z_0$ , где z'— оценка по [8] и  $z_0$ — результат непо-

	Красное смещение				
Скопление	Старов	Новое			
A 246	0.0700	0,0753			
514	0.0353	0.0697			
779	0.0215	0.0226			
1216	0.0237	0.0524			
1783	0.0372	0.0776			
1795	0.0631	0.0620			
1904	0.0723	0.0708			
2142	0.0911	0.0903			
2152	0.0440	0.0343			
2301	0.0513	0.0874			
2440	0.0567	0.1127			
2589	0.0440	0.0414			

Таблица 1

средственного определения по N-галактикам. В таблицу включены только те скопления, которые могли попасть в выборку [5], то есть с z' < 0.08. Полагая, что при  $N \ge 10$  величина  $z'_0$  уже имеет пренебрежимо малую погрешность, получаем, что средняя ошибка косвенной оценки величины z в [8] составляет 0.066 в lg z. Это значительно меньше, чем приведено в той же таблице для случая N = 1 + 3.

	Таблица				
нисло измерен- имх галактик	Число скопленяй	σ (ε')			
>10	25	0.066			
4-9	13	0.094			
1-3	34	0.149			

Следовательно, каталог [8] заслуживает того, чтобы его обширные данные были использованы при изучении пространственного распределения галактик.

В. Распределение скоплений по небу. Вазобыем область неба — 18.25° ≤ δ < 70° на равновеликие влементарные области 3—371 по 99  $\square^{\circ}$  кругами  $\alpha = \text{const}$ ,  $\delta = \text{const}$ . Отбросим все влементарные области (в. о.) с галактической широтой центров  $|b| < 40^{\circ}$ . Оставшиеся 73 в. о. содержат 702 богатых скопления с z < 0.2 из статистической выборки Эйбелла и включенных в каталог [8]. В указанных в. о. в интершалах значений z < 0.10 (I), 0.10—0.15 (II) и 0.15—0.20 (III) обнаружено соответственно 127, 231 и 344 скопления.

Пусть *п* — число скоплений в данной э. о. и в данном интервале значений *z* (I, II или III). Введем величину

$$\langle s \rangle = \sigma^2(n) / \langle n \rangle,$$
 (10)

где  $\sigma^{2}(n)$  и  $\langle n \rangle$  — дисперсия и среднее значение величины n по всем э. о. Если пренебречь неравномерным межзвездным ослаблением и неоднородностью данных, то величину  $\langle s \rangle$  можно рассматривать в качестве средней кратности скоплений. Эначения  $\langle s \rangle$  приводятся в табл. 3. Исключая данные последнего столбца, получаем среднее значение, равное 1.97  $\pm$  0.17.

				I donuga J			
Интервал	Интервал красных смещений z.						
шярот  6	<0.10	0.10-0.15	0.15-0.20	<0.20			
40°-49.9°	1.98	1.78	2.85	3.25			
50°—59.9°	2.07	2.24	1.60	4.00			
60°—69.9°	0.65	2.44	2.19	2.86			
>70°	2.51	1.41	1.97	2.16			

Это меньше значения (3.65), полученного в [5] при анализе пространственной К-функции, что вполне объяснимо эффектом разрезания кратных скоплений границами э. о. в пространстве. По данным последнего столбца, для которых эффект разрезания менее существенен, средняя кратность увеличивается до 3.1.

Можно было бы утверждать, что эдесь, на новом материале, четко подтверждено явление скучивания скоплений галактик, о котором неоднократно писалось в других работах. Однако более внимательный и критический взгляд на данные наблюдений побуждает нас отказаться от этого вывода.

Г. Роль межзвездного неравномерного ослаблення. Как известно, анализ абсолютных звездных величин ярчайших членов скоплений галактик не выявил сколько-нибудь значительной зависимости их от галактической широты при  $|b| > 40^\circ$ . Это и явилось главным основанием для практически всех исследователей пространственного распределения галактик пренебрегать ролью межзвездного ослабления.

# ПАРАДОКС РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК

Всем этим авторам не было известно явление сверхчувствительности, о котором мы писали во введении к этой заметке. Существование такого явления приводит к тому, что скопления, как правило, могут выделяться только в окнах межзвездной среды. Поэтому и не следует ожидать для членов скоплений существенной зависимости величины ослабления света от широты. Характерно, однако, что главный аргумент в пользу малого ослабления света в работах [9 и 10] получен как раз при анализе ярчайших членов скоплений галактик.

Из предыдущего ясно, что на распределение скоплений по небу должна влиять не величина ослабления света сама по себе, а величина относительной площади всех окон прозрачности. О том, что она возрастает с величиной |b|, свидетельствует следующая особенность нашей выборки 702 скоплений: при переходе от интервала  $40^\circ \leq b < 50^\circ$  к интервалу  $b \geq 50^\circ$  средняя плотность числа скоплений возрастает в 1.73 раза.

Известно, что между плотностью межзвездного водорода и величиной ослабления в том же направлении существует положительная корредяция. Обозначим  $N_{\rm H}$  поверхностную плотность числа атомов H I со скоростями относительно местного центроида, не превышающими 25 км/с (по лучу зрения). Данные о распределении водорода берем из [11]. Интересно, что значение величины  $\langle s \rangle$  довольно чувствительно к величине  $\sigma^{8}(N_{\rm H})$  — дисперсии значений  $N_{\rm H}$  в разных направлениях внутри э. о. Мы ранжировали все 73 э. о. по величине  $\sigma^{2}(N_{\rm H})$ , отобрали первые 32 э. о. с наименьшими дисперсиями и нашли для них значение  $\langle s \rangle$  по формуле (10) для интервалов красных смещений I, II и III (см. выше). Для всех интервалов и областей неба среднее значение  $\langle s \rangle$  получилось равным 1.66 ± 0.24. А для оставшейся 41 области с большими значениями  $\sigma^{2}(N_{\rm H})$  получено значение  $\langle s \rangle = 2.73 \pm 0.42$ .

Д. Роль изменчивости условий наблюдений от пластинки к пластинке. Неодинаковость условий, при которых получались и обрабатывались разные пластинки Паломарского обзора, тоже может иметь значение, несмотря на высокое качество этих данных, если принять во внимание упоминавшееся явление сверхчувствительности. В [6] для функции u(a) (там она обозначена  $\gamma_1$ ) получено значение:  $u(6^\circ) =$ = 1.35 ± 0.17. Отсюда при  $\langle n_1 \rangle = \langle n'_1 \rangle = 2.92$  (скопления классов расстояния 5 и 6 по Эйбеллу), с учетом (7), при a = 0.8 и 1.0, получаем одно и то же значение для постоянной C в равенстве (6):  $C = 0.36 \pm$ ± 0.18. Напомним, что функция u(a) определяетоя для двух половин одной и той же пластинки, благодаря чему исключается эффект изменчивости условий наблюдений. В работе [4], в которой данный эффект полностью игнорирован, получено значение C = 0.8.

459

Если еще вспомнить результат подраздела «Г», то распространенное мнение, согласно которому скопления галактик собраны в кратные системы, уже не покажется таким бесспорным.

Е. Распределение по красным смещениям. В небольших окнах межзвездной среды можно выделять только далекие скопления с малыми угловыми размерами, а в больших — далекие и близкие. Это обстоятельство должно приводить к перераспределению скоплений по расстояниям от наблюдателя (речь идет только о скоплениях, включаемых в каталоги) по сравнению с тем, что ожидается при их равномерном распределении в пространстве.

Рассчитаем для каждой из 73 в. о. (см. выше) значение величины

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{3} \frac{(n_{i} - \bar{n}p_{i})^{2}}{\bar{n}p_{i}}, \qquad (11)$$

где  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_3$  — вероятности наблюдать скопления в интервалах расстояний I, II и III,  $n_1$ ,  $n_3$  и  $n_3$  — соответствующие числа наблюдаемых скоплений и  $\overline{n}$  — общее число их при z < 0.20 в.данной э. о. Вероятности рассчитывались по данным для всей области. Кроме того, по данным [11] для каждой э. о. определялась величина  $\tau^2$  ( $N_{\rm H}$ ).

Согласно [3], величина  $\chi^{2}/2$  есть средняя кратность (s) скоплений, наблюдаемых внутри э. о. в интервале значений 2 данной ширины. Для 32 э. о. с наименьшими значениями  $\sigma^{2}(N_{\rm H})$  получено:  $\langle s \rangle = 1.02 \pm \pm 0.12$ . Для остальных областей  $\langle s \rangle = 1.65 \pm 0.23$ .

Данные о распределении скоплений по небу в этом методе не используются. Поэтому полученный результат есть независимое подтверждение вывода в подразделе «Д». По-видимому, средняя кратность скоплений галактик действительно близка к единице.

4. Механизм действия неравномерного межэвездного ослабления. Считается само собой разумеющимся, что если отсутствуют кратные скопления (сверхскопления и т. п.), а существенен эффект окон межзвездной среды, то угловые К-функции должны быть одинаковыми для далеких и бливких скоплений. Но эти функции на самом деле различны, что и является еще одним аргументом в пользу реальности кратных скоплений [12].

В табл. 4 даны средние значения пространственных К-функций, рассчитанные при помощи равенства, аналогичного (4), для элементарных объемов пространства, которые соответствуют выделенным ранее э. о. н интервалам красных смещений. Эффект межзвездной среды здесь выражен весьма четко: средние значения функции (r) убывают с увеличением
галактической широты, хотя интервалы расстояний, по которым выполнялись усреднения, одни и те же.

Интервал	Интервал красных смещений			
	<0.10	0.10-0.15	0.15-0.20	
40°-49.9°	0.74	0.51(0.47)	0.52(0.32)	
>50°	0.39	0.25(0.24)	0.17(0.17)	

Таблица 4

Однако при возрастании красных смещений уменьшение значений К-функций действительно прослеживается. В скобках приводятся средние теоретические значения, рассчитанные с учетом размеров и форм влементарных объемов пространства для функций вида:  $\xi = Cr^{-2}$ , r > 5 Мпк (H = 75 км/с Мпк), причем для каждой строки подбиралась своя постоянная так, чтобы во втором столбце таблицы теоретическое значение точно совпало с наблюдаемым. За исключением одного случая из четырех получено согласие наблюдений с теорией, предполагающей регльное существование кратных скоплений.

Покажем теперь, что убывание значений К-функции при постоянном угловом расстоянии и возрастании расстояния от наблюдателя, можно получить и при отсутствии кратных скоплений — благодаря эффекту окон. Пусть  $\Sigma$  — угловая площадь всей рассматриваемой большой области неба, S — суммарная угловая площадь всех окон в этой области и N — число всех наблюдаемых скоплений в данном интервале расстояний от наблюдателя. Общая средняя плотность числа скоплений равна  $\lambda_0 = N/\Sigma$ . Для областей же, занятых окнами, аналогичная плотность равна  $\lambda = N/S$ . Здесьпредполагается, что все скопления попадают в окна (вспомним явление сверхчувствительности). Как уже отмечалось, значение К-функции равно отношению числа спутников в окрестности скодления (на определенном расстоянии и в расчете на единицу площади) к средней плотности числа скоплений по всей области. Предположим, что у скоплений нет физических спутников, роль же фиктивных спутников выполняют скопления, попавшие в то же окно. Имеем

$$w(\vartheta) = [\lambda f(\vartheta) - \lambda_0]/\lambda_0 = f(\vartheta) \Sigma/S - 1.$$
 (12)

Эдесь учтено, что любое скопление, в окрестности которого ищется плотность, попадает в окно. Функция  $f(\vartheta)$  есть та доля длины скружности радиуса  $\vartheta$  и с центром в скоплении, которая содержится в окне. Функция  $(\vartheta)$ , как правило, убывающая. Интересно, что если окно представляет собой узкую длинную полоску, то  $f(\vartheta) \sim \vartheta^{-1}$  — в соответствии с данны-

ми наблюдений. По-видимому, такой же результат может быть получен и в некоторых других случаях при учете разнообразия размеров и форм окон.

Обратим внимание на то, что площадь  $\Sigma$  не зависит от среднего расстояния до данной выборки скоплений. С другой стороны, величина S при переходе к более удаленным скоплениям увеличивается по двум причинам. Во-первых, могут встречаться столь малые окна, что в них поместятся только далекие скопления. Во-вторых, в любом окне, независимо от его размеров, скопление не может располагаться на расстояниях примерно меньших половины его утлового радиуса от ближайшей точки границы окна. В противном случае наблюдаемое скопление окажется недостаточно богатым для включения в каталог. Оба эффекта поясняются на рис. 1



PHC. 1.

для окон А и В. Заштрихованы области, где могут находиться центры далеких скоплений. В окне А выделена двойной штриховкой область возможных положений центров больших (близких к наблюдателю) скоплений. В окне В такой области нет совсем. На рис. 2 показано, как различаются пространственные распределения скоплений в окнах А и В, О — наблюдатель.

Очевидно, при переходе к близким скоплениям величина  $w(\vartheta)$  в (12) будет возрастать из-за убывания площади S.

Рис. 2 наводит на мысль, как можно было бы проверить роль окон. Так как величина S возрастает при переходе к далеким скоплениям, то их

462

## ПАРАДОКС РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК

число должно увеличиваться с расстоянием быстрее, чем ожидалось бы при равномерном распределении в пространстве. И действительно, такая особенность в распределении значений z четко прослеживается согласно [5] при z < 0.04. На еще больших расстояниях сказывается уже преимущественный отбор скоплений, наиболее четко выделяющихся на общем галактическом фоне, который все уплотняется, что приводит к компенсации рассматриваемого эффекта до значений  $z \approx 0.10-0.15$ .



Если скопления действительно наблюдаются преимущественно в окнах, то в окрестности близких скоплений должна быть повышена плотность числа далеких. Правда, это явление ослабляется по двум причинам: в районе любого скопления затруднено выделение других скоплений и значительная часть далеких скоплений может попадать в такие малые окна, в которых близкие скопления не выделяются.

	Sec. Contraction	Таблица 5		
6	λ₀/□°	λ./□°	λ.,/□°	
40°-55°	0.1345	0.190+0.022	0.203±0.023	
55°—90°	0.0968	0.149+0.033	0.159 <u>+</u> 0.035	

В табл. 5 приводятся значения средней плотности λ<sub>0</sub> чисел скоплений классов расстояний 5 и 6 в двух зонах галактических широт. Приводятся также оценки локальной плотности в окрестности скоплений класса расстояния 3, полученные по формуле:

$$\lambda_* = \frac{1}{\pi \langle \vartheta_1^2 \rangle}$$

(13)

463

Эдесь  $\vartheta_1$  — угловое расстояние от скопления класса расстояния 3 до ближайшего скопления класса 5 или 6. Формула (13) верна только в случае, котда координаты далеких скоплений взаимно независимы. В последнем столбце таблицы приводятся оценки, полученные в предположении, что все далекие скопления собраны в пары, причем угловое расстояние между членами пар распределено по закону, который соответствует К-функции вида:  $w(\vartheta) \sim \vartheta^{-1}$ ,  $\vartheta < 14^\circ$ .

Ив табл. 5 видно, что, несмотря на существование ослабляющих вффектов, локальная плотность далеких скоплений в окрестности близких заметно повышена в сравнении с общей средней плотностью числа скоплений.

5. Заключение. В свете втих новых аргументов, дополняющих результаты предыдущих работ автора, существование кратных скоплений (яченстых структур, сверхскоплений) галактик выглядит проблематичным. Случай так навываемого Местного сверхскопления требует особого анализа.

Если крупномасштабные неоднородности (размеров более 4—5 Мпк) в распределении галактик действительно отсутствуют, то появляется новая возможность для объяснения особенности флуктуаций микроволновсго фона.

Горьковский педагогический институт

## A PARADOX OF THE DISTRIBUTION OF GÁLAXY CLUSTERS

#### **B. I. FESSENKO**

Owing to the supersensibility effect considered in the first part of this paper, nearly all clusters included in the catalogues were discovered in the interstellar medium windows. For that reason the latitude dependence of colour excesses of the brightest members is weak and number density of distant clusters in the vicinity of the nearer ones increases. Apparent and space distributions of 702 rich clusters with z < 0.2 and  $b \ge 40^{\circ}$  are investigated. Application of the eovariance function method leads to a clear indication on the existence of multiple clusters. But a careful analysis does not confirm this result. It has been shown for the first time how the irregular extinction provides the observed dependence of a covariance function from a distance to the observer.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Фесенко, Письма в Астрон. ж., 4, 536, 1979.

2. C. D. Shane, C. A. Wirtanen, Publs. Lick Observ., 22, 1, 1967.

3. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 6, 1077, 1983.

4. N. A. Bahcall, R. M. Soneira, Astrophys. J., 270, 20, 1983.

5. А. А. Клыпин, А. И. Копылов, Письма в Астрон. ж., 9, 75, 1983.

6. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 56, 928, 1979.

7. Т. С. Фетисова, Астрон. ж., 58, 1137, 1981.

8. A. A. Leir, S. van den Bergh, Astrophys. J. Suppl. Ser., 34, 381, 1977.

9. B. A. Peterson, Astron. J., 75, 695, 1970.

10. A. Sandage, Astrophys. J., 183, 711, 1973.

11. Ch. R. Tolbert, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 3, 349, 1971.

12. M. G. Hauser, P. J. E. Peebles, Astrophys. J., 185, 757, 1973.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з.

УДК: 524.3-8

## КАКИМ ДОЛЖЕН БЫТЬ ГРАДИЕНТ ДИСПЕРСИИ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В ДИСКАХ ГАЛАКТИК?

### А. Г. МОРОЗОВ, А. В. ХОПЕРСКОВ Поступила 15 вюля 1985 Принята к печати 12 яеваря 1986

Исследована заемсимость минимально необходимой для устойчивости звездного диска дисперсия радиальных скоростей звезд С, от масштабов радиальной неоднородности поверхностной плотности  $L_{\sigma}$ . дисперсия скоростей звезд  $L_{c}$  и других параметров диска. Показано, что величина С, достигает овоего минимального значения при  $\eta = L_{\sigma}/L_{c} \approx 1$ . Этот результат удовлетворительно согласуется с существующими данными наблюдений.

1. Введение. Структуру и динамику звездного диска плоской галактики можно в первом приближении охарактеризовать тремя параметрами: угловой скоростью вращения диска  $\Omega(r)$ , его поверхностной плотностью  $\sigma_0(r)$  и дисперсией радиальных скоростей составляющих его звезд  $c_r(r)$ . Наблюдения последних десятилетий показали, что во многих плоских галактиках везде, кроме центральных областей дисков,  $\Omega(r) \sim r^{-1}$ и  $\sigma_0(r) \sim \exp(-r/L_{\sigma})$ , где  $L_{\sigma}$  – характерный масштаб радиальной неоднородности диска [1, 2]. Определение радиальной зависимости  $c_r(r)$ из наблюдений является гораздо более трудной задачей. Так, в Галактике эта величина определена лишь в окрестности Солнца:  $c_r \simeq$  $\simeq 50$  км/с [3, 4], а недавно получены первые наблюдательные оценки  $c_r$  в дисках некоторых других галактик [5, 6].

Важность определения радиальной зависимости  $c_r(r)$  обусловлена следующим обстоятельством. Численные эксперименты с двухкомпонентными моделями плоских галактик (звездный диск + сферондальное гало) выявили однозначную связь отношения  $(c_r/r\Omega)_{r=r_t}$  с величиной  $(M_H/M_D)_{r<r_t}$  ( $M_H$  — масса сфероидальных подсистем,  $M_D$  — масса диска, а  $r_1$  — некоторое произвольное значение радиальной координаты r) :[7, 8]. Тем самым, знание параметров  $\Omega(r)$  и  $c_r(r)$  дает прямую возможность определить радиальную зависимость относительных вкладов гало и диска в массу галактики и, следовательно, получить достаточно адекватное представление о ее структуре.

Как уже упоминалось выше, выявление радиальной зависимости с. (r) из наблюдений является чрезвычайно трудной вадачей. Теоретическое определение такой зависимости, являющееся предметом настоящей заметки, базируется на полученном в [7-10] доказательстве гипотезы Тоомре [11], состоящей в том, что стационарные звездные диски плоских галактик находятся на границе гравитационной устойчивости по отношению к произвольным (в том числе — предельно нессесимметричным) возмущениям в плоскости диска. Основная же посылка нашего исследования состоит в следующем. Пусть локальную зависимость с, (r) можно аппроксимировать экспоненциальным законом  $c_{c}(r) \sim \exp(-r/L_{c})$ , где L<sub>c</sub> — характерный масштаб радиальной неоднородности величины с, ... Тогда существует такое значение величины  $\eta = L_{\sigma}/L_{c}$ , при котором необходимая для гравитационной устойчивости диска величина  $c_r = c_*$ будет минимальной. Вычисление такого "критического" значения как функции параметров диска проведено в разделе 3, после приведенного в разделе 2 описания механизма неустойчивости диска. Обсуждению результатов и сравнению теоретического  $\eta_{exit}$  с известными к настоящему времени из наблюдений величинами 7, [5, 6] посвящен разлел 4.

2. Гравитационно-градиентная неустойчивость диска. Мы исходим из модели Вандервоорта [12], описывающей равновесный звездный диск анизотропной максвелловской функцией распределения

$$f_{0} = \frac{(\sigma_{0}/2\Delta_{*}) \operatorname{ch}^{-2}(z/\Delta_{*})}{(2\pi)^{3/2} c_{r} c_{\pi} c_{\pi}} \exp\{-v_{r}^{2}/2c_{r}^{2} - v_{\pi}^{2}/2c_{\pi}^{2} - v_{\pi}^{2}/2c_{\pi}^{2}\}, \quad (1)$$

где Δ. — полутолщина звездного диска, связанная с дисперсией скоростей звезд в ортогональном к плоскости диска направлении С. соотношением

$$\Delta_* = c_s^2 / \pi G \sigma_0, \qquad (2)$$

 $v_r$ ,  $v_r$ ,  $v_s$  — скорости звезд за вычетом круговой  $V_{rot} = r\Omega$ ,  $c_p$  — дисперсия скоростей звезд в азимутальном направлении, связанная с радиальной  $c_r$  соотношением

$$c_{\phi} = \frac{x}{2\Omega} c_r, \qquad (3)$$

где  $x = 2\Omega (1 + r d\Omega/2\Omega dr)^{1/2}$  — впициклическая частота, а распределение равновесного гравитационного потенциала поперек плоскости диска имеет вид

$$\Phi_0(r, z) = \Phi_0(r, 0) + 2\pi G z_0 \Delta_* \ln [\operatorname{ch}(z/\Delta_*)].$$
(4)

Функция распределения (1) фактически использовалась Тоомре [11] при зыводе условия устойчивости диска относительно осесимметричных возмущений и Лином и его сотрудниками (см. [13]) при построении гравитационной волнозой теории спирального узора галактик. Отметим также, что модель (1)—(4) является самосогласованной, то есть  $f_0$  (1) и  $\Phi_0$  (4) являются решениями стационарных уравнений — кинетического и Пуассона [12].

Динамика произвольных неосесимметричных возмущений в плоскости звездного диска (1) описывается дисперсионным уравнением [10]:

$$kk_{T_{1}^{\prime}}(1+k\Delta_{*}) = 1 - \left\{1 - \frac{\omega_{*}}{\nu} \left(1 + \zeta + 2\eta \widetilde{z} \frac{\partial}{\partial \widetilde{z}}\right)\right\} \times \left\{I_{0}\left(\widetilde{z}\right) e^{-\widetilde{z}} + 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu^{2} I_{n}\left(\widetilde{z}\right) e^{-\widetilde{z}}}{\nu^{2} - n^{2} x^{2}}\right\},$$
(5)

где  $k = (k_r^2 + k_p^2)^{1/2}$  — абсолютная величина волнового вектора в плоскости диска;  $k_r$ ,  $k_r = m/r$  — его радиальная и азимутальная компоненты;  $k_T = x^2/2\pi G \sigma_\eta$ ;  $\rho = c_r/x$ ;  $v = \omega - m \Omega$ ,  $\omega$  — частота возмущений;

 $\omega_{\star} = k_{\star} c_r^2 (2\Omega/\mathbf{x}) \, \partial \ln \sigma_0 / \mathbf{x} \partial r; \quad \eta = \partial \ln c_r / \partial \ln \sigma_0; \quad \zeta = \partial \ln (2\Omega/\mathbf{x}) / \partial \ln \sigma_0; \quad z = c_r^2 [k_r^2 + (2\Omega k_{\star} / \mathbf{x})^2] / \mathbf{x}^2.$ 

Звездный диск гравитационно устойчив, если его параметры таковы, что уравнение (5) не имеет комплексных корней с Im(v) > 0. В простейшей модели однородного твердотельного вращающегося бесконечно тонкого диска условие устойчивости относительно произвольных возмущений в плоскости диска имеет вид\* [11]:

$$c_r \geqslant c_r = 3.36 \ G\sigma_0/x. \tag{6}$$

Учет конечной толщины диска несколько уменьшает необходимую для его устойчивости величину  $c_r$  [12]. Но радиальная неоднородность таких параметров, как  $\Omega$ ,  $\sigma_0$ ,  $c_r$ , существенно увеличивает минимально необходимое для устойчивости диска значение  $c_r$  [10].

Поясним причину дестабилизирующего влияния радиальной неоднородности лараметров диска. Во-первых, в стационарном звездном диске дисперсия азимутальных скоростей звезд  $c_{\varphi} = (x/2\Omega) c_r < c_r$  [13], и следовательно, для стабилизации предельно неосесимметричных возмущений из-за меньшей, чем радиальная, азимутальной "упругости"

469

В [11] условие (6) получено как условие устойчивости дифференциально вращающегося диска относительно осесниметричных (кольцевых) возмущений.

диска нужна в  $(2^{Q/x}) > 1$  раз большая, чем  $c_{\tau}$ , величина с. Во-вторых, дисперсионное уравнение (5) в области частот |v| < x описывает две гравитационные и одну градиентную ветви неосесимметричных колебаний диска [14]. Максимальное значение частоты последней в длинноволновой части спектра ( $k \leq 2k_T$ ) по порядку величины равно  $c_r/L$ , где  $L = \min(L_a, L_c)$ . И если звездный диск недостаточно "горяч" (c, ~ c,), то абсолютная величина частоты гравитационных возмущений в той же области спектра с уменьшением длины волны падает, достигая значений  $|v| \ll x$  в окрестности  $k \simeq 2k_T$  [14]. Тем самым в длинноволновой части спектра абсолютные величины частот градиентной и гравитационных ветвей колебаний диска могут быть одногопорядка и возникающая между ними "слабая связь" (по терминологии [15]) приводит к возбуждению гравитационно-градиентной неустойчивости в недостаточно горячем (с,  $\simeq c_{\tau}$ ) звездном диске [14]. Общий вид спектра в области частот |v| < x в таком диске с  $c_1 = 1.2 c_7$  изображен на рис. 1 (вычисление корней (5) проводилось на ЭВМ с помощью "принципа аргумента" [16]).

В то же время с ростом «температуры» диска (с увеличением параметра  $c_r$ ) абсолютная величина частоты гравитационных возмущений в области  $k \leq 2k_T$  растет и при некотором  $c_r = c_* > c_T$  "слабая связь" [15] градиентной и гравитационных ветвей исчезает. Это и приводит к стабилизации гравитационно-градиентной неустойчивости диска (см. рис. 2).

В последующих вычислениях мы будем полагать закон вращения степенным  $\Omega \sim r^{-n}$  с n = const, а распределения  $\sigma_0$  и  $c_r$  — локально экспоненциальными с характерными масштабами радиальной неоднородности  $L_{\sigma}$  и  $L_c$  соответственно. В этом случае в уравнении (5):  $\zeta \equiv 0$ ;  $\eta = L_{\sigma}/L_c$ .

Отметим также, что изучению градиентных неустойчивостей звездного диска был посвящен ряд работ М. Н. Максумова (см. работу [18] и ссылки в ней), но в этих работах вопрос о связи масштабов  $L_{\sigma}$  и  $L_{c}$  и, тем самым, о величине 7 не ставился.

3. Связь масштабов радиальной неоднородности величин  $\sigma_0$  и  $c_r$ . Как видно из рис. 1 в недостаточно горячем ( $c_r < c_*$ ) звездном диске существуют две области неустойчивости. Этот эффект обусловлен следующим обстоятельством. Закон дисперсии градиентной ветви колебаний диска, близкого к границе устойчивости, в области длин волн  $k \leq k_T$ , согласно (5), имеет вид: ГРАДИЕНТ ДИСПЕРСИИ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕИ

$$v_{\text{grad}} \simeq -\frac{2k_* \Omega [1 - \tilde{z} (1 + 2\eta)]}{kk_T L_* [1 + k\Delta_* - \tilde{z}/kk_T r^2 + 3\tilde{z}^2/4kk_T r^2]}.$$
 (7):

471

Отсюда видно, что в длинноволновом пределе  $(k \ll k_T)$  частота градиентной ветви отрицательна, а в области длин волн  $z > (1 + 2\eta)$ — положительна. Тем самым градиентные возмущения могут вступить в «слабую связь» [15] как с отрицательной, так и с положительной гравитационными (джинсовскими) ветвями колебаний звездного диска.



Рис. 1. Ветви предельно неосесниметричных колебаний (sin  $0 = m/k_T \rightarrow 1$ ) звездного диска с  $\eta = L_c/L_c = 1.1$ ,  $s_T = \rho_T/L_c = 0.18$ ,  $\delta_T = \Delta_e/\rho_T = 0.3$  при  $c_r = 1.2 \ c_T$ . На. рисунке "а" показаны вещественные части частот; на рисунке "b" приведены минмые части.

Если параметры диска таковы, что  $\eta = L_{\sigma}/L_{c} = 0$ , то существует лишь одна область «слабой связи» и, следовательно, одна область неустойчивости (область I на рис. 1b). При  $\eta \neq 0$  существуют две области неустойчивости в k-пространстве. И в зависимости от величины  $\eta$  с ростом «температуры» диска (величины  $c_{r}$ ) одна из них исчезает при меньших. значениях  $c_{r}$ , а другая — при больших. Проведенные нами вычисления привели к следующим результатам. В дисках с  $0 < \eta = L_o/L_c \le 1$  неустойчивость в области II подавляется при меньших значениях  $c_r$ , чем неустойчивость в области I. Если же в звездном диске  $\eta \ge 1$ , то при меньших значениях  $c_r$  подавляется неустойчивость в области I. В дисках с  $\eta = 1$  обе области неустойчивости исчезают практически при одном и том же значении величины c'(см. рис. 3).



Рис. 2. То же, что и на рис. 1, при  $c_r = 2.06 \ c_T$ . В втом случае звездный диси гравитационно устойчив.

Конкретное значение минимально необходимой для устойчивости диска величины  $c_*$  зависит, таким образом, от четырех параметров: показателя степени в законе вращения диска ( $Q \sim r^{-n}$ ), полутолщины диска  $\Delta_*$ , масштаба радиальной неоднородности плотности  $L_o$  и параметра  $\eta$ . Для удобства представления результатов вместо величин  $\Delta_*$  и  $L_o$  мы использовали безразмерные параметры  $\delta_T = \Delta_*/\rho_T$  и  $e_T =$  $= \rho_T/L_o$ , где  $\rho_T = c_T/*$  (см. (6)). В наших вычислениях в соответствии с данными наблюдений полагалось n = 1, а зависимость  $c_*$  от остальных параметров представлена на рис. За, b. Из этих результатов видно следующее. Во-первых, при разумных значениях параметров  $\delta_T = \Delta_*/\rho_T$  и  $e_T = \rho_T/L_o$  необходимая для устойчивости звездного диска величина  $c_*$  достигает своего минимального значения в окрестности  $\eta = L_o/L_c \approx 1$ . Во-вторых, чем больше параметр  $e_T$  и чем толще диск (чем больше параметр  $\delta_T = \Delta_*/\rho_T$ ), тем при больших значениях  $\eta = L_o/L_o$ 

472

### ГРАДИЕНТ ДИСПЕРСИИ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

4. Обсуждение результатов. К настоящему времени по крайней мере уже в двух галактиках (NGC 936, NGC 1553 [5, 6]) проведены измерения дисперсии радиальных скоростей звезд не менее, чем в двух точках по радиусу. Из этих данных, полагая распределение  $c_r(r)$  экспоненциальным,  $c_r \sim \exp(-r/L_c)$ , можно оценить величину  $L_c$ . Для этих галактик известны и характерные масштабы  $L_o$  радиальной неоднородности поверхностной плотности. Поэтому можно вычислить наблюдаемые значения  $\eta = L_o/L_c$  в галактиках NGC 936 и NGC 1553 и сравнить результаты с предсказаниями теории (см. раздел 3 и рис. 3а, b). В последующих оценках полагаем  $\delta_T = \Delta_*/\rho_T \simeq 0.3$  (используем данные рис. 3а).



Рис. 3. Зависимость минимально необходимой для гравнтационной устойчивости диска раднальной дисперсии скоростей звезд от параметра  $\eta = L_o/L_c$  при различных фиксированных  $\varepsilon_T = \rho_T/L_a$ ,  $\delta_T = \Delta_o/\rho_T$ . На рис. За  $-\delta_T = 0.3$ ; 3b  $-\delta_T = 0.6$ . Кривме а, 6, в приведены для  $\varepsilon_T$ , равного соответственно 0.1; 0.14; 0.18. Индексы 1 (II) относятся в областям неустойчивости 1 (II) (см. рис. 1).

а) NGC 936. Для этой галактики  $c_r (r = 1.3 L_o) \simeq 106$  км/с;  $c_r (r = 1.75 L_o) \simeq 71$  км/с;  $L_o \simeq 3.7$  кпк и, следовательно,  $L_s \simeq 4.17$  кпк и  $\eta_{ua6A_s} \simeq 0.89$ . Принимая во внимание, что  $\times (1.75 L_o) \simeq 74$  км/с кпк и 4-371 согласуя результаты, представленные на рис. За по  $\varepsilon_{\tau}$  и  $c_{*}/c_{\tau}$  при  $r = 1.75 L_{\sigma}^{-1}$ , находим  $c_{*}/c_{\tau} \simeq 1.75$  ( $c_{\tau} \simeq 40$  км/с);  $\varepsilon_{\tau} \simeq 0.15$  и, следовательно, величина  $c_{*}$  минимальна при  $\eta = \eta_{\text{гсор.}} \simeq 1.13$ .

6) NGC 1553. Для этой галактики  $c_r (r = 1.6 L_s) \simeq 88$  км/с;  $c_r (r = -1.9 L_s) \simeq 69$  км/с;  $L_z \simeq 2.9$  кпк и, следовательно,  $L_c \simeq 3.58$  кпк и  $\eta_{maga} \simeq 0.81$ . Оценки, аналогичные приведенным выше для NGC 936, дают при  $r = 1.9 L_s$ :  $c_*/c_T \simeq 1.95$  ( $c_T \simeq 35$  км/с);  $[e_T \simeq 0.18$  и, следовательно, величина  $c_*$  минимальна при  $\eta = \eta_{reap} \simeq 1.17$ .

Нетрудно видеть, что в обеих галактиках (NGC 936, NGC 1553) согласие между наблюдаемыми значениями  $\eta = L_{\tau}/L_{c}$  и значениями, предсказываемыми теорией, является удовлетворительным (различие не более, чем на 30%). В то же время наблюдаемые значения  $\eta_{\text{набл.}}$  в обоих случаях меньше предсказываемых теорией. Попытаемся понять причины этого различия.

С точки зрения минимизации величины с\* с, звездному диску следует быть таким, чтобы  $\eta = \eta_{read}$ , предсказываемому результатами, представленными на рис. За, b. Однако в этом случае должнобыть L'<L. Дисперсия радиальных скоростей звезд в таком диске росла бы несколько быстрее к центру диска, чем его поверхностная плотность. В частности, аппроксимация величины с, в центре диска по  $\eta = \eta_{resp}$  при сохранении закона  $\sigma_0 \sim \exp(-r/L_c)$  в случае NGC 936 дала бы с.  $(r = 0) \ge 500$  км/с, а в случае NGC 1553 — с.  $(r = 0) \ge$ ≥600 км/с. Эти значения [величины с, настолько велики, что по порядку величины равны скорости убегания звезд из галактики. Кроме того, столь большие значения c. (r = 0) противоречат результатам численных экспериментов [7, 9]. Ясно, что структура звездного диска должна стремиться быть такой, чтобы величина  $c_1$  (r = 0) не превышала значений порядка 100 + 200 км/с. Это может быть достигнуто по крайней мере двумя способами. Во-первых, за счет некоторого увеличения необходимой для устойчивости диска величины с с с. может быть уменьшен параметр  $\eta = L_{a}^{11}/L_{c}$  (двигаясь на рис. За, b влево от точек, где с. минимальна) и, следовательно, увеличен масштаб L. Такой способ, как показывают данные наблюдений [5, 6] и реализуется в галактиках NGC 936, NGC 1553. Во-вторых, в диске галактики может быть заметно нарушен экспоненциальный закон  $\sigma_0 \sim \exp\left(-r/L_{\sigma}\right)$  по мере приближения к ее центру. На эту возможность указывают данные наблюдений, показывающие, что во многих галактиках по мере приближения к центру диска рост поверхностной

плотности резко замедляется ( $L_{\tau}$  возрастает), а в окрестности центра диска образуется "дыра" в распределении  $\sigma_0(r)$  [1, 2, 17]. В таких галактиках, согласно результатам настоящей заметки, рост дисперсии скоростей звезд к центру диска должен замедляться вместе с замедлением роста  $\sigma_0$ , а в окрестности центра диска величина с должна уменьшаться (см. расчеты величины  $c_*$  в ряде моделей Галактики в работе [8]).

Волгоградский государственный университет

## WHAT VALUE MUST THE GRADIENT OF DISPERSION OF RADIAL VELOCITIES OF STARS HAVE IN THE DISKS OF GALAXIES?

#### A. G. MOROZOV, A. V. HOPERSKOV

The dispersion of radial velocities of stars  $c_*$  (which is a minimum necessity for gravitational stability of the stellar disk) has been calculated as a function of radial inhomogenity scales of surface density  $L_{\sigma}$ , dispersion of radial velocities of stars  $L_{\epsilon}$  and other disk parameters. It has been shown that the quantity  $c_*$  reaches its minimum value with  $\eta = L_{\sigma}/L_{c} \simeq 1$ . This result presents a satisfactory agreement with the observational data.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. K. C. Freeman, Astrophys. J., 160, 811, 1970.
- 2. А. В. Засов, Итоги науки и техн. ВИНИТИ, Астрон., 18, 3, 1981.
- 3. К. Ф. Огородников, Л. П. Осипков, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., № 52, 37, 1980.
- 4. R. Wielen, Highlights Astron., 3, 395, 1974.
- 5. J. Kormendy, Astrophys. J., 286, 116, 1984.
- 6. J. Kormendy, Astrophys. J., 286, 132, 1984.
- 7. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 58, 734, 1981.
- 8. А. Г. Моровов, Письма в Астрон. ж., 9, 716, 1983.
- 9. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 58, 34, 1981.
- 10. А. Г. Морозов, Письма в Астрон. ж., 7, 197, 1981.
- 11. A. Toomre, Astrophys. J., 139, 1217, 1964.
- 12. P. O. Vandervoort, Astrophys. J., 161, 67, 87, 1970.
- 13. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесне и устойчивость гравнатирующих систем, Наужа, М., 1976.

14. А. Г. Моровов, Астрон. ж., 57, 681, 1980.

- 15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Физическая жинетика, Наужа, М., 1979.
- 16. М. А. Лаврентьсв. Б. В. Шабат, Методы теории функций комплексного переменного, Наука, М., 1965.
- 17. А. В. Засов, Астрон. циркуляр, № 933, 1. 1976.
- 18. М. Н. Максумов, Бюлл. ин-та астрофиз. АН Тадж.ССР, № 67-70, 3, 1980.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.45—735

## УЄЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОХЛАЖДАЮЩЕГОСЯ ТЕЧЕНИЯ В ГАЛАКТИКАХ

#### Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 14 октября 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

Найден критерий существования в галактиках дозвукового сферически-симметричного охлаждающегося течения. Получены некоторые уравнения, описывающие поведение газа в гравитационном поле галактики в рамках модели стационарной аккреции. Представлены результаты численного расчета аккреции газа, первоначально находившегося в состоянии гидростатического равновесия, на сD-галактику.

1. Введение. Механизм охлаждающегося течения («cooling flow») впервые был предложен для объяснения рентгеновского излучения от галактик M 87 и NGC 1275 [1, 2]. Основной довод в пользу применимости такой модели состоит в том, что времена охлаждения в центре регулярных скоплений галактик меньше хаббловского. Газ в центральной области, где плотность его велика, в отсутствие источников, компенсирующих охлаждение, должен испытывать давление со стороны более горячего внешнего газа и постепенно стекать к центру в поле тяготения галактики. Из условия стационарности течения были получены темпы аккреции для трех центральных галактик в скоплениях: M 87 [3, 4], NGC 1275 [5] и галактики в скоплении A 496 [6]. В дальнейшем список подобных объектов, для которых были оценены значения темпа аккреции, существенно расширился [7]. Модель охлаждающегося течения была недавно распространена также и на обычные вллиптические галактики поля [8].

Основное свойство обсуждаемой модели состоит в том, что, как показали расчеты, стационарное течение является или полностью дозвуковым [2], или проходит звуковую точку в непосредственной близости от центра галактики — на расстояниях порядка сотни парсек [9]. Такой медленный, дозвуковой характер течения вызван конечно тем, что временные масштабы процессов высвечивания, приводящих к возникновению течения, сравнимы или немного меньше времен существования самих галактик. В свою очередь, именно медленное течение и связанный с ним небольшой темп аккреции определяют те временные рамки, в которых газовую структуру в галактике можно считать стационарной. Сверхзвуковое же течение и значительный темп аккреции приведут к накоплению больших масс газа в центре галактики за сравнительно короткий срок, и это возможно явится причиной проявления активности ядра галактики в той или иной форме [10].

В настоящей статье при помощи размерностных оценок найден простой критерий существования дозвукового течения в галактике в предположении о степенном законе изменения плотности и температуры газа с расстоянием от центра. Этот критерий, представляющий собой неравенство, в которое входят температура и концентрация газа, а также масса галактики, и позволяет отделить медленно эволюционирующие объекты с дозвуковым течением от объектов, в которых такая эволюция невозможна.

Обсуждены некоторые свойства стационарного, в частности изотермического течения. Приведены результаты расчетов эволюции различных характеристик газа со временем в рамках модели охлаждающегося течения. Численные расчеты подтверждают справедливость полученного критерия.

2. Условие существования медленного течения. Рассмотрим модель, в которой горячий разреженный газ находится в квазигидростатическом. равновесии в поле тяготения галактики и из-за охлаждения при высвечквании с дозвуковой скоростью движется к ее центру. Обозначим через *R*<sub>0</sub> и *R*<sub>T</sub> характерные пространственные масштабы изменения плотности и температуры газа. При высвечивании внутренняя внергия и давление в газе уменьшаются. Скорость этого процесса существенным образом зависит от величины концентрации газа. Следовательно, времена высвечивания t. 1 в точках, отстоящих друг от друга на расстоянии R, отличаются в несколько раз. Поэтому для того, чтобы изменения внутренней энергии не были бы сравнимы с самой величиной внутренней . внергии и, как следствие этого, не развивались бы сверхзвуковые течения, необходимо, чтобы время выравнивания давлений ta на масштабе R, было меньше, чем время высвечивания. Таким образом, если из наблюдений известно, что таз в Е или cD-галактике с дозвуковой скоростью движется к центру, то там должно быть выполнено сформулированное выше соотношение между характерными временами t, и t.

Анализ наблюдений эллиптических и сD-галактик в рентгеновском диапазоне показывает, что изменение температуры и плотности газа в них, за исключением центральных областей, хорошо описывается степенным законом [6, 11]. Примем поэтому следующие законы для  $\rho(r)$  и T(r):

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_{\rho}}\right)^{-\nu_1}, \quad T = T_0 \left(\frac{r}{r_T}\right)^{\nu_2}, \quad r > r_{\rho}, r_T, \\
\rho = \rho_0, \quad T = T_0, \quad r < r_{\rho}, r_T; \quad \nu_1, \nu_2 > 0.$$
(1)

Будем считать, что на пространственных масштабах  $R_{\rm p}$  и  $R_T$  плотность н температура газа изменяются в e раз соответственно. Тогда для законов (1) при  $r > r_{\rm p}$ ,  $r_T$  эти масштабы зависят от расстояния до центра следующим образом:

$$R_{\rho} = \left[\exp\left(1/\nu_{1}\right) - 1\right]r, \quad R_{T} = \left[\exp\left(1/\nu_{2}\right) - 1\right]r. \quad (2)$$

Плотность газа меняется быстрее, чем его температура. Так, для галактики M 87 в [12] для  $v_2$  приводится верхнее значение 0.4, в то время как  $v_1 > 1$  [11]. В связи с этим будем считать, что  $R_T > R_2$  и при рассмотрении различных процессов на масштабах  $R_2$  температуру будем считать постоянной.

Динамическое время  $t_d$  — время прохождения звуковой волной расстояния  $R_p$ , на произвольном расстоянии от центра r, равно

$$t_{d} = R_{\rho}(r) \left[ \frac{\gamma k T(r)}{{}^{t} m_{\rm H}} \right]^{-0.5}, \qquad (3)$$

где  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей, k — постоянная Больцисна  $m_{\rm H}$  — масса атома водорода. Функция высвечивания  $\Lambda$  (T) для температур газа, наблюдающихся в Е и сD-галактиках ( $\sim$  10<sup>7</sup> K), неплохо представляется приближенной формулой  $\Lambda$  (T) = 10<sup>-19</sup>  $T^{-0.5}$  эрг см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup> [13], которую мы здесь и используем. Время высвечивания на расстоянии r тогда равно

$$t_{cl} = \frac{10^{19} k T^{1.5}(r) m_{\rm H}}{(\gamma - 1) \psi(r)} \, {\rm c.} \tag{4}$$

Из условия существования дозвукового течения  $t_d < t_{cl}$ , используя для  $R_{\rho}$  представление (2), при  $\gamma = 5/3$  и  $\mu = 1/2$  получим следующее неравенство:

$$\frac{2.3 T_7(r)}{n_{-1}(r) \left[\exp\left(1/v_1\right) - 1\right]} > r_{10},$$
(5)

где  $n_{-1}$  — концентрация газа в единицах  $10^{-1}$  частиц см<sup>-3</sup>,  $T_7$  — температура в единицах  $10^7$  K,  $r_{10}$  — расстояние в единицах 10 кпк. Используем теперь предположение о квазигидростатическом равновески, которое справедливо в случае дозвуковых течений газа,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathfrak{M}(r)}{r^{3}}\,\rho. \tag{6}$$

В уравнении (6) G — гравитационная постоянная,  $\mathfrak{M}(r)$  — масса гравитирующего вещества внутри сферы радиуса r, P — давмение. Подставляя в левую часть уравнения (6) выражения для изменения температуры и плотности газа с расстоянием из (1) и используя обозначение  $v = = v_1 - v_2$ , получим следующее соотношение:

$$r_{10} = \frac{0.3 \,\mu \mathfrak{M}_{44}(r)}{\sqrt{T_1(r)}}.$$
(7)

Умножим, а затем разделим обе части неравенства (5) на r, воспользовавшись соотношением (7) при  $\mu = 1/2$ . В результате получим два функционально связанных между собой ограничения на массу гравитирующего вещества галактики

$$\mathfrak{M}_{44}(r) > [\exp(1/\nu_1) - 1] \frac{3\nu r_{10}^2 n_{-1}(r)}{T_{\gamma}(r)}, \qquad (8)$$

$$\mathfrak{M}_{m}(r) < \frac{15 \, \nu \, T_{7}^{3}(r)}{\left[\exp\left(1/\nu_{1}\right) - 1\right] n_{-1}(r)},\tag{8a}$$

где  $\mathfrak{M}_{44}$  — масса галактики в единицах 10<sup>44</sup> г.

Таким образом, из уравнения гидростатического равновесия и из условия относительной малости характерного масштаба  $R_{\rho}$  получены неравенства(8), (8а), связывающие между собой различные характеристики газа, находящегося в поле тяготения галактики, и структуру самой галактики. Если в галактике на произвольном расстоянии r от центра приведенные выше неравенства не соблюдаются, то там нарушается гидростатическое равновесие и возникают течения газа со скоростями, сравнимыми со скоростью звука. Необходимо еще раз отметить, что все эти выводы справедливы только в рамках модели, в которой охлаждение газа при высвечивании вносит определяющий вклад в энергетику газа.

Особо подчержнем сильную зависимость приведенных критериев от температуры газа. Иллюстрацией втой зависимости может служить табл. 1, в которой для вллиптической галактики с массой порядка  $10^{11} \, \mathrm{M_{\odot}}$  приведены рассчитанные по (8а) верхние значения концентрации газа для различных значений температуры. При втом предполагалось, что  $v_2 = 0$ ,  $v_1 = 1.5$ .

480

#### ОБ ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ГАЛАКТИКАХ

			1.	Габлица Г
<i>T</i> (10° K)	0.1	0.2	0.5	1.0
n (cm <sup>-3</sup> )	1.3.10-3	1.1.10-2	1.6.10-1	1.3

Если учесть то обстоятельство, что вириальная температура газа для галактики с такой массой на расстоянии ~ 10 кпк равна  $10^6$  К и его концентрация, как следует из табл. 1, должна быть ~  $10^{-3}$  частиц см<sup>-3</sup> и меньше, то будет ясно, что наблюдать излучение от этого газа очень трудно. Приведенные оценки для вллиптической галактики можно использовать очевидно и при учете источников энергии (вспышек сверхновых) в модели «частичного галактического ветра» [14], в которой наряду с истечением газа из внешних областей галактики присутствует движение газа к центру во внутренних частях галактики, где высвечивание действует сильнее, чем источники внергии.

Анализ результатов, полученных при интерпретации рентгеновских наблюдений газа в сD-галактиках [3-6], показывает, что неравенства (8), (8a) выполняются. Из этого следует, что в таких объектах действительно может иметь место дозвуковое охлаждающееся течение газа к центру галактики. Однако это не значит, что картина течения стационарна. На временных масштабах порядка времени высвечивания газа в центральных областях обсуждаемые критерии могут нарушиться, что приведет к окончанию фазы медленного течения. Пример такого поведения газа приведен как результат численного расчета в разделе 4.

3. Свойства стационарного течения. Прежде чем переходить к расчету эволюции движения газа в галактиках с учетом высвечивания, обсудим некоторые свойства стационарного течения, при котором потери на излучение в данной точке компенсируются притоком энергии с новой массой газа из более внешних областей. Ограничимся только случаем течения без источников и стоков массы, т. е. течением с постоянным темпом аккреции  $\dot{M} = -4\pi r^2 \rho v$ .

Система уравнений, описывающая медленную стационарную аккре-цию газа на галактику, выглядит следующим образом:

$$\frac{d}{dr}(r^{*}\rho v)=0, \qquad (9)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathfrak{M}}{r^2} \,, \qquad (10)$$

$$\frac{P}{\rho} v \frac{d\rho}{dr} - c_{r} \rho v \frac{dT}{dr} = \Lambda(T) \left(\frac{\rho}{m_{\rm H}}\right)^2. \tag{11}$$

В уравнении (11)  $c_{\nu}$  — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме. Из системы (9)—(11) можно получить уравнение ( $\gamma = 5/3$ )

$$\dot{M}\left(\frac{5k}{2m_{\rm H}^{\mu}}\frac{dT}{dr}+\frac{G\mathfrak{M}}{r^2}\right)=4\pi r^2 n^2 \Lambda (T), \tag{12}$$

которое при интегрировании ( $\dot{M} = \text{const}$ ) дает связь между следующими величинами: потерями на излучение из объема раднусом r - L(r), знашением потенциала  $\Phi(r)$ , распределением температуры с раднусом и темпом аккрешии

$$\dot{M} = \frac{L(r)}{\frac{5k}{2\mu m_{\rm H}}[T(r) - T(0)] + \Phi(r)}$$
(13)

Соотношение (13) часто используется при определении значения  $M_{для}$  различных объектов [7, 8, 11, 15]. Однако иногда проведенный таким образом расчет темпа аккреции дает меняющуюся с радиусом величину. При втом получается противоречие, так как само соотношение (13) верно лишь при M = const.

Из уравнений (10), (12) можно получить следующее соотношение:

$$\dot{M} = \frac{4\pi r^3 n^2 \Lambda (T) \mu m_{\rm H}}{A(r) k T}, \qquad (14)$$

где

$$A(r) = 1.5 \frac{d \ln T}{d \ln r} - \frac{d \ln \rho}{d \ln r}.$$
 (15)

Как видно из (14), при прочих равных условиях, чем медленнее изменяются с расстоянием плотность и температура газа в галактике, тем больше там темп аккреции. Отметим два обстоятельства. Во-первых, соотношение (14) справедливо даже тогда, когда M зависит от r. Во-вторых, как следует из наблюдений и уже отмечалось выше, функция A(r), отражающая законы изменения n и T с расстоянием от центра, меняется в небольших пределах, а при степенном виде функций n(r), T(r) вообще является константой. Пусть именно этот случай и реализуется. Воспользуемся тогда представлением r из (7) и подставим его в (14), принимая для  $\Lambda(T)$  уже встречавшуюся ранее форму ( $\mu = 0.5$ ):

$$\dot{M}_{\odot} = \frac{1.6 \mathfrak{M}_{44}^3 n_{-1}^2}{A_{\nu^3} T_7^{4.5}}.$$
(16)

Эдесь темп аккреции  $M_{\odot}$  приведен в единицах «масса Солнца год 1». Из (16) видно, что равновесный темп аккреции в сильной степени зависит и от гравитирующей массы, и от температуры газа. Соотношение (16) так же, как и (14), верно и тогда, когда M является произвольной функцией радиуса.

Поскольку при выводе соотношений (14), (16) использовалось уравнение гидростатического равновесия, необходимо на темп аккреции наложить огданичение сверху, вытекающее из требования о дозвуковом характере течения:

$$\dot{M}_{\odot} < 10^3 r_{10}^2 T_7^{0.5} n_{-1}.$$
 (17)

Вновь воспользовавшись представлением r из уравнения (7), а также соотношением (16), мы придем к уже полученному ранее неравенству (8a). Этот факт имеет простое объяснение. Дело в том, что соотношения (14) и (16) можно получить не из системы (9)—(11), а просто приравнивая характерное время охлаждения газа  $t_{el}$  ко времени, за которсе газ пройдет расстояние  $R_p$  — времени течения  $t_f$ . Равенство двух времен означает, что энергия, уносимая излучением, компенсируется внергией, приносимой газом с периферии. А так как течение должно быть медленным, то  $t_f > t_d$ , что эквивалентно (17). В то же время  $t_f = t_{el} > t_d$ , и это приводит нас к неравенству (8a).

Отметим некоторые свойства, присущие частному случаю — изотермическому течению. Из (10), (11) получим уравнение, описывающее скорость течения изотермического газа

$$v = -\frac{\Lambda(T) r^2 \rho}{G m_{\rm H}^2 \mathfrak{M}}.$$
 (18)

Используя уравнения (9) и (18), можно показать, что масса гравитирующего вещества галактики и плотность газа должны быть связаны соотношением пропорциональности

$$\mathfrak{M}(r) \propto \rho^2 r^4. \tag{19}$$

Предположим, что плотность газа меняется с расстоянием от центра по степенному закону. Тогда, как следует непосредственно из (7), масса галактики в изотермическом случае пропорциональна радиусу. Поэтому для плотности газа получим

$$p \propto r^{-1.5}$$
 (20)

Последнее соотношение пропорциональности выявляет однозначную связъ между температурой изотермического газа и функцией  $\mathfrak{M}(r)$   $5r_{10}\mu^{-1} = \mathfrak{M}_{44}T_7^{-1}.$  (21)

Таким образом, для заданной температуры в случае степенной зависимости плотности газа от радиуса при постоянном темпе аккреции определен не только вид функциональной зависимости  $\mathfrak{M}(r)$ , но и абсолютное значение  $\mathfrak{M}$  для любого r.

Оценим, наконец, где должна лежать точка перехода из области дозвукового в область сверхзвукового течения в изотермическом случае. Для втого воспользуемся соотношением (18), а также выражением для скорости звука при  $\mu = 1/2$  ... =  $(10 \ k \ T/3 \ m_{\rm H})$ . Подставляя вместо  $\Lambda$  (T) использованную ранее аппроксимацию, получим уравнение, связывающее между собой темп аккреции, температуру газа и величину массы галактики в звуковой точке

$$3 \cdot 10^{-3} \frac{\dot{M}_{\odot}}{T_{2}^{1.5}} = \mathfrak{M}_{44}(r_{s}). \qquad (22)$$

Из уравнения (22) видно, что даже при темпе аккреции 100  $\mathfrak{M}_{\odot}$  год<sup>-1</sup> при  $T_{7} = 1$  звуковая точка действительно расположена очень близкок центру галактики ( $\mathfrak{M}(r_{s}) = 1.5 \cdot 10^{10} \mathfrak{M}_{\odot}$ ).

4. Результаты численных расчетов. Как уже отмечалось ранее, при интерпретации рентгеновского излучения от ближайших к нам сD-галактик, для которых пространственное разрешение позволяет построить функции T(r), p(r), темп аккреции получается зависящим от радиуса. Для объяснения пространственной переменности M привлекается идея о переходе определенной доли газа в звезды в результате действия тепловой и гравитационной неустойчивостей [11, 16]. Однако возможен и альтернативный вариант — зависимость M от радиуса связана с перераспределением массы газа в галактике. Именно такая нестационарная ситуация и исследуется в настоящей работе. Уравнения задачи, по которым производился расчет, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \qquad (23)$$

$$\dot{\rho}\frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{G\mathfrak{M}}{r^{*}}\rho, \qquad (24)$$

$$c_{\nu} \rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{P}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + c_{\nu} \rho \upsilon \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{P}{\rho} \upsilon \frac{\partial \rho}{\partial r} = -\Lambda (T) \left(\frac{\rho}{m_{\rm H}}\right)^2. \tag{25}$$

Основным физическим механизмом, определяющим эволюцию газа в такой модели, является высвечивание. В свою очередь высвечивание су-

щественным образом зависит от плотности газа. Поэтому, чем медленнее будет меняться со временем функция  $\rho(r)$ , тем дольше должна протянуться фаза медленной аккреции газа. Путем замены производных на отношение характерных величин в уравнениях (23) и (25) можно показать, что время изменения плотности  $t_{\rho}$  будет достаточно велико (порядка или больше  $t_{cl}$ ), если выполняется неравенство  $R_{\dot{M}} > R_{\rho}$ , где  $R_{\dot{M}}$  — характерный пространственный масштаб изменения темпа аккреции. Последнее неравенство накладывает довольно жесткие ограничения на функциональный вид v(r), которые не всегда выполняются.

Распределение массы в галактике вычислялось по двухкомпонентной модели для звездной плотности, предложенной авторами работы [11] при интерпретации наблюдательных данных по галактике М 87:

$$\rho_*(r) = \rho_{*1}(0) / [1 + (r/r_{c1})^2]^{\alpha_1} + \rho_{*2}(0) / [1 + (r/r_{c2})^2]^{\alpha_2}.$$
(26)

Раднус ядра первого компонента  $r_{c1} = 100$  пк, второго  $r_{c2} = 5$  кпк. Центральные плотности соответственно равны  $5 \cdot 10^{-20}$  г см<sup>-3</sup> и  $3.8 \times 10^{-23}$  г см<sup>-3</sup>,  $\alpha_1 = 1.5$ ,  $\alpha_2 = 1.3$ . Вид функции  $\mathfrak{M}(r)$  приведен на рис. 1.



Рис. 1. Зависимость массы гравитирующего вещества галактики от расстояния. Крестиками обозначены значения правой части неравенства (8).

В качестве начального условия выбиралось гидростатическое распределение как изотермического, так и неизотермического газа. Центр первой расчетной ячейки соответствовал расстоянию от центра галактики 0.5 кпк, центр последней ячейки — расстоянию 100 кпк. Граничные условия на внешней границе сносились с предыдущего временного слоя. Использование метода конечных объемов, в котором внутренняя граница первой ячейки стянута в центр симметрии, позволило не фиксировать внутренние граничные условия, так как потоки массы, импульса и энергим через упомянутую границу равны нулю. Такой вариант расчета соответствует накоплению падающего на центр галактики вещества в непосредственно включающей центр области (первая ячейка). Естественно поэтому, что временной масштаб существования дозвукового течения будет определяться временем высвечивания в этой области.

Расчеты проводились по схеме Мак-Кормака [17]. Результаты расчетов приведены на рис. 2—4. Вычисления прекращаются тогда, когда начинается быстрый рост плотности газа в центре и сильное уменьшение температуры. Одновременно в центральной ячейке скорость течения приближается к звуковой. При втом критерий; полученный в разделе 2, нарушается. Это проиллюстрировано на рис. 1, где наряду с функцией  $\mathfrak{M}(r)$  крестиками нанесены эначения правой части неравенства (8). Как следует из рисунка, в центральной ячейке условие дозвукового течения нарушено (значения правой части (8) приведены для последнего временного шага первого расчетного варианта — см. рис. 2—4). На рис. 2, 3 для трех различных вариантов показано изменение плотности и температуры газа со-



Рис. 2. Распределение концентрации газа в галактике для трех ресчетных вариантов. На последнем временном шаге lg f для расчетных вариантов 1, 2, 3 равен соответственно 8, 8.6, 8.4 (то же на рис. 3 и 4).

временем, причем сплошные линии соответствуют начальному виду функций T(r) и n(r), пунктирные — конечному. На рис. 4 изображены конечные распределения |v(r)| (сплошные линии) и M(r) (пунктирные линия) для всех трех расчетных вариантов.

Для изучения влияния выбранного граничного условия (накопление газа в первой ячейке) на временные рамки существования дозвуковых те-

#### ОБ ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ГАЛАКТИКАХ

чений был также произведен расчет следующего варианта. Доля массы газа M, (0 <  $\lambda \le 1$ ), пересекающего границу между первой и второй ячейками, на каждом шаге по времени вычиталась из общей массы газа, находящегося в первой ячейке. Тем самым моделировался процесс конден-





сации определенной доли горячего газа в холодные облака в ближайшей к центру галактики окрестности. Расчеты показали, однако, что характерные времена существования дозвукового течения меняются при этом не-



Рис. 4. Зависимость скорости течения и темпа аккреции от расстояния для трех расчетных вариантов.

значительно по сравнению со случаем, когда  $\lambda = 0$ . Необходимо отметить, что на пути расчета более общего варианта течения с отрицательными источниками массы возникают большие неопределенности, связанные как с распределением этих источников по радиусу, так и с величиной доли газа, уходящего из течения.

487

5. Заключение. В настоящей работе были найдены условия существования в галактиках медленного охлаждающегося течения. В случае стационарной аккреции найдены некоторые закономерности изменения плотности и скорости газа в зависимости от величины массы галактики. Проведенные расчеты показали возможность существования нестационарных режимов течения, переходящих в конце концов в неустойчивое состояние с быстрым ростом плотности в центре. Очевидно подобные «срывы» в эволюции приводят к возникновению активности в ядрах галактик.

Все же следует отметить, что описанное в разделе 4 поведение газа не единственная возможность его аволюции. Большую роль могут играть источники энергии: вспышки сверхновых, частицы высоких энергий, а также процессы теплопроводности [18]. Именно их вклад, особенно на стадии возникновения относительно больших градиентов температуры, может стать решающим для энергетики газа в галактиках.

Ленныградский государственный учиверситет `

## CONDITION OF THE EXISTENCE OF COOLING FLOW IN GALAXIES

#### E. V. VOLKOV

A criterion for the existence of subsonic spherical symmetrical flow of cooling gas in galaxies has been found. Some equations are given describing the behaviour of gas in the gravitational field of a galaxy in the framework of a stationary accretion model. The results of numerical calculations of a nonstationary accretion of gas on a cD galaxy are presented. The gas is initially in a hydrostatic equilibrium.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. L. Cowie, J. Binney, Astrophys. J., 215, 723, 1977.

2. A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 479, 1977.

3. S. M. Lea, R. Mushotzky, S. S. Holt, Astrophys. J., 262, 24, 1982.

4. C. R. Cantzares, G. W. Clark, J. G. Jernigan, T. H. Markert, Astrophys. J., 262, 33, 1982.

5. A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, J. Grindlay, Astrophys. J., 248, 47, 1981.

6. P. E. J. Nulsen, G. C. Stewart, A. C. Fabian, R. F. Mushotzky, S. S. Holt, W. H-M. Ku, D. F. Malin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 1089, 1982.

7. G. S. Stewart, A. C. Fabian, C. Jones, W. Forman, Astrophys. J., 285, 1, 1984.

8. P. E. J. Nulson, G. S. Stewart, A. C. Fablan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 208, 185, 1984.

'9. W. G. Mathews, J. N. Bregman, Astrophys. J., 224, 308, 1978.

#### ОБ ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ГАЛАКТИКАХ

10. Б. В. Комберг, Ин-т космич. исслед. АН СССР, Препр., № 539, 1979.

- 11. G. S. Stewart, C. R. Canizares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
- 12. D. Fabian; P. Gorenstein, Astrophys. J., 267, 535, 1983.
- 13. W. H. Tucker, R. Rosner, Astrophys. J., 267, 547, 1983.
- 14. W. G. Mathews, J. C. Baker, Astrophys. J., 170, 241, 1971.
- 15. C. R. Canizares, G. S. Stewart, A. C. Fabian, Astrophys. J., 272, 449, 1983.
- L. L. Cowie, A. C. Fabian, P. E. J. Nalsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, ~ 399, 1980.
- 17. П. Роуч, Вычислительная гидродинамика, М. 1980.
- 18. Е. В. Волков, Астрон. ж., 62, 450, 1985.

## А-СТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.3—355

## ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ А./В.-ЗВЕЗД

#### М. А. ПОГОДИН Поступила 7 марта 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

Описывается процедура построения теоретических профилей вмиссионных линий, применныая к любой кинематической модели оболочки. Показано, что модель расширяющейся и одновременно вращающейся оболочки может с успехом использоваться для интерпретации наблюдаемых профилей бальмеровских линий в спектрах A<sub>0</sub>/Be-эвезд.

1. Введение. В настоящее время для построения теоретических профилей эмиссионных линий движущихся оболочек звезд широко используется вероятностный метод Соболева [1]. Обсуждение результатов, достигнутых в этой области, приводится, в частности, в обзоре Гринина [2].

В настоящей работе описывается один из вариантов конкретного применения втого метода к интерпретации профилей бальмеровских линий, наблюдаемых в спектрах звезд класса А./В.

Из всего множества видов профилей рассмотрен наиболее часто встречающийся тип, когда на широкую эмиссионную линию накладывается более узкий абсорбционный компонент, имеющий смещение относительно центральной частоты в коротковолновую сторону (см., например, работу Финкенцеллера и Мундта [3]). В предельном случае, когда смещение становится достаточно большим, профиль приобретает Р Суд-вид.

Целью настоящей работы было исследование возможностей интерпретации подобных профилей бальмеровских линий в рамках кинематических моделей оболочки, в которых крупномасштабное движение может быть представлено как комбинация радиального истечения и осевого вращения.

Во всех моделях радиальное истечение предполагалось замедленным. Этот вывод в отношении звезд типа A./B. неоднократно делался в ряде работ, посвященных их исследованию [3, 4]. Следует ожидать, что роль такого фактора, как световое давление, разгоняющее излучающий газ, в оболочках этих объектов будет менее значительной, чем в звездах более массивных и горячих, таких, как звезды типа Вольфа—Райе или сверхгиганты ранних спектральных классов (см., например, работу Кастора и Ламерса [5]).

Одной из особенностей методики расчетов, примененной в настоящей работе, был отказ от традиционного предположения о чернотельном распределении энергии в спектре звезды, возбуждающей оболочку. Как известно, спектры звезд классов А и В имеют значительные скачки за пределами водородных серий, а результаты расчетов, как показала практика, оказываются очень чувствительными к задаваемым распределениям энергии. При расчетах использовались интенсивности излучения звезды, взятые на основании теоретических моделей Куруца [6] для соответствующих  $T_{вее..}$ 

В работе обсуждается специфика конкретных процедур расчетов и сравнение теоретических профилей с наблюдаемыми. Также приводится несколько примеров, иллюстрирующих применение данной интерпретационной методики.

2. Расчеты населенностей энергетических уровней. Первый этап расчетов заключался в построении распределения населенностей атомов на разных энергетических уровнях по всему объему оболочки, которая предполагалась целиком состоящей из водорода.

Входными параметрами программы вычислений являлись: эффективная температура звезды  $T_{s\phi\phi}$ . с соответствующим ей распределением энергии в спектре, электронная температура оболочки  $T_e$ , закон скорости крупномасштабного движения  $\vec{v}(\vec{r})$  и связанное с ним уравнением неразрывности распределение плотности водородных атомов  $N(\vec{r})$ .

Вся оболочка разбивалась на L слоев с характерными расстояниями  $r_l$  до звезды, l = 1, 2, ..., L. Расчет всегда начинался с внутренней границы оболочки у самой поверхности звезды  $(r_1 = R_*)$ , а затем продолжался для слоев с большими номерами l с постепенным удалением от центра  $(r_{l+1} > r_l)$ . Так, например, для сферически-симметричных моделей вычисления производились для 10 слоев с  $r_l/R_* = 1, 1.2, 1.5, 2, 3, 5, 8, 12, 20$  и 50. Для промежуточных значений r населенности уровней определялись по методу логарифмического интерполирования.

В каждой характерной точке оболочки решалась система уравнений стационарности для первых 12 энергетических уровней. Учитывалось влияние и более высоких уровней (до 20), населенности которых предполагались равновесными для данной  $T_{\bullet}$  и электронной плотности  $N_{\bullet}$ . Уравнения составлялись с учетом всех радиационных и столкновительных процессов ионизации, возбуждения и деактивации атомов. Каждое из них мсжно представить в виде:

$$\sum_{i,j}^{\infty} (Q_{ij}N_i - Q_{ji}N_j) - N_j (I_j + N_e q_{jc}) + N_e N^+ (C_j + N_e q_{cj}) = 0, \quad (1)$$

$$j = 1, 2, ..., 12,$$

где  $N_j$ ,  $N_e$  и  $N^+$  — соответственно, населенность *j*-го уровня, электронная и протонная плотности;  $Q_{ij}$  — коэффициенты переходов с *i*-гона *j*-й уровень, причем

. 
$$Q_{ij} = \begin{cases} A_{ij} + B_{ij} \overline{J}_{ij} + q_{ij} N_{e}, \text{ при } i > j \text{ (деактивация)} \\ B_{ij} \overline{J}_{ij} + q_{ij} N_{e}, \text{ при } i < j \text{ (возбуждение)}; \end{cases}$$

 $A_{ij}, B_{ij}$  — эйнштейновские коэффициенты спонтанных и вынужденных переходов;  $q_{ij}, q_{ic}, q_{cl}$  — коэффициенты столкновительных процессов (состветственно, для межуровенных переходов, ионизации и тройной рекомбинации);  $\overline{J}_{ij}$  — средняя интенсивность излучевия в линии на частоте  $v_{ij}$ ;  $I_j$  — число ионизации с *j*-го уровня в единицу времени за счет внешнего излучения (в данном случае, от звезды);  $C_i$  — коэффициенты радиативных рекомбинаций на *j*-й уровень с учетом вынужденных рекомбинаций.

Средняя интенсивность  $\overline{J}_{ij}$  определялась из выражения:

$$\overline{J}_{ij} = (1 - \beta_{ij}) S_{ij} + \beta^*_{ij} I^*_{ij}, \qquad (2)$$

где S<sub>ij</sub> — функция источника в линии для случая полного перераспределения по частотам:

$$S_{ij} = \frac{2hv^3}{c^*} \left( \frac{N_i}{N_j} \frac{g}{g_i} - 1 \right)^{-1}, \text{ если } j > i,$$
(3)

 $\beta_{ij}$  и  $\beta_{ij}$  — вероятности выхода кванта на частоте  $\nu_{ij}$  (средняя и в направлении на звезду), где  $g_j$  — статистический вес *j*-го уровня,  $I_{ij}$  интенсивность излучения звезды на частоте  $\nu_{ij}$ .

Для первых 8 членов бальмеровской серин производился также учет профилей абсорбционных линий звезды, путем умножения величины  $I_{ij}$ на коэффициент  $R_{ij}(l)$ , характеризующий профиль абсорбционной линии и равный остаточной интенсивности на частоте  $v_{ij}(1 \pm v_l/c)$  внутри линии, где  $v_l$  скорость оболочки относительно ввезды в рассматриваемом l-м слое, а c скорость света. Проверка показала, что нет необходимости вводить подобные R-коэффициенты для линий других серий, так как это мало влияет на результаты расчетов населенностей  $N_j$  (j > 2), испольвуемых на следующем втапе при построении бальмеровских профилей оболочки. Коэффициент фотононизаций I<sub>j</sub> определялся численным интегрированием по методу трапеций по формуле:

$$I_{j} = W \int_{v=v_{j}}^{v_{\max}} a_{j}(v) \frac{I_{v}^{*} e^{-\tau_{v}}}{h^{v}} \left(1 - \frac{1}{b_{j}} e^{-\frac{hv}{kT_{e}}}\right) dv, \qquad (4)$$

где  $v_j$  — граница *j*-й водородной серии,  $v_{max} = 10^{16}$  Гц; *I*, — интенсивность излучения звезды на частоте v;  $a_j(v)$  — коэффициент поглощения на частоте v атомом в *j*-м состоянии возбуждения;  $\tau_j$  — оптическая толщина оболочки на частоте v между звездой и рассматриваемой точкой; W — коэффициент дилюции;  $b_j$  — мензеловский параметр, характеризующий отклонение населенности *j*-го уровня от равновесного значения:  $b_j = N_I/N_J$  (*TP*). Остальные обозначения традиционные.

Величины коэффициентов для столкновительных процессов были заимствованы из работы [7], где они приводятся с достаточно частым набором значений T.

Неизвестными в данной системе уравнений являлись мензеловские параметры  $b_j$ , j = 1, 2, ..., 12. Решение подобных систем методом последовательных приближений достаточно подробно описано в ряде работ (см., например, работы Боярчука [8], Гершберга и Шноля [9], Гринина и Катышевой [10]). Следует отметить некоторые особенности настоящей методики расчетов.

В отличие от работ [7—9] в используемой вычислительной программе вероятность выхода  $L_{a}$ -кванта  $\beta_{12}$  не являлась свободным параметром. Поэтому все вероятности выхода квантов  $\beta_{ij}$  и  $\beta_{ij}^{*}$ , соответствующих переходам  $j \rightarrow i$  (j > i), вычислялись каждый раз методом численного интегрирсвания по формулам:

$$\beta_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} (1 - e^{-\tau_{ij}}) / \tau_{ij} \cdot d\Omega,$$
  
$$\beta_{ij}^* = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} (1 - e^{-\tau_{ij}}) / \tau_{ij} \cdot d\Omega,$$
 (5)

где  $\Omega$  — телесный угол,  $\Omega_{\bullet}$  — телесный угол, под которым виден звездный диск из рассматриваемой точки оболочки,  $\tau_{ij}$  — оптическая толщина в линии в некотором направлении, зависящая от населенностей уровней  $N_i$  и  $N_j$  и градиента скорости  $\left| \frac{dv}{ds} \right|$  в этом направлении:

#### ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИИ

$$\mathbf{x}_{ij} = \frac{\pi e^2}{m_{ij}} \cdot f_{ij} \cdot N_i \left( 1 - \frac{g_i N_j}{g_j N_i} \right) \left\| \frac{dv}{ds} \right|, \tag{6}$$

где  $f_{ij}$  — сила осциллятора для перехода  $j \rightarrow i$ , m — масса атома и e — заряд электрона.

Градиент скорости  $\left| \frac{dv}{ds} \right|$  определяется в зависимости от конкретной кинематической модели по соответствующим формулам (см., например, формулу (I.16) из [2] для оболочки со сферически-симметричными движениями или формулы (I.24), (I.25) из той же работы — для аксиально-симметричной кинематики).

Электронная плотность  $N_{\bullet}$  также не являлась свободным параметром. Она определялась по заданной плотности водородных атомов N(r) и степени ионизации, вычисляемой на каждом итерационном шаге при решенич системы уравнений стационарности (1).

Внешней границей оболочки считалось расстояние  $R_{\max} = r_{10} = 50 R_*$ , так как расчеты профилей линий при разных значениях  $R_{\max}$  показали, что изменение внешней траницы от  $50 R_*$  до 100  $R_*$  уже не влияет на результаты.

На этапе расчета населенностей уровней нелокальное радиациснное взаимодействие между рассматриваемыми точками не учитывалось, все слои считались независимыми друг от друга.

Практически во всех моделях оболочка оказывалась прозрачной на частотах непрерывного спектра, за исключением области за лаймановским пределом ( $\tau_v \ll 1$ ,  $v < v_1$ ). Величина  $\tau_v(l)$  в точке на расстоянии  $r_l$  от звезды определялась каждый раз с помощью рекуррентной формулы:

$$\begin{cases} \tau_{v}(l) = \tau_{v}(l-1) + 6.3 \cdot 10^{-18} \cdot N_{1}(r_{i}) \cdot \left(\frac{v_{1}}{v}\right)^{s}(r_{l} - r_{l-1}), \\ \tau_{v}(1) \equiv 0, \end{cases}$$
(7)

где  $N_1(r_l)$  — населенность І-го уровня в l-м слое, зависящая от  $b_1$  и определяемая в ходе решения системы уравнений стационарности.

Строго говоря, формула (7) является довольно грубой для областей, близких к поверхности звезды, где расстояние до излучающей поверхности, а следовательно и оптическая толщина слоя оболочки, поглощающей  $L_c$ -излучение, сильно зависят от направления внутри телесного угла  $\Omega_*$ . Но проверка показала, что для протяженных изотермических оболочек, рассматриваемых в настоящей работе (раднус оболочки порядка  $50R_*$ , эффективный слой образования бальмеровских линий  $r_{sop.} \sim 5 R_*$ ), расчетные бальмеровские профили слабо чувствительны к этому эффекту. Как и в работе [10], предполагалось, что ионизация с первого уровня за счет диффузного излучения при средней оптической толщине  $\overline{\tau}$  ( $v \ge v_1$ ), превышающей единицу, полностью скомпенсирована рекомбинациями на этот уровень. В настоящей программе ковффициент  $C_1$  предполагался равным нулю, если формально соблюдалось условие  $\tau$  ( $v_1$ ) > 1. Фактически, оно выполнялось для всех рассмотренных моделей оболочки, за исключением областей, близких к внутренней границе оболочки и клучая очень горячих звезд ( $T_{sqq.} \sim 3 \cdot 10^4$  K). Для моделей с более холодной звездой ( $T_{sqq.} < 2 \cdot 10^4$  K), где оптическая толщина  $\tau_2$  оказывалась порядка  $10^2$ , достаточно хорошим приближением было выполнение условия:  $I_1 = 0$ .

Вся серия последовательных приближений при расчете набора параметров  $b_j$ , j = 1, 2, ..., 12 проводилась в три втапа. На лервом этапе определяемыми неизвестными считались три первых параметра  $b_1$ ,  $b_2$  и  $b_3$ , а остальные не изменяли в течение счета первоначально заданных значений. После сходимости итерационного процесса число неизвестных увеличивалось до шести, и цикл вычислений повторялся. И, наконец, на третьем этапе рассчитывались уже все двенадцать менвеловских параметров  $b_j$ , j = 1, 2, ..., 12. Использование ЭВМ-1033 позволяло добиться 2%-ой точности расчета за 1—10 минут машинного времени в эзвисимости от начальных условий и первоначального задания значений  $b_i$ , i = 1, 2, ..., 12.

3. Построение теоретических профилей бальмеровских линий. Если профиль эмиссионной линии определяется крупномасштабным движением, то он может быть представлен как распределение по лучевым скоростям потока излучения в линии от звезды с оболочкой в направлении на наблюдателя. В этом случае учет реального профиля ковффициента потлощения атома водорода практически не влияет на результаты расчетов, и для простоты в настоящей вычислительной программе он считался прямоугольным:

$$k_{ik} = \begin{cases} \frac{\pi e^2 f_{ik}}{2m\upsilon_T v_{ik}}, & \text{при } |v - v_{ik}| < \upsilon_T/c, \\ 0, & \text{при } |v - v_{ik}| > \upsilon_T/c, \end{cases}$$
(8)

где  $v_{ik}$  — центральная частота в линии  $(k \rightarrow i)$ ,  $f_{ik}$  — сила осциллятора, а  $v_T$  — средняя тепловая скорость атомов водорода. Остальные обозначения общепринятые.

Весь диапазон лучевых скоростей, на которых рессматривалась линия, разбивался на 40 равных интервалов со средними значениями  $V_j$ , j = 1, 2, ..., 40. Для каждого j рассматривалась область  $P_j$ , всеточки которой имели лучевые скорости  $V_s$  в диапазоне:

$$|V_z - V_j| \leqslant v_{\tau}. \tag{9}$$

Чтобы исключить возможные пересечения соседних  $P_j$ , для всех *j* соблюдалось условие:  $|V_j - V_{j\pm 1}| > 2v_T$ . Методом численного интегрирования рассчитывался эмиссионный вклад различных  $P_j$  в образование профиля линии. При этом учитывались эффекты самопоглощения, экранирования одяих частей излучающей оболочки другими, а также взаимное экранирование  $P_j$  и звездного диска.

Входными параметрами были  $T_{3\phi\phi}$ ,  $T_e$ , наборы  $R(V_I)$ , характеризующие профили линий поглощения звезды, распределения в оболочке v(r), N(r), а также распределение набора мензеловских параметров  $\{b_i(r)\}$ , построенное на первом этапе вычислений.

Распределения параметров в оболочке задавались в цилиндрической системе координат ( $\varphi$ , p, z), где  $\varphi$  — позиционный угол,  $\rho$  — радиусвектор и z — аппликата. Ось z ориентировалась вдоль луча зрения, а. множество ( $\varphi$ ,  $\rho$ , 0) представляло собой картинную плоскость, проходящую через центр звезды.

Луч эрения, проходящий через точку с координатами ( $\varphi$ ,  $\rho$ ), будет: пересекать ее различные воны  $P_j$  в зависимости от особенностей кинематики оболочки. Для каждой  $V_j$  рассчитывался поток ивлучения  $I_j(\varphi, \rho)$ в рассматриваемой линии, приходящий к наблюдателю с влементарной. площадки ds. Определение  $I_j(\varphi, \rho)$  заключалось в численном расчете интеграла (10) по методу, уже неоднократно применявшемуся при построевии теоретических профилей оболочек (см., например, работы [11, 12]);

$$I_{j}(\varphi, p) = ds \int_{\{z \in P_{j}\}} S_{ik}(\varphi, p, z) e^{-\tau_{ik}(\varphi, p, z)} d\tau_{ik}.$$
(10)

Для этого вдоль оси z осуществлялось дискретное сканированиес шагом  $\Delta z$  в сторону от наблюдателя через всю оболочку от ее ближайшего края, имеющего аппликату  $z_0(\varphi, \rho)$ , до дальнего. Чтобы построенный профиль имел достаточно гладкий вид, величина шага  $\Delta z$ выбиралась существенно меньше характерной толщины слоев  $P_j$  в направлении z:  $\Delta z \ll d_j = v_T / \left| \frac{dV_s}{dz} \right|$ . На каждом *n*-м шаге в точке с: аппликатой  $z(\varphi, \rho, n) = z_0(\varphi, \rho) + n\Delta z$  определялась лучевая скорость.  $V_s$  и устанавливалась принадлежность данной точки к какой-либообласти  $P_j$  по условию (9). Точки, не принадлежащие ни к одной из 40 выделенных  $P_j$ , не рассматривались.

В случае принадлежности точки с аппликатой  $z(\varphi, \rho, n)$  к определенной  $P_i$ , на основании распределения входных параметров вычислялись:

1. Функция источника в рассматриваемой линии по формуле (3) в зависимости от мензеловских параметров соответствующих уровней.

2. Изменение оптической толщины в линии в направлении z при шаге Δz:

$$\Delta \tau_{j}(\varphi, \rho, n) = k_{ik} N_{i} \left( 1 - \frac{g_{i} N_{k}}{g_{k} N_{i}} \right) \Delta z.$$
(11)

3. Оптическая толщина в линии между точкой z (φ, ρ, n) и наблюдателем:

$$\tau_{j}(\varphi, \rho, n) = \tau_{j}(\varphi, \rho, n-1) + \Delta \tau_{j}(\varphi, \rho, n-1), \ \tau_{j}(\varphi, \rho, 1) = 0.$$
(12)

Если сделать допущение, что вдоль интервала  $\Delta z$  функция источника  $S_{lk}$  и коэффициент поглощения  $\frac{d\tau_{lk}}{dz}$  не изменяются, то поток излучения от объема  $ds \cdot \Delta z$  на *n*-м шаге сканирования с учетом самопоглощения и поглощения на пути от точки  $z(\varphi, \rho, n)$  до наблюдателя будет:

$$\Delta I_{j}(\varphi, \rho, n) = ds \cdot S_{ik}(1 - e^{-\Delta \tau_{j}(\varphi, \rho, n)}) e^{-\tau_{j}(\varphi, \rho, n)}.$$
(13)

Полное значение  $I_j(\varphi, \rho)$ , которое и было использовано при расчетах, получается путем суммирования всех  $\Delta I_j(\varphi, \rho, n)$  с номерами n, соответствующих точкам  $z(\varphi, \rho, n)$ , принадлежащим данной  $P_j$ :

$$I_{j}(\varphi, \rho) = ds \cdot \sum_{(n)} S_{ik}(\varphi, \rho, n) (1 - e^{-\Delta \tau_{j}(\varphi, \rho, n)}) e^{-\tau_{j}(\varphi, \rho, n)}.$$
(14)

Звездный диск в этой процедуре формально рассматривался как поверхность, полностью непрозрачная на всех  $V_i$ , с потоком излучения с элементарной площадки ds в направлении на наблюдателя:

$$I_{j}^{\bullet}(\varphi, \rho) = ds \cdot I_{ik}^{\bullet} \cdot R_{ik} (V_{j}), \qquad (15)$$

где  $J_{ik}$  — интенсивность излучения в непрерывном спектре звезды на частоте  $\gamma_{ik}$ , вводимая в программу вычислений.

Последующее интегрирование  $I_j(\varphi, \rho)$  по координатам ( $\varphi, \rho$ ) и нормировка к потоку от звезды  $\pi R^2 I_{ik} R_{ik} (V_j)$  нозволяли построить полный профиль линии звезды с оболочкой.

498
Следует отметить, что при небольшом угле между осью 2 и нормалью к поверхности равных скоростей (ПРС) справедливо утверждение о постоянстве физических характеристик излучающего газа в пределах всего множества  $\{z \in P_i\}$  при разовом пересечении z и  $P_i$ . В этом случае в формуле (14) достаточно произвести суммирование по числу пересечений оси .z с P1 для данной пары (2, р). Можно было бы построить программу вычислений с предусмотренной дифференциацией расчетных процедур в зависимости от взаимной ориентации z и P<sub>1</sub>. Это позволило бы сократить машинное время непосредственно на вычисления, но повлекло бы за собой усложнение логической части программы. Особенностью используемой методики расчетов является ее универсальность, она не зависит от выбора структурно-кинематической модели оболочки, которая может быть сколь угодно сложной. Конечно, при сложной кинематике соблюдение условия  $\Delta z \ll d_i$  может привести к большому расходу машинного времени. Однако для большинства моделей, рассматриваемых в настоящей работе, не требовалось полного интегрирования по всем трем координатам. Так, для чисто расширяющейся сферически-симметричной оболочки достаточно было произвести расчет для одного произвольного значения Ф (5-10 минут машинного времени), а в случае тонкого диска, ориентированного ребром к наблюдателю, — для двух значений ч. и ч. =  $\phi_1 \pm 180^\circ$  (10—20 минут счета).

4. Профили линий чисто расширяющихся оболочек. Для интерпретации спектральных особенностей объектов с Р Суд-профилями бальмеровских линий была рассмотрена группа моделей сферически-симметричных оболочек с различными начальными параметрами, крупномасштабное движение в которых ограничивалось чисто радиальным расширением. Закон скорости выражался формулой (12), описывающей замедление в поле тяготения центрального тела.

$$v_{\rm P}(r) = V_0 [\gamma^2 + (1 - \gamma^2) R_*/r]^{0.5}, \qquad (16)$$

rge

$$\gamma = V_{\bullet}/V_0, V_0 = v_p(R_*), V_{\bullet} = \lim v_p(r).$$

Результаты сравнения расчетных характеристик для моделей с различными параметрами  $T_{s\phi\phi}$ ,  $\gamma$ ,  $N_0 = N(R_*)$  для  $T_* = 10^4$  К и  $V_6 = 800$  км/с иллюстрирует диаграмма  $I_m(H_{\alpha})/I_m(H_{\beta})$ , где  $I_m$  — максимальная интенсивность эмиссионной линии, нормированная к уровню непрерывного спектра (рис. 1). На рисунке показан участок диаграммы, охватывающий область наиболее характерных значений наблюдаемых интенсивностей линий H<sub>a</sub> и H<sub>b</sub> у A<sub>e</sub>/B<sub>e</sub>-эвезд.

#### М. А. ПОГОДИН

Положение точек на диаграмме наиболее значительно зависит от двух параметров:  $N_0$  и 7. Велико их влияние и на другие характеристики профилей, в частности, на ширину (см. рис. 2). Зависимость  $I_m$  от  $T_{max}$  более:



Рис. 1. Максимальные интенсивности  $I_m$  вмиссионных линий  $H_e$  и  $H_3$  в еденицах непрерывного спектра, рассчитанные для набора моделей сферически-симметричной расширяющейся оболочки с законом изменения скорости (12) при  $V_0 = 800$  км/с; а) треки для  $\gamma = 0$  при изменяющихся параметрах  $N_0$  и  $T_{вфф}$ ; b) изменение положений треков при изменении параметра  $\gamma$ .

слабая. Ее обратный характер связан с тем, что рост вмиссии оболочки за счет больших значений  $T_{эфф.}$  происходит медленнее, чем увеличение потока излучения самой звезды на частотах эмиссионных ланий, к уровню которого нормируются профили. ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИИ



Рис. 2. Профили линин Н<sub>β</sub>, рассчитанные для моделей сферически-сниметричной расшир яющейся оболочки; а)  $T_{\rm exp} = 2 \cdot 10^4$  К,  $T_e = 10^4$  К,  $v_p(r)$  — по формуле (12) для  $V_0 = 800$  км/с,  $\gamma = 0$ ,  $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$ ,  $10^{11}$ ,  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Пунктирной линией отмечен профиль линие поглощения звезды при отсутствии оболочки; b)  $T_{9\phi\phi} = 10^4$  К,  $T_e = 10^4$  К,  $N_0 = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $V_0 = 550$  км/с,  $\gamma = 0.0$ , 0.2, 0.4. Остальные обозначения предние.

501

Расчеты, произведенные для других значений  $T_{\bullet}$ , показывают, что есувеличение, подобно увеличению  $N_0$ , приводит к росту степени ионизации и возбуждения в оболочке и, соответственно, к усилению эмиссии в линиях. Так, например, для звезды класса A0 с параметрами оболочки:  $v_{\rho}(r) = 500 (R_*/r)^{0.5}$  км/с,  $N(r) = 5 \cdot 10^{11} (R_*/r)^{1.5}$  см<sup>-3</sup>, изменение  $T_{\bullet}$  от 10 000 K до 15 000 K сопровождается увеличением отношения населенностей  $N_3/N_3$ , определяющего интенсивность эмиссии в  $H_x$ , на 5 % при  $r \approx R_*$  и на 20% при  $r = 8 R_*$ . Однако небольшие изменения  $T_{\bullet}$  (в пределах 8000 — 12 000 K), которые в основном использовались при расчетах, проявлялись главным образом в изменениях степени ионизации и эмиссии в лаймановских линиях, а интенсивности и профили бальмеровских линий оказывались к ним довольно малочувствительными.

Наконец, следует отметить, что параметр  $V_0$ , определяющий ширину эмиссионных линий, практически не влияет на остальные характеристики профилей.

В целом, модели чисто расширяющихся оболочек могут быть хорошо согласованы с наблюдаемыми интенсивностями в максимуме и профилями длинноволнового крыла линий  $H_{\alpha} - H_{\delta}$ . Однако систематические расхождения имеются при сравнении теоретических и наблюдаемых абсорбционных Р Суд-компонентов: у расчетных профилей они гораздо глубже (см. рис. 4а). По-видимому, закон скорости (12) является слишком грубым приближением для описания реальной кинематики оболочек у  $A_{\bullet}/B_{\bullet}$ - звезд.

5. Влияние осевого вращения на профили линий расширяющихся оболочек. Рассмотрение кинематических моделей, учитывающих как радиальное расширение, так и осевое вращение, всегда связано со значительным увеличением числа свободных параметров модели. Вращающаяся оболочка уже не может сохранить сферическую симметрию — следовательно требуется введение формул, описывающих ее форму, распределение плотности газа, а также наклон оси вращения к лучу зрения. Закон скорости вращения также может быть различным: от кеплеровского орбитального движения ( $v_n \sim r^{-0.5}$ ) до "твердотельного" вращения ( $v_n \sim r$ ), возникающего в случае «вмороженности» силовых линий магнитного поля звезды в ионизованный газ оболочки.

В настоящей работе для исследования моделей с осевым вращением был принят ряд упрощающих условий. Оболочка предполагалась дискообразной, с толщиной D и осью симметрии, перпендикулярной лучу зрения. Было рассмотрено два типа закона вращения: a)  $v_s(r) = V_s (R_s/r)^{0.5}$  и b)  $v_s(r) = \text{const.}$  При этом для определенности предполагалось, что  $T_{3\phi\phi} = 2 \cdot 10^4$  К,  $T_e = 10^4$  К, закон радиальной скорости (12) с начальной скоростью  $V_0 = 800$  км/с,  $N_0 = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. В данном случае величина  $V_0$  определялась уже как  $V_0^2 = V_p^2 + V_1^2$ .



Рис. 3. Профеле линий H<sub>a</sub> и H<sub>β</sub>, рассчитанные для моделей дисковых оболочек: с  $D = 2R_{\bullet}$ ,  $T_{9\phi\phi} = 2 \cdot 10^4$  K,  $T_e = 10^4$  K,  $v_p(r) \sim r^{-0.5}$ ,  $V_0 = 800$  км/с,  $a = V_s/V_p$ ,  $V_0^2 = V_s^2 + V_p^2$  для a = 0 (1), 3/8 (2), 5/8 (3), 1 (4); a)  $v_s(r) \sim r^{-0.5}$ ; b)  $v_s(r) = \text{const}$ ,

На рис. За, b представлены семейства теоретических профилей линий H<sub>a</sub> и H<sub>b</sub>, соответствующих моделям с  $D = 2R_*$  для различных значений параметра  $\alpha = V_B/V_p$ . При  $v_a \sim r^{-0.5}$  профили сохраняют P Cyg-структуру даже при больших значениях  $\alpha \approx 1$ , однако при этом.

абсорбционные компоненты становятся более узкими и менее глубокими (рис. За). С изменением а изменяются и интенсивности линий, на диаграмме  $I_m$  (H<sub>a</sub>)/ $I_m$  (H<sub>b</sub>), показанной на рис. 1а для чисто расширяющихся оболочек, эти изменения происходили бы вдоль треков ( $T_{3qq.}$ ,  $\gamma = \text{const}$ ), обозначенных жирными линиями. Добавление осевого вращения позволяет в значительной степени избавиться от основного недостатка моделей с чистым расширением: профили абсорбционных Р Суд-компонентов удается гораздо лучше согласовать с наблюдениями (ср. рис. 4а и 4b).



Рис. 4. Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей линий  $H_{\alpha}$  и H<sub>β</sub>. а) Звезда HD 250550, B9 V. Модель: сферически-симметричная расширяющаяся оболочка,  $T_{s\phi\phi} = 10^4$  K,  $T_e = 10^4$  K,  $V_0 = V_p = 950$  км/с,  $\gamma = 0$ ,  $V_B = 0$ ,  $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>; b) Звезда HD 250550, B9 V. Модель: дисковая оболочка с  $D = 2R_*$ ,  $T_{s\phi\phi} = 10^4$  K,  $T_e = 10^4$  K,  $V_p = 400$  км/с,  $v_B(r) \sim r^{-0.5}$ .  $V_B = 350$  км/с,  $\gamma = 0$ ,  $N_0 = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>; c) Звезда HD 37806, A0. Модель: дисковая оболочка с  $D = 4R_*$ ,  $T_{s\phi\phi} = 10^4$  K,  $V_p = 270$  км/с,  $v_B(r) = \text{const}$ ,  $V_B = 175$  км/с,  $\gamma = 0$ ,  $N_0 = 4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Использование закона  $v = V_s$  позволяет перейти к интерпретации профилей линий с двойными эмиссионными пиками. Изменением величины параметра а можно подобрать подходящее смещение абсорбционного компонента, разделяющего пики (рис. 3b). Довольно резкая "скошенность" вершин эмиссионных компонентов обусловлена весьма искусственным ограничением в модели толщиной  $D = 2R_*$ . При выборе больших величин D этот эффект пропадает. Пример удовлетворительного согласования теоретических и наблюдаемых профилей  $H_1$  и  $H_3$  звезды HD 37806 при  $D = 4R_*$  показан на рис. 4с.

6. Заключение. Сравнение теоретических профилей бальмеровских линий, построенных с использованием моделей оболочек с одновременным расширением и вращением, с наблюдаемыми профилями этих линий в спектрах  $A_e/B_e$ -эвезд показало, что для большого числа случаев можно добиться их удовлетворительного согласования. При этом всегда оболочка оказывалась оптически толстой в лаймановских и бальмеровских линиях и в непрерывном спектре за лаймановским пределом и прозрачной на частотах субординатного континуума. Оптическая толщина оболочки для электронного рассеяния в большинстве случаев была мала и достигала 0.1 только для самых высоких рассматриваемых значений начальной плотности  $N_e \sim 1.5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Модели чисто расширяющейся оболочки хорошо объясняют интенсивности и профили длинноволновых крыльев эмиссионных линий, однако приводят к более сильным абсорбционным Р Суд-компонентам по сравнению с наблюдаемыми профилями. Это противоречие можно устранить, введя в кинематическую модель осевое вращение с кеплеровским законом изменения скорости. Для объяснения двойных эмиссионных пиков требуется привлечение моделей с более медленным падением скорости вращения при удалении от центра.

Главная астрономическая обсерватория АН СССР

## THE PROFILES OF BALMER LINES IN Ae/Be-SPECTRA

#### M. A. POGODIN

The procedure of the construction of theoretical profiles of emission lines fit for any kinematical models of the envelopes is described. It has been shown that the model of expanding and simultaneously rotating envelopes can be successfully used for the interpretation of the observed profiles of Balmer lines in the spectra of Ae/Be-stars.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Двяжущиеся оболочки звезд, ЛГУ, Л., 1947.

2. В. П. Гринин, Астрофизика, 20, 365, 1984.

U. Finkenzeller, R. Mundt, Astron. and Astrophys., Suppl. Ser., 55, 109, 1984.
 P. Felenbok, F. Praderie, A. Talavera, Astron. and Astrophys., 128, 74, 1983.
 J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, Astrophys. J. Suppl. Ser., 39, 481, 1979.
 6-371

#### М. А. ПОГОДИН

6. R. L. Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.

7. В. А. Остапенко, Вестн. Кнев. ун-та, № 16, 42, 1974.

8. А. А. Боярчук, Изв. Крымск. обс., 35, 45, 1966.

9. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль, Изв. Крым. обсерв., 50, 122, 1974.

10. В. П. Гринин, Н. А. Катышева, Изв. Крым. обсерв., 62, 66, 1980.

11. R. Poeckert, J. M. Marlborough, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 229, 1978.

12. U. Bastian, C. Bertout, L. Stenholm, R. Wehrse, Astron. and Astrophys., 86, 105, 1980.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.354.4—337—327

# ОБ УГЛАХ МЕЖДУ ОСЬЮ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ В ПУЛЬСАРАХ

## И. Ф. МАЛОВ Поступила 5 июля 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

Дан критический обзор существующих методов определения угла  $\beta$  между магнитным полем и осью вращения пульсара. Получены уточненные оценки втого угла по наблюдаемым ширинам профилей для 282 ПСР и по наблюдаемому ходу позиционного угла для 63 ПСР. С использованием поляризационных данных и данных о виде профиля вычислены углы  $\beta$  для ПСР с интеримпульсами: у 5 ПСР  $\beta$  мало (< 10°) и у трех  $\beta \sim 90°$ . Указан ряд ПСР с малыми  $\beta$  и с  $\beta \sim 90°$ , у которых могут быть обнаружены интеримпульсы и межимпульсное излучение.

1. Введение. Одной из важнейших характеристик, которые могут быть использованы для проверки предлагаемых моделей пульсаров (ПСР), для выбора возможных путей их эволюции, для оценки их светимостей и населенности в Галактике, является утол  $\beta$  между направлениями оси маг-

нитного диполя µ и оси вращения нейтронной звезды Ω. Однозначное определение этой величины для известных ПСР дало бы ответ на следующие первостепенные с точки зрения понимания природы ПСР вопросы: происходит ли сближение указанных осей в течение жизни ПСР или они с увеличением возраста удаляются друг от друга; является ли основной причиной потери вращательной энергии нейтронной звезды магнитодипольное излучение или «токовые потери»; наблюдаются ли интеримпуль-

сы у ПСР при  $\mu \perp \Omega$  или, наоборот, при малых углах между  $\mu$  и  $\Omega$ ; отклоняется ли магнитное поле от дипольного в области генерации радиоизлучения. Поэтому за время исследования ПСР предпринимались неоднократные попытки оценить значение этого параметра по имеющимся наблюдательным данным.

Цель настоящей работы — дать критический анализ предложенных методов вычислений угла β и полученных с помощью втих методов результатов, а также оценить современное состояние проблемы. Будем исходить из модели полярной шапки, предполагая, что магнитное поле нейтронной звезды дипольно, а наблюдаемое радиоизлучение генерируется на умеренных расстояниях от ее поверхности  $\left( r \ll R_{LC} = \frac{cP}{2\pi} \right)$  в пределах конуса открытых силовых линий.

2. Оценки по наблюдаемой ширине профиля. В работе [1] предложено считать, что наблюдаемый разброс эквивалентных ширин W профилей является следствием различия углов между лучом зрения наблюдателя и осью вращения  $\zeta$  для различных ПСР. При этом, если предположить, что наблюдаемая ширина связана с реальной шириной  $\theta$  диаграммы излучения соотношением:

$$W = \frac{\theta}{\sin\zeta},\tag{1}$$

**HTO** 

$$\theta = AP^{-0.5} \ (A = \text{const}) \tag{2}$$

H YTO

$$\beta = \zeta, \quad (3)$$

т. е. луч зрения во всех ПСР проходит через центр конуса излучения, то можно оценить по взятым из наблюдений значениям W величину угла  $\beta$ . Соответствующая геометрия представлена на рис. 1, заимствованном из [2]. В работе [1] по эквивалентным ширинам на частоте 400 МГц для 308 ПСР [3] вычислены углы  $\beta$ . Следует подчеркнуть, что эти оценки представляют собой нижние пределы для большей части ПСР, поскольку «реальная» ширина (константа A в (2)) определялась по нижней границе на днаграмме W(P), и никак не учитывалась возможность прохождения луча зрения на значительном расстоянии от центра конуса излучения. Тем не менее, для многих ПСР эти оценки остаются пока единственно возможными. Необходимо только сделать следующие уточнения. 1) Вместо эквивалентных ширин профилей лучше использовать ширины импульсов по уровню 10%, так как они ближе к величине  $\Phi_P$ , изображенной на рис. 1. Вписанная в массив lg  $W_{10}$  (lg P) [3] по методу наименьших квадратов прямая имеет вид:

$$\lg W_{10} = (-0.36 \pm 0.05) \lg P + 1.27 \pm 0.02, \tag{4}$$

а для нижней границы получим:

508

ОБ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ 509

Отличие наблюдаемого показателя при P от 0.5 может быть связано, например, с тем, что у разных ПСР излучение с частотой 400 МГц генерируется на разных уровнях в магнитосфере (вследствие влияния других параметров ПСР). В любом случае мы должны исходить из наблюдательных



Рис. 1. Расположение различных осей пульсара в модели лелярной шалки.

данных, и в дальнейшем с  $\Phi_{\rho}$  отождествлялось  $\frac{W_{10}}{2}$  из [3]. 2) Выражение (1) справедливо только при малых углах W и  $\theta$ . Однако существуют ПСР, у которых наблюдаемые профили занимают заметную часть периода. Поэтому вместо (2) лучше использовать выражение [2]:

$$\cos\theta = \cos\beta\cos\zeta + \sin\beta\sin\zeta\cos\Phi_{\rho}, \qquad (6)$$

положив в нем, как вто сделано в [1], β = . Тогда получим:

$$\beta = \arcsin\left(\frac{\sin\frac{\theta}{2}}{\sin\frac{\Phi_{\mu}}{2}}\right)$$

Найденные таким способом оценки (углы  $\beta_1$ ) для 282 ПСР с известными  $W_{10}$  [3] приведены в табл. 1. Как уже отмечалось выше, для большей части ПСР эти значения следует рассматривать как нижние пределы величины  $\beta$ . Поэтому преобладание малых значений угла  $\beta$  (рис. 2), как и в [1], может быть связано со сделанными предположениями, и его нужно подтвердить с помощью более совершенных методов.



Рис. 2. Распределение вычисленных значений угля В1 для 282 ПСР.

3. Использование данных о максимальной производной позиционного угла. Для излучения кривизны электрический вектор лежит в плоскости магнитной силовой линии, а само излучение поляризовано параллельно проекции оси магнитного диполя. Из рис. 1 находим [2]:

$$tg \psi = \frac{\sin\beta\sin\Phi}{\sin\zeta\cos\beta - \cos\zeta\sin\beta\cos\Phi}.$$
 (8)

В работе [4] для вычисления угла  $\beta$  использовано получаемое из (8) соотношение:

$$\left(\frac{d\psi}{d\Phi}\right)_{\max} = \frac{\sin\beta}{\sin\left(\zeta - \beta\right)}$$
(9)

Наличие второго уравнения, связывающего углы  $\beta$  и  $\zeta$ , позволяет отказаться от предположения о том, что  $\beta = \zeta$ , и вычислить значения  $\beta$  более точно. Ниже приведены оценки углов  $\beta$  и  $\zeta$ , полученные с использованием уравнений (6) и (9). При втом по сравнению с работой [4] сделано два уточнения. 1) В [4], как и в [1], использовано соотношение (1), а постоян-

(7)

# ОБ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ 511

Таблица 1

		3H	АЧЕНІ	ия угло	B ₿1 4	аля 282 п	СР		
ПСР	31	ПСР	\$°1	ПСР	30	ПСР	$\beta_1^0$	ПСР	B10
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
003107	7.5	0756-15	36.0	0959—54	26.6	1317-53	14.3	1558-50	17.8
0100+65	9.3	0808-47	4.6	1001-47	16.7	1322-66	5.3	1600-27	18.7
0136+57	25.2	0809- -74	9.2	101023	7.8	1323-63	6.7	1600-49	15.9
0138+59	8.8	0818-13	21.0	1014-53	22.7	1323-62	19.9	1601-52	5.7
0148-06	5.2	0818-41	2.5	1015-56	9.9	1325-43	17.7	1604-00	21.5
0149—16	28.2	0820+-02	16.4	1039—19	13.0	1325-49	11.9	1609-47	14.8
0203-40	23.4	0823+26	34.6	1039—55	15.2	1336-64	15.4	1612+07	32.3
0254-53	39.7	0826-34	1.2	1044-57	10.3	1352-51	25.9	1612-29	17.8
0301+19	12.3	0833-45	35.6	1054-62	6.5	1353-62	11.2	1620-09	20.9
0320+39	20.3	0834+06	27.7	1055-52	2.7	1358-63	29.8	1630-59	14.1
0329+54	18.7	0835—41	41.6	1056-78	16.7	1417-54	17.0	1641-68	8.9
0402+61	17.7	0839—53	7.0	1056-57	20.8	1424—55	17.3	1642-03	80.1
0403-76	14.0	0840-48	7.4	1105-59	12.1	1426-66	20.8	1647—528	10.5
0447-12	14.6	0844-35	9.9	1110-65	10.1	1436-63	18.1	1647-52	16.4
045055	13.3	0853-33	27.7	1110—69	16.4	1449-64	30.1	1648-17	20.4
0450-18	12.6	0855—61	15.0	1112+50	24.9	1451-68	10.8	1659-60	2.9
0458+46	16.9	0901—63	15.0	1114—41	24.2	1454-51	12.4	1700-32	13.0
0523+11	19.1	0903-42	15.8	1118-79	18.0	1503-51	19.1	1700—18	19.0
0525+21	8.2	0904-74	12.0	1119—54	14,7	1503-66	18.5	1701-75	18.5
0531+21	5.7	0905—51	5.2	1113+16	22.1	1504-43	17.8	1702-19	21.7
0538-75	7.7	0906—17	18.9	1133-55	11.0	1507-44	7.1	1706-16	26.2
0540+23	16.1	0909-71	9.4	1143-60	12.3	1510-48	19.5	1707—53	23.5
0559—05	17.2	0919+06	18.1	1154-62	13.7	1523-55	9.5	1717—29	11.3
0559—57	13.1	0922 -52	18.2	1159-58	19.5	1524-39	20.2	1718-02	5,8
0611+22	26.7	0923-58	6.7	1221-63	26.2	1530+27	20.1	1718-32	22.4
062104	8.4	0932-52	17.1	1222-63	10.1	1530-53	16.5	1719—37	14.2
0626÷24	19.5	0940-55	19.1	1232-55	7.9	1540-06	32.7	1727-47	20.8
0628-28	6.5	0940+16	6.1	1236-68	19.6	1541-52	12.4	1729-41	7.8
0647+80	20.6	0941-56	23.5	1237+25	15.7	1541+09	2.4	1730-22	8.4
0655+64	23.4	0942-13	48.0	1237-41	24.6	1550-54	6.0	1732-07	17.1
0656+14	13.3	0943+10	12.1	1240-64	19.5	1552-31	15.3	1737+13	15.3
0727-18	18.6	0950-38	12.0	1256-67	16.3	1552-23	17.7	1737—39	11.4
0736-40	7.5	0950+08	13.9	1302-64	5.4	1555-55	16.4	1738-08	10.6
0740—28	27.2	0953-52	19.4	1309-53	11.6	1556-44	22.7	1740-03	20.1
0751+32	10.0	0957-47	4.4	1309-55	13.3	1556-57	8.0	1742-30	10.9
				1	1				

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9 -	10
1745-12	18.6	1839+56	20.6	1911+13	20.5	1933+16	33.6	2048-72	8.2
1745-56	13.7	1839+-09	27.3	1911—04	60.7	1937—26	36.3	2053+36	9.7
1747-46	21.3	1842+14	27.3	1913+167	20.4	1940-12	34.7	2111+46	4.8
1749-28	42.7	1844-04	8.2	1913+10	6.3	1941-17	16.6	2113+14	26.4
1754-24	4.0	1845-19	17.2	1913+16	12.3	1942-00	11.6	2123-67	9.1
1756-22	17.4	1845-01	10.3	1914+09	19.0	1943-29	31.2	2151-56	10.0
1804-27	13.1	1846-06	18.9	1915+13	32.2	1944+22	16.2	2152-31	21.8
1804-08	16.5	1851-79	10.2	1916+14	17.2	1944+17	9.7	2154+40	8.8
1806-53	10.4	1851-14	21.6	1917+00	23.1	1946-25	38.5	2217+47	32.6
1811+40	21.0	1857-26	7.6	1918+19	5.9	1946+35	12.5	2224+65	6.0
1813—26	5.6	185903	9.7	1919+14	13.6	1952+29	10.8	2303+30	30.2
1813-36	16.3	1900+05	11.2	1919+21	21.5	1953+50	36.9	2310 42	24.1
1818-04	30.8	1900+01	23.7	1920+21	19.6	200231	43.4	2315+21	26.6
1819-22	10.0	1900-06	10.8	1922+20	10.6	2003-08	5.2	2319+60	8.0
1820-31	25.8	1905+39	13.0	1923+04	24.6	2016+28	24.8	2321+61	14.2
1821+05	14.7	1907+00	67.6	1924- -16	20.3	2020-28	22.2	2323+63	5.2
1822—09	12.5	1907+02	30.5	1924+14	4.4	2021+51	15.4	2324 + 60	9.6
1826-17	3.8	1907+10	31.0	1925+22	7.1	2025+21	10.3	2327-20	28.3
1828-60	13.9	1907+03	2.8	1926+18	16.5	2028+22	16.3	2351 + 61	13.7
1831-03	9.0	1907-03	24.2	1929+10	19.5	2043-04	26.4	L	
1831-04	3.3	1907+12	9.8	1929+20	14.6	2044-15	16.2		1. 24
1834-10	1.7	191020	30.6	1930+22	17.7	2045-16	12.2		-1

ная A определялась по нижней границе массива  $W_{10}(P)$  (вместо эквивалентных ширин в [4] использованы ширины по уровню 10%, взятые из [3]). Такой подход в данном случае не совсем корректен. Если в [1] отличие наблюдаемой ширины от реальной ширины конуса излучения всегда было связано с видимым уширением диаграммы из-за приближения конуса к полюсу вращения, то здесь наблюдаемая ширина может быть как больше реальной ширины конуса (вследствие того же эффекта), так и уже (из-за тото, что луч эрения проходит достаточно далеко от центра конуса). Поскольку априори вклад обоих эффектов не известен, в качестве нулевого приближения можно считать их примерно равными. Тогда зависимость  $\theta(P)$  определяется прямой, вписанной в массив  $W_{10}(P)$  по метсду наименьших квадратов. Для частоты 400 МГц это соответствует уравнению (4):

$$\overline{b} = \frac{\overline{W}_{10}}{2} = 9^{\circ} 3P^{-0.36}.$$
 (10)

## ОБ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ 513.

Вследствие указанных выше причин полученные в [4] оценки вновь следует рассматривать как нижние пределы углов  $\beta$  для большей части ПСР. 2) В [4] значения  $\left(\frac{d\psi}{d\Phi}\right)_{max}$  вычислялись как средние по поляризационным данным, полученным для данного ПСР на разных частотах. Однако  $\left(\frac{d\psi}{d\Phi}\right)_{max}$ , вообще говоря, зависит от частоты, и поскольку для различных ПСР диапазон частот был неодинаковым, то такой подход мог привести к погрешности в оценке  $\beta$ . Этот эффект в [4] не исследовался. По данным работы [5] можно сопоставить величину  $\left(\frac{d\psi}{d\Phi}\right)_{max}$  для одних. и тех же пульсаров на частотах 1600 и 2700 МГц. Оказалось (рис. 3), что-



Рис. 3. Соотношение между граднентами повиционного угла на частотах 1600 ж. 2700 МГц [5].

соответствующие производные систематически выше на более низкой. частоте. Поэтому мы проводили вычисления угла  $\beta$  по поляризационным данным на 4 частотах (400, 640, 1600 и 2700 МГц) отдельно, используя для имеющихся выборок ПСР на каждой частоте свое соотношение, ана-логичное (10):

$$\overline{\theta} = 8^{0}1 P^{-0.28} \text{ Ha } 640 \text{ M}\Gamma_{\text{U}}, \qquad (11)$$

$$\overline{\theta} = 7^{0}8 P^{-0.11} \text{ Ha } 1600 \text{ M}\Gamma_{\text{U}}, \qquad (12)$$

$$\overline{\theta} = 3^{0}4 P^{-0.16} \text{ Ha } 2700 \text{ M}\Gamma_{\text{U}}. \qquad (13)$$

Пои этом были использованы данные для ПСР с монотонным изменением позиционного угла из работ [5-11]. Исходными для вычислений были уравнения (6) и (9), в которых  $\Phi_{\rho}$ ,  $\theta$  и  $\left(\frac{d\phi}{d\Phi}\right)_{\mu}$  считались заданными. Необходимо отметить, что знах  $\frac{d\psi}{d\Phi}$  зависит от направления вращения нейтронной звезды ( $d\Phi > 0$  или  $d\Phi < 0$ ) и от того, ближе к оси вращения или дальше от нее проходит луч зрения относительно центра конуса излучения (т. е. от знака величины С — в). Поскольку направление вращения ПСР не известно, мы проводили вычисления для  $\frac{d\psi}{dt} = C$  и  $\frac{d\psi}{d\Phi} = -C.$  Соответствующие значения углов ( $\beta_2$  и  $\zeta_2$ ) приведены в табл. 2 (в скобках указаны значения  $\beta$  и  $\zeta$  при  $\frac{d\psi}{d\Phi} = -C$ ). Проведенные вычисления показали, что оценки углов В для данного ПСР на частотах 400, 640 и 1600 МГц близки друг к другу, а на 2700 МГц В всегда меньше. Это может быть связано с отклонением магнитного поля от дипольного вблизи поверхности нейтронной звезды, где генерируется излучение на самых высоких радиочастотах. Для сравнения полученных значений в с результатами других авторов нужно брать величину, усредненную по оценкам на трех нижних частотах (400, 640 и 1600 МГц) (3 в табл. 2). Соответствующие значения 9, оказываются, как правило, выше оценок работы [4] (рис. 4). То, что некоторые значения данной работы оказались меньше, вызвано, во-первых, разными зависимостями  $\theta(P)$ , принятыми :в [4] ( $\theta \propto P^{-0.5}$ ) и здесь (выражения (10)—(13)), а, во-вторых, тем обстоятельством, что эффект от прохождения луча зрения вне оси конуса излучения, по-видимому, меньше, чем эффект приближения всего конуса к оси вращения, и значения констант в выражениях (10)-(13), вероятно, должны быть несколько меньше принятых. Как показывает рис. 5, вывод о преобладании малых значений угла β, сделанный в работах [1] и [4], не подтверждается.

Если говорить строго, то полученные в разделах 2 и 3 значения углов В являются статистическими оценками, поскольку при их вычислениях

# ОБ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ 515

значения углов 🛼 и 🖕 для 65 ПСР

Таблица 2

rthan	5°2				- <sup>20</sup>				
IICP	400 ΜΓε	640 МГц	1600 ΜΓπ	2700 ΜΓ <sub>Π</sub>	400 МГц	640 МГц	1600 МГц	2700 ΜΓπ	P2
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0031-07	2.8	1.15	0.4		5.6		2.3		1.6
0301+19	54.7		51.8 (52.8)	11.8	57.4	134	55.8 (48.7)	13.0 (22.5)	53.2
0525+21	34.5		46.9	18.4	35.6	52-	48.5	19.2	40.7
054023	21.1		14.2	0.1	34.2		20.6	0.5	17.6
0611+22	45.7 (29.9)		55.4 (52.1)	11.1 (20.7)	58.2 (21.2)		62.3 (45.5)	14.0 (15.2)	50. <b>6</b>
0628-28	10.7	8.2	10.8		13.8	10.4	13.7		9.9
0740—28		24.2 (28.0)	60.0 (52.2)	19.5 (29.1)		36.0 (14.4)	66.1 (46.6)	22.4 (25.0)	42.1
0809+74			9.8	-		1	13.6		9.8
081 <b>8</b> —13	1	50.6 (51.2)				56.6 (45.3)			50.6
0823+26		10		57.6	12h			59.8 (56.0)	
0833-45	12.7 (5.1)	1.20	62.5 (42.5)		34.3 (3.4)		69.9 (36.8)		37.6
0835-41	60.5 (31.4)		-		70.3				60.5
0940-55			8.4		1		12.8		8.4
0943+10	21.0				27.8				21.0
0950- -08	21.1		6.4	1.00	33.3		11.7		13.8
1055-52		14.3				23.2	- 01		14.3
1112÷50		- ,	29.7 (30.3)	-	-	1	36.7 (23.2)	-	29.7
1133+16	67.6 (75.2)	59.6 (55.3)	64.4	•	73.8	65.3 (49.8)	70.6	1	63.9
1154-62		19.0			1	26.5			19.0
1221-63		66.2 (70.0)	61.8			75.0 (61.0)	64.9 (54.4)		64.0
1237+25	3-4	73.8 (61.9)	- "			76.1 (59.8)			73.8
1240-64		40.2 (43.2)	-			48.3 (34.7)			40.2
1323—62			78.3				80.0 (65.9)	-	78.3
1353-62	1		25.0				28.4		25.0
1426-66	- 3		66.8 (43.1)				72.9		66.8

Таблица	2	(прод	олжение)
---------	---	-------	----------

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1449-64	11.6	37.2			28.2 (4.4)	48.8 (22.8)			24.4
1451-68	31.3 (39.7)	28.7 (35.8)	-	-	40.4 (28.6)	34.2 (29.1)			30.0
1508+55			70.7	23.7 (30.3)	- 31		76.5 (15.0)	26.9 (27.6)	70.7
1530-53		77.3 (63.1)		13		79.2 (61.3)			77.3
1556-44		51.8 (45.8)				60.8 (37.5)			51.8
1558—50		63.0 (55.2)	1			57.8 (50.8)			63.0
1557—50	1		44.8 (44.8)			52.8 (36.8)	- 1		44.8
1642-03	50.7	59.8 (32.0)	27.9 (31.0)		63.5 (7.9)	69.7 (25.9)	35.6 (22.6)		46.1
1700—32		52.2 (51.2)				54.0 (49.4)			52.2
1706—16	60.7 (27.1)		47-1		70.3 (22.1)		í .		60.7
1727—47		67.4 (40.1)	72.6 (75.3)			73.4 (35.9)	77.6 (70.2),		70.0
1742-30		36.4 (33.4)	20.		_	39.8 (30.3)		-	36.4
1747—46	17-1	49.9 (61.1)	49.4 (49.7)			54.7 (55.6)	55.9 (43.2)		49.6
1749—28	58.7 (15.3)	31.7 (29.4)	36.0 (47.9)	4 - K	69.7 (11.9)	40.8 (20.9)	40.2 (42.6)	-	40.1
1822-09		7.4	12.4		•	13.6	17.7		9.9
1845-01		21.8 (37.1)	35.6 (41.4)	1		26.7 (29.0)	39.9 (36.6)*	*	28.7
1857+03	_	17.0 (37.6)				21.8 (27.6)		· .	17.0
1900+01	22.8 (24.3)	66.6 (31.7)	29.5. (30.8)		32.5 (14.0)	73.5 (27.6)	37.6 (23.C)	•	39.6
1907+02	35.7	0.00	-		27.3	100		-	35.7
1907+10	41.6 (19.4)	17			55.3 (12.6)	-			41.6
1911-04				23.8 (29.0)				26.4 (25.8)	
1915+13			30.2 (38.6)				34.9 (32.8)		30.2-
1919+14	44.4 (40.3)				36.4 (47.7)				44.4
1919+21	26.1 (28.4)				33.8 (20.1)	-			26. h

# ОБ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1920+21	65.7				72.8 (31.1)				65.7
1924+16	16.8			1	27.1				16.8
1929+10	22.9		13.1	2.4	37.0		21.2	4.2	18.0
1933+16	51.4 (19.3)				63.9 (14.0)	2			51.4
1944+17			0.4 (3.0)				2.1 (12.3)		0.4
1946+35	10.2		26.6 (30.1)	14.5 (26.2)			29.4 (27.0)	15.9 (23.7)	26.6
1952	1		16.2 (34.1)				22.0 (22.6)	•	16.2
2016+28	42.6 (57.4)	-			49.0 (49.3)				42.6
2021+51	46.9 (46.6)		29.8 (34.6)	8.9 (21.3)	55.1 (38.4)		36.8 (25.7)	11.2 (15.8)	38.4
2045-16	57.6 (56.1)	53.6 (53.3)	62.7 (60.4)	20.7 (26.7)	59,0 (54.7)	55.5 (51.4)	64.4 (58.8)	21.8 (25.3)	58.0
2148+63		-	46.1 (48.7)		-		51.1 (43.5)		46.1
2154+40			29.7 (36.6)	1	-1-	•	32.2 (32.3)		29.7
2217+47			69.8 (11.5)	24.2 (30.6)			76.1 (10.2)	25.9 (28.5)	69.8
2303+30	66.8 (35.9)		65.6 (48.2)		74.0 (31.3)		72.5 (42.6)	1	66.2
2319+60	×		30.1 (37.9)				33.9 (33.2)		30:1
2324+-60			26.6 (37.3)				31.3 (31.0)		26.6

Таблица 2 (окончания)

использовались статистические зависимости  $\theta(P)$ . Для какого-либо конкретного ПСР реальный угол между осью магнитного диполя и осью врацения может отличаться от приведенного в табл. 1—2 значения. Чтобы получить более точные оценки  $\beta$  для данного ПСР, необходимо привлекать дополнительную информацию, позволяющую избежать использования статистических соотношений:

4. Использование данных о форме профиля. В работах [12—15] для определения углов β и ζ предложено использовать сравнение наблюдаемого профиля импульса с профилем, вычисленным в рамках модели полярной шапки с ускоряющим электрическим полем, постоянным по шапке [16] или спадающим к краю ее в соответствии с решением Фоли и др. [17]. В этом случае интенсивность зависит от угла по закону [13]:

517



Рис. 4. Сравнение углов  $\overline{\beta_2}$  с оценками, полученными в работе [4] ( $\beta_{R,M}$ )-





$$I(\nu, \vartheta) \propto \int_{-\vartheta_{\max}}^{\vartheta_{\max}} \gamma^2 \frac{\vartheta'}{r} \left[ \frac{\xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 (\vartheta - \vartheta')^2}{1 + \gamma^2 (\vartheta - \vartheta')^2} \xi^2 K_{1/3}^2(\xi)}{1 + \gamma^2 (\vartheta - \vartheta')^2} \right] d\vartheta', \quad (14).$$

где

$$\xi = \frac{2\pi v \rho}{3c\gamma^3} (1 + \gamma^2 \theta'^2)^{3/2}, \qquad (15)$$

 $\varphi$  — раднус кривизны силовой линии,  $\vartheta_{\max} = \frac{3}{2} \vartheta_c$ ,  $\vartheta_c$  — угловой раднус

полярной шапки,  $\gamma$  — лоренц-фактор излучающих электронов. Если считать, что наблюдаемая ширина профиля отличается от истинной ширины полярной шапки только вследствие нецентрального прохождения луча зрения (*PS*) по конусу излучения (рис. 1), то можно записать соотношения

$$QO = \zeta - \beta = \vartheta_e \sin \alpha, \qquad (16)$$

$$\theta_e = \frac{W_{10}}{3\cos\alpha}.$$
 (17).

Сравнечие наблюдаемого профиля с вычисленным по формуле (14) позволяет определить значения 2 И 7, при которых сумма квадратичных уклопений этих профилей друг от друга минимальна. Знание угла « дает возможность из (16) вычислить (С — в). Вторым уравнением между углами βи С является уравнение (8). Необходимо подчеркнуть, что непосредственное использование уравнения (8) вместо соотношения (9) позволяет по наименьшей сумме квадратичных уклонений более точно определить углы β и ζ, при которых вычисленный ход позиционного угла ψ(Φ) наилучшим образом согласуется с наблюдаемым. Именно такой подход применялся в работах [12-15]. Как следует из [15], половина из 22 ПСР имеет углы β, превышающие 30° (опять нет преобладания малых значений β). В [15] указывалось, что изменение модели электрического поля в зазоре приводит к заметному изменению определенного этим способом зна-чения в для средних углов наклона (от 25° до 34° в ПСР 0525 + 21 и от 48° до 22° в ПСР 1133 + 16 [12-13]). Повтому для эффективного использования описанной в этом разделе методики необходимо уточнение наших знаний о структуре магнитосферы. Однако уже сейчас можно сделать достаточно уверенные выводы о величине угла в в целом ряде ПСР. среди которых наибольший интерес представляют ПСР, обладающие ин-теримпульсами.

5. Наклоны осей в пульсарах с интеримпульсами. В табл. 3 приведены некоторые данные для ПСР с интеримпульсами. Из этой таблицы следует, что у ПСР 0950 + 08, 1055—52, 1822—09 и 1929 + 10  $\left| \frac{d\psi}{d\Phi} \right|_{max} \sim 1$ .

No	ПСР	P (c)	$\frac{d\psi}{d\Phi}$	∨ (МГ <u>д</u> )	ßo
1	0531+21	0.033	3.9	1664	85
2	0823+26	0.531	21.7	1612	85
3	0950+08	0.253	1.2	1612	7
4	1055-52	0.197	1.6	640	9
5	1822-09	0.769	1.2	640	7
6	1929+10	0.225	1.6	. 1612	8
7	1937+21	0.002	3.1	2380	79
8	0826—34	1.849	1.9	610	<10

УГЛЫ НАКЛОНА ДЛЯ ПСР С ИНТЕРИМПУЛЬСАМИ

Таблица З

Обращаясь к формуле (9), находим, что такой градиент может быть только у ПСР с  $\sin\beta \sim \sin(\zeta - \beta)$ . Поскольку  $(\zeta - \beta)$  не должно превышать радиус полярной шапки  $\vartheta$ , а последний для большей части ПСР — величина малая ( $\sim 10^{\circ}$ ), то близость значений  $\beta$  и ( $\zeta - \beta$ ) означает малость угла  $\beta$ . Таким образом, в рамках принятой модели из одних поляризационных данных можно сделать вывод о близости оси магнитного диполя к оси вращения нейтронной звезды у ряда ПСР. Использование данных о виде профиля дает возможность по методике раздела 4 оценить угол  $\beta$ . Соответствующие значения приведены в табл. 3. Поляризационные данные из работ [6—11] позволяют сделать вывод о малости утла  $\beta$  также в ПСР 0540+23, 0031—07, 1924+16 и 1944+17. Этим ПСР должно быть уделено максимальное внимание при поиске межимпульсного излучения.

Что касается ПСР 1937–21, то для него методика раздела 4 не дает однозначного решения при имеющихся наблюдательных данных. Для определения угла  $\beta$  в этом ПСР может быть использован метод, предложенный в работе [18] и связанный с тем обстоятельством, что при наличии сведений о ходе поэиционного угла по всем долготам (кривая  $\psi(\Phi)$  известна для всех  $\Phi$  от 0° до 360°) можно оценить углы  $\beta$  и  $\zeta$  по одним поляризационным данным. В случае ПСР 1937–21 известен ход позиционного угла вблизи главного импульса и интеримпульса [19]. Наилучшее согласие с наблюдательными данными получается при  $\beta = 79°$  и ( $\zeta - \beta$ ) = 22° (рис. 6). Если учесть, что уже на поверхности втого ПСР раскрыв конуса составляет  $\vartheta_c = 21^{\circ}.5$ , то такое расстояние луча зрения от центра конуса вполне возможно и согласуется с однокомпонентностью наблюдаемого импульса. Таким образом, для этого ПСР  $\mu$  почти перпендикулярен  $\Omega$ .



Рис. 6. Наблюдаемый (крестики) и вычисленный (при  $\beta = 79^{\circ}$  и  $\zeta - \beta = 22^{\circ}$ ) ход позиционного угла в ПСР 1937+21.

6. Заключение. 1. В работе получены оценки углов между осью магнитного диполя и осью вращения нейтронной звезды для 282 ПСР, представляющие собой нижние пределы этих углов. Как и следовало ожидать. для большей части ПСР эти оценки дают малое значение  $\beta$  (для 196 ПСР  $\beta < 20^{\circ}$ ).

2. Определены статистические значения угла β для 65 ПСР. Значения β у этих ПСР распределены равномерно в интервале от 0° до 80°.

3. По всей совокулности наблюдательных данных найдены величины угла  $\beta$  для ПСР, имеющих интеримпульсы. Оказалось, что примерно у половины этих ПСР угол  $\beta$  близок к 90°, а у остальных он мал (< 10°).

4. У 4 ПСР поляризационные данные свидетельствуют о малости угла β. Это позволяет надеяться на обнаружение у них заметного межимпульсного излучения.

5. Вычисления с использованием поляризационных данных проводились только для тех ПСР, у которых ход позиционный угол испытыго профиля монотоянен. Однако во многих ПСР позиционный угол испытывает скачки (ПСР 0329+54, 0834+06, 1237+25 и др.). Это, по-видимому, означает, что структура магнитного поля в этих ПСР значительно сложнее дипольной. Такие случаи в настоящей работе не исследовались. Эдесь также не рассматривались возможности, связанные с генерацией радиоизлучения другими механизмами и в других областях магнитосферы 7-371 ПСР (вблизи светового цилиндра и в экваториальных поясах). Все эти вопросы выходят за рамки данной статьи и представляют предмет отдельных исследований.

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР

# ON THE ANGLES BETWEEN THE AXIS OF MAGNETIC DIPOLE AND THE AXIS OF ROTATION OF PULSARS

#### I. F. MALOV

A critical survey of known methods for the determination of an angle ( $\beta$ ) between the magnetic field and rotation axis of pulsars is given. More accurate estimates of this angle are obtained on the basis of observed profile widths for 282 pulsars and observed position angles for 63 pulsars. Polarization data and structure of observed profiles gave us the possibility to estimate the angle  $\beta$  for pulsars with interpulses: 5 pulsars have small  $\beta$  (< 10°), for 3 pulsars  $\beta \sim 90^{\circ}$ . In addition 4 pulsars with small  $\beta$  and two pulsars with  $\beta \gtrsim 80^{\circ}$  may have interpulses or interpulse radiation.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. Д. Кузьмин, И. М. Дагкесаманская, Письма в Астрон. ж., 9, 149, 1983.
- 2. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
- 3. R. N. Manchester, J. H. Taylor, Astron. J., 86, 1953, 1981.
- 4. А. Д. Кувьмин, И. М. Дагкесананская, В. Д. Пугачев, Песьма в Астрон. ж., 10, 854, 1984.
- 5. D. Morris, D. A. Graham, W. Sieber, N. Bartel, P. Thomasson, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 46, 421, 1981.
- 6. R. N. Manchester, Astrophys. J. Suppl. Ser., 23, 283, 1971.
- 7. P. A. Hamilton, P. M. McCulloch, J. G. Ables, M. M. Komesaroff, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 1, 1977.
- P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, R. N. Manchester, J. G. Ables, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 645, 1978.
- R. N. Manchester, P. A. Hamilton, P. M. McCalloch, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 192, 153, 1980.
- 10. D. C. Backer, J. M. Rankin, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 143, 1980.
- 11. J. M. Rankin, J. M. Benson, Astron. J., 86, 418, 1981.
- 12. И. Ф. Малов, Астрон. цврекуляр, № ,1110, 1980.
- 13. И. Ф. Малов, Астрофизика, 19, 161, 1983.
- 14. И. Ф. Малов, Астрофизника, 19, 315, 1983.
- 15. И. Ф. Малов, Физ. ин-т АН СССР, Препр., № 250, М., 1983.
- 16. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, Astrophys. J., 196, 51, 1975.
- 17. W. M. Fawley, J. Arons, E. T. Scharlemann, Astrophys. J., 217, 227, 1977.
- 18. R. Narayan, M. Vivekanand, Astron. and Astrophys., 113, L 3, 1982.

# АСТРОФИЗИКА

TOM 24

ИЮНЬ, 1986

ВЫПУСК 3:

УДК: 524.57—655

# ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

## Н. В. ВОЩИННИКОВ, А. Е. ИЛЬИН, В. Б. ИЛЬИН Поступила 18 июня 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

В рамках модели двуслойных («астровомический силикат» — загрязненный лед) цилиндрических пылинок, ориентированных под действием механизма Дависа—Гринстейна, рассчитаны кривые межэвелдной линейной поляризация  $P(\lambda)$ . Найдено, что неличина  $\lambda_{max}$  — длина волны, на которой иоляризация достигает максимума, определяется прежде всего размером пылевых частиц, а отношение  $P_{max}/E(B-V)$  в сильной мере зависит от степени и направления ориентации пылинок. Значения W — полуширины нормированной кривой поляризации слабо меняются при вариациях всех параметров задачи.

1. Введение. Как известно, явление межзвездной линейной поляризации связано с линейным дихроизмом межзвездной среды, обусловленным присутствием в ней несферических ориентированных пылинок. Зависимость степени поляризации от длины волны  $P(\lambda)$ , полученная для некоторых звезд в диапазоне  $0.3 \div 2.2$  мкм, достаточно хорошо описывается вмпирической зависимостью, предложенной Серковским (см., например, [1]),

$$P(\lambda)/P_{\max} = \exp\left[-K\ln^2(\lambda_{\max}/\lambda)\right],\tag{1}$$

где  $P_{\max}$  — максимальная степень поляризации,  $\lambda_{\max}$  — длина волны, ей соответствующая. Величина  $P_{\max}$  определяется лучевой концентрацией, химическим составом, размерами, формой, степенью и направлением ориентации пылевых частиц. Отношение  $P_{\max}$  к избытку цвета звезды (чаще всего к E(B-V)) используют как характеристику поляризующей способности межэвездной среды в данном направлении. Из анализа наблюдательных данных для нескольких сотен звезд найдено [1], что

$$P_{\max}/E(B-V) \leq 9^{\circ}/_{\bullet}.$$
 (2)

Эначение  $\lambda_{\max}$  для большинства звезд заключено в пределах от 0.5 до 0.6 мкм, хотя есть звезды, для которых  $\lambda_{\max} \approx 0.8$  мкм. Из наблюдений выведено соотношение между  $\lambda_{\max}$  и величиной  $R_V$  — отношением полного поглощения к селективному ( $R_V \approx 5.6 \lambda_{\max}$ ). Считается, что оба параметра зависят лишь от размера межзвездных пылинок [1, 2]. Коэффициент K, являющийся мерой ширины кривой  $P(\lambda)$ , обычно полагался равным 1.15 [1], либо искался для каждой звезды в отдельности, причем Уилкинг и др. [3] нашли, что  $K \approx 1.7 \lambda_{\max}$ . Однако в работе [4] было показано, что вид зависимости между K и  $\lambda_{\max}$  определяется числом и положением фильтров, выбранных для измерения  $P(\lambda)$ . Там же было отмечено, что особенности выбора длин волн для измерения  $P(\lambda)$  мало влияют на точность определения величины  $\lambda_{\max}$ , что указывалось и раньше при сравнении данных, полученных на различных телескопах [1].

Помимо степени межзвездная линейная поляризация характеризуется направлением преимущественных колебаний электрического вектора приходящего излучения. Считается, что это направление достаточно хорошо соответствует направлению компонента межзвездного магнитного поля, перпендикулярного лучу зрения,  $B_{\perp}$ . Это подтверждается и данными о поляризации синхротронного излучения [5]. Отметим, что связь между направлениями линейной поляризации и магнитных полей активно используется для выяснения структуры последних (а точнее распределення  $B_{\perp}$ , см., например, [6]).

Интерпретация наблюдений межзвездной линейной поляризации проводилась неоднократно (см. обсуждение в [7, 8]). При этом зависимость  $P(\lambda)$ , как правило, рассчитывалась для модели цилиндрических пылинок, хотя были попытки найти изменения величины  $\lambda_{\max}$ , используя сферические частицы (см., например, [9]). В настоящее время наиболее близкой к реальности, по-видимому, следует признать модель двуслойных (состоящих из ядра и оболочки) частично ориентированных цилиндрических частиц, рассмотренную Хонгом и Гринбергом [10] и Ааннестадом и Гринбергом [11]. Однако в этих работах авторы ограничились лишь единичными расчетами, не пытаясь установить детальную связь между неблюдаемыми величинами и параметрами модели.

Данная работа посвящена обсуждению кривых межзвездной линейной поляризации и является продолжением работы [12], в которой приведены результаты расчетов кривых межзвездного поглощения. В [12] подробно описана процедура выбора модели пылинок и ее параметров; технические детали расчетов содержатся в работе [13].

2. Основные соотношения. Кратко резюмируем сведения сб использованной нами модели межзвездных пылинок. Рассматривается прохождение

### ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ

неполяризованного излучения звезды через газо-пылевое сблако, направление магнитного поля в котором составляет утол  $\Omega$  с лучом зрения. Облако заполнено двуслойными цилиндрическими пылинками, ориентированными под действием механизма парамагнитной релаксации (механизм Дависа—Гринстейна; ДГ-ориентация). Считается, что ансамбль пылевых частиц имеет один и тот же радиус ядра  $a_c$  и экспоненциальное распределения) ление оболочек по радиусам ( $a_0$  — параметр функции распределения)

$$n(a) \sim \exp \left[-5[(a-a_c)/a_0]^3\right].$$
 (3)

После прохождения через облако, степень линейной поляривации излучения на длине волны / составляет

$$P(\lambda) = N_d \langle C_p \rangle_{\lambda} 100^{\circ}/_0, \tag{4}$$

где  $N_d$  — лучевая концентрация пыли и  $\langle C_p \rangle_{\lambda}$  — сечение линейной поляривации. Скобки означают усреднение по размерам и всем ориентациям вращающейся пылинки. Для ансамбля двуслойных цилиндрических частиц с неполной ДГ-ориентацией выражение для  $\langle C_p \rangle_{\lambda}$  записывается следующим образом [13]:

$$\langle C_{\rho} \rangle_{\lambda} = 4e \frac{2}{\pi^2} \int_{a_{\min}}^{a_{\max} \times 2} \int_{0}^{\pi \times \pi/2} \int_{0}^{\pi \times \pi/2} a^2 Q_{\rho} (m_1(\lambda), m_2(\lambda), x_c, x, a) \times$$

$$\times f(\beta, \alpha) n(\alpha) \left( \frac{2\sin^2\beta \sin^2\omega}{\sin^2\theta} - 1 \right) \left( \frac{2\cos^2\varphi \cos^2\theta}{1 - \cos^2\varphi \sin^2\theta} - 1 \right) d\varphi d\omega d\beta d\alpha,$$
(5)

где e = L/a (2L - длина цилиндрической частицы),  $a_{\min}$  и  $a_{\max} - mu-$ нимальное и максимальное значение a;  $x_c = 2\pi a_c/\lambda$ ,  $x = 2\pi a/\lambda$ ,  $m_1(\lambda)$  и  $m_2(\lambda)$  — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно,  $\pi/2 - x - y$ гол между направлением падающего излучения и осью цилиндра,  $\beta$  — угол раскрыва конуса, который описывает вектор углового момента пылинки J около вектора B;  $\varphi$  угол вращения,  $\omega$  — угол прецессии,  $\theta$  — угол между направлением распространения излучения и вектором J. Обозначения углов приведены на рис. 1 в [13]; там же даются и связывающие их соотношения. Фактор эффективности поляризации для неполяризованного падающего излучения записывается следующим образом:  $Q_p = (Q_{ext}^E - Q_{ext}^H)/2$ , где  $Q_{ext}^E$  и  $Q_{ext}^H$  — факторы эффективности ослабления для двух случаев поляризации падающего излучения [13]. Для механизма  $\Delta\Gamma$ -ориентации функция распределения направлений J зависит от параметра ориентации  $\xi$ , определяемого величиной  $\delta_0$ ,

$$\delta_0 = 8.28 \cdot 10^{23} \frac{\times B^2}{n_H T_d^{1/2} T_d} \text{ MKM}, \tag{6}$$

где B — напряженность магнитного поля,  $n_H$  и  $T_g$  — концентрация и температура газа,  $T_d$  — температура пыли. Значения этих величин принимались равными средним значениям для диффузных облаков:  $x = 2.5 \cdot 10^{-12}$ , B = 3 мкГс,  $n_H = 1$  см<sup>-3</sup>,  $T_g = 100$  K,  $T_d = 10$  K.



Рис. 1. Факторы эффективности линейной поляризации для неполяризованного падающего излучения  $Q_p = (Q_{ext}^E - Q_{ext}^H)/2$  для двуслойных цилиндрических частиц с показателями преломления ядра  $m_1 = 1.72 - 0.29i$  и оболочки  $m_2 = 1.31 - 0.01i$ ,  $x_c = 0.6$   $(1-a:=0^\circ, 2-a=30^\circ, 3-a=60^\circ, 4-a=85^\circ)$ .

В качестве вещества ядра мы выбрали «астрономический силикат» (астросил), предложенный Драйном и Ли [14], а оболочку пылинки считали состоящей из загрязненного льда.

Зависимость факторов эффективности поляризации  $Q_{\rho}$  от x для двуслойных цилиндров с показателями преломления, характерными для астросила и загрязненного льда в области около  $\lambda = 0.55$  мкм, нанесена на рис. 1 для  $x_{\rho} = 0.6$  к различных углов падения излучения  $\alpha$ .

3. Результаты расчетов и обсуждение. В рамках рассмотренной выше модели мы провели расчеты кривых межзвездной линейной поляризации  $P(\lambda)$  от ближней ультрафиолетовой (УФ) до ближней инфракрасной (ИК) области спектра. По вычисленным кривым ( $P(\lambda)$  определялись значения  $\lambda_{\max}$  и  $P_{\max} = P(\lambda_{\max})$ , затем находилась нормированная кривая  $P^{(n)}(\lambda^{-1}) = P(\lambda^{-1})/P_{\max}$  и вычислялась полуширина этой кривой, умноженная на  $\lambda_{\max}$ ,

$$W := \lambda_{\max} \cdot (\lambda_{-}^{-1} - \lambda_{+}^{-1}).$$
(7)

В формуле (7)  $\lambda_{-} < \lambda_{max} < \lambda_{+}$  и  $P^{(n)}(\lambda_{-}^{-1}) = P^{(n)}(\lambda_{+}^{-1}) = 0.5$ . Выбор числа узлов при гауссовом интегрировании по а и углам  $\beta$ ,  $\omega$  и  $\varphi$  в формуле (5) проводился в соответствии с рекомендациями, приведенными в работе [.13], причем для углов  $\Omega < 45^{\circ}$  вычисления проводились с шагом  $\Delta \alpha = 3^{\circ}$ . Укажем попутно, что отказ от интегрирования по углу  $\omega$ , проведенный в работе [11], существенно искажает форму кривой  $P(\lambda)$ . Поэтому выполненные в [11] расчеты W и  $\lambda_{max}$  верны лишь для случая полной  $\Delta \Gamma$ -ориентации.

На рис. 2 нанесены нормированные кривые межзвездной линейной поляризации, рассчитанные нами для угла  $\Omega = 90^{\circ}$  (магнитное поле перпендикулярно лучу зрения). Нетрудно видеть, что максимум кривых  $P^{(n)}(\lambda^{-1})$ смещается в красную область спектра с ростом как параметра a, так и радиуса ядра пылинок a. В обоих случаях это обусловлено возрастанием среднего раднуса частиц (см., например, формулу (7) в [12]). Рост степени ориентации, увеличивающий вклад в поляризацию частиц больших размеров, ведет ж аналогичному, но не столь заметному смещению нию в длинноволновую часть спектра (см. рис. 2с). Сделанные выше выводы подтверждаются и данными из табл. 1, в которой приведены значения и для  $a_0 = 0.2 - 0.5$  мкм при неполной (lDG) и полной (PDG) ДГ-ориентации. Из этой таблицы и из рис. 3, на котором нанесена зависимость л<sub>тах</sub> от параметра 80, следует, что увеличение степени ориентации пылинок во всех случаях сопровождается небольшим ростом Дат. Из табл. 1 вытекает также, что существует лишь слабая зависимость ) так от Ω. Характер этой зависимости можно установить из рассмотрения рис. 1; с ростом Ω увеличивается вклад частиц с большими значениями α, для которых максимум кривых  $Q_p(x)$  смещается в голубую часть спектра при фиксированном значении а. Отметим, что значения imax, приведенные в табл. 1, близки к средним наблюдаемым [1], однако для звезд с  $\lambda_{max} \approx$ ≈ 0.8 мкм, по-видимому, следует использовать модель с большими средними размерами частиц. Рис. 3 и табл. 1 лозволяют также сделать вывод, что, например, небольшие изменения  $\lambda_{max}$  с галактической долготой, замеченные Уайттетом [15], можно объяснить, варьируя лишь степень и направление ориентации пылинок. При этом, однако, не следует забывать о том, что обсуждаемая модель является однооблачной, а присутствие на лу-

#### н. в. вощинников и др.



λ'(MKM-1)

Рис. 2. Нормированные кривые межзвездной поляризации для ансамблей двуслойных цилиндрических пылинок, (а)  $\alpha_c = 0.05$  мкм,  $\delta_0 = 0.186$  мкм,  $\Omega = 90^{\circ}$  (1- $\alpha_0 = -0.2$  мкм,  $2-\alpha_0 = 0.3$  мкм.  $3-\alpha_0 = 0.4$  мхм); (b)  $\alpha_0 = 0.3$  мкм,  $\delta_0 = 0.186$  мкм,  $\Omega = 90^{\circ}$  (1- $\alpha_c = -0.03$  мкм,  $2-\alpha_c = 0.05$  мкм,  $3-\alpha_c = 0.07$  мкм); (c)  $\alpha_o = 0.05$  мкм,  $\alpha_0 = 0.3$  мкм,  $\Omega = 90^{\circ}$  (1- $\delta_0 = 0.019$  мкм,  $2-\delta_0 = 0.186$  мкм,  $3-\delta_0 = 1.86$  мкм).

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ λ<sub>max</sub> (В мкм) ДЛЯ ПЫЛИНОК С НЕПОЛНОЙ (IDG, δ<sub>0</sub> = 0.186 мкм) И ПОЛНОЙ (PDG) ДГ-ОРИЕНТАЦИЕЙ

<i>а</i> <sub>0</sub> (мкм)	0	.2	0	.3	c	.4		0.5
Ω	IDG	PDG	IDG	PDG	IDG	PDG	IDG	PDG
30°	0.492	0.811	0.558	0.739	0.646	0.743	_	
60°	0.451	0.581	0.546	0.615	0.620	0.728	0.711	0.800
90°	0.452	0.455	0.534	0.266	0.615	0.678	0.704	0.751

528

че зрения нескольких облаков с различной ориентацией магнитного поля. в них может сказаться на наблюдаемых значениях лат [16].



Рис. 3. Длина волны, на которой поляризация достигает максимума,  $\alpha_c = = = 0.05$  мкм,  $\alpha_0 = 0.3$  мкм ( $1 - Q = 30^\circ$ ,  $2 - Q = 60^\circ$ ,  $3 - Q = 90^\circ$ ).

Форма кривых  $P^{(n)}(\lambda^{-1})$  и их ширина, как видно из рис. Żа и Żс, мало меняются при варьировании  $a_0$  и  $c_0$ . Несколько сужается кривач  $P^{(n)}(\lambda^{-1})$  при увеличения  $a_c$  (рис. 2b), но это мало сказывается на величине W из-за увеличения значения  $\lambda_{max}$ . Рассчитанные нами полуширины W собраны в табл. 2. Из этой таблицы следует, что в рамках рассматриваемой модели W меняется слабо, особенно при неполной ДГ-ориентации; поэтому ширина кривой  $P(\lambda)$ , вероятно, несет мало информации о физических условиях в межзвездной среде. Отметим, что величина W связана с параметром K в формуле Серковского (1) соотношением

$$W = \exp\left[\left(\ln 2/K\right)^{1/2}\right] - \exp\left[-\left(\ln 2/K\right)^{1/2}\right].$$
 (8)

В работе [3] на основе данных об ИК-поляризации 24 звезд получено, что  $0.5 \leq K \leq 1.4$  (или  $1.5 \leq W \leq 2.9$ ). Однако часть звезд, изученных в [3], по-видимому, наблюдается сквозь несколько межзвездных облаков. Тогда, как показано в [16], следует ожидать уменьшения величины K, т. е. уширения кривой  $P^{(n)}(\lambda^{-1})$ . Укажем также, что величина K из наблюдений определяется очень ненадежно (как правило, с ошибкой  $\sim 0.1$ ), что объясняется отсутствием поляризационных наблюдений в ультрафиолете. Повтому разумным представляется нахождение ширины кривой  $P^{(n)}(\lambda^{-1})$  по уровню 0.7, а не 0.5. Величину  $W_{0.7}$  можно вычислить по формуле (8), заменив 2 на 1/0.7  $\approx 1.43$ .

Таблица 2

a <sub>0</sub> (MRM)	C	).2	0	.3	0.4		
Q	IDG	PDG	IDG	PDG	IDG	PDG	
30°	1.52	2.72	1.53	2.33	1.63	2.05	
60°	1.36	1.80	1.44	1.72	1.51	1.79	
90°	1.26	1.12	1.40	1.27	1.43	1.39	

### ЗНАЧЕНИЯ И ДЛЯ ПЫЛИНОК С НЕПОЛНОЙ (IDG, 30 = 0.186 жкж) И ПОЛНОЙ (PDG) ДГ-ОРИЕНТАЦИЕЙ

Наиболее многообещающей для определения характеристик магнитных полей оказалась зависимость от параметров поляризующей способности межзвездной среды  $P_{\max}/E(B-V)$ , поведение которой показано на онс. 4-6. При ее оценках мы использовали значение показателя цвета E (B-V) с учетом усреднения в фильтрах [12]. Ход зависимостей  $P_{max}/E(B-V)$  с изменением Q и  $\delta_0$  (рис. 4, 5) практически целиком определяется величиной  $P_{max}$ , тогда как E(B-V) почти не меняется при неполной ДГ-ориентации (см. рис. 4 в [12]). Немонотонная зависимость поляризующей способности от а0 (рис. 6) вызвана изменениями избытка цвета E(B-V), который растет с увеличением  $a_0$ шение  $P_{\max}/E(B-V)$  в первую очередь характеризует степень и направление ориентации пылинок и в меньшей степени связано с изменением их среднего размера. Наблюдательное ограничение на величину поляризующей способности, накладываемое соотношением (2), будет выполняться при всех значениях углов Ω для 00≲0.8, что с учетом (6) при  $T_d = 10$  K,  $T_s = 100$  K и x =  $2.5 \cdot 10^{-12}$  соответствует неравенству

 $B \leq 6 \cdot n_{\rm H}^{1/2} \, \text{mk} \Gamma \text{c.} \tag{9}$ 

Это ограничение всего в два раза превышает среднюю наблюдаемую величину магнитного поля при  $n_{\rm H} = 1 \, {\rm cm}^{-3}$  [17]. Подобное расхождение легко устраняется, если увеличить × всего в 5 раз. Отметим, что в некоторых случаях можно ожидать возрастания × в 10—100 раз (см. обсуждение в [12]). Рост В и величины о произойдет и когда пылевое облако попадет в один из магнитных пузырей, напряженность магнитного поля в которых



Рис. 4. Поляризующая способность межзвездной среды в данном направление.  $a_c = 0.05$  мкм,  $\delta_0 = 0.186$  мкм  $(1 - a_0 = 0.2$  мкм,  $2 - a_0 = 0.3$  мкм,  $3 - a_0 = 0.4$  мкм).

может достигать ~ 10 мкГс [18]. Поэтому вывод о несостоятельности механизма ДГ-ориентации пылинок, по-видимому, преждевременен.

4. Заключение. Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) В рамках модели двуслойных цилиндрических пылинок, состоящих из «астрономического силиката» и загрязненного льда, и ориентированных под действием механизма Дввиса--Гринстейна, рассчитаны кривые межзвездной линейной поляризации P(λ).



Рис. 5. То же самое, что на рис. 4  $(1-\Omega=30^{\circ}, 2-\Omega=60^{\circ}, 3-\Omega=90^{\circ})$ . Пунктиром показано выведенное из наблюдений ограничение  $P_{max}/E(B-V) \leq 9^{0}/_{0}$ .

6) Изучены зависимости  $P(\lambda)$ ,  $\lambda_{\max}$  — длины волны, на которой поляризация достигает максимального значения  $P_{\max}$ , W — ширины нормированной кривой поляризации и отношения  $P_{\max}/E(B-V)$  от степени и направления ориентации пылинок и параметра  $a_0$  в функции распределения пылинок по размерам.

в) Установлено, что на изменения величины мах прежде всего влияют вариации размера пылинок, на  $P_{\max} / E (B - V)$  — степени и направления их ориентации, тогда как величина W слабо зависит от всех параметров задачи.



Рис. 6. То же самое, что на рис. 4 (1-2=90°, 2-2=60°, 3-2=30°).

**Ленинградский** государственный университет

# LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM: INTERSTELLAR LINEAR POLARIZATION

#### N. V. VOSHCHINNIKOV, A. E. IL'IN, V. B. IL'IN

The wavelength dependence of interstellar linear polarization is computed for core-mantle (astronomical silicate – dirty ice) cylindrical grains with Davies-Greenstein alignment. The effects of variation of the grain size, the degree and the direction of grain alignment are discussed. It has been found that the wavelength of maximum polarization  $\lambda_{max}$  is determined mainly by the grain size. Dependence of the ratio  $P_{\max}/E(B-V)$  on the degree and the direction of grain alignment is strong. The width of normalized polarization curve W is only slightly sensitive to the parameters.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. K. Serkowski, D. S. Mathewson, V. L. Ford, Astrophys. J., 196, 261, 1975.
- 2. D. C. B. Whittet, I. G. van Breda, Astron. and Astrophys., 66, 57, 1978.
- B. A. Wilking, M. J. Lebofsky, P. G. Martin, G. H. Risks, J. C. Komp, Astrophys. J., 235, 905, 1980.
- 4. D. Clarke, A. Al-Ronbate, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 202, 173, 1983.
- 5. G. L. Verscuur, Fundam. Cosmic Phys., 5, 113, 1979.
- 6. Э. Ж. Шессон, Ф. Дж. Врба, Протозвезды и планеты, ред. Т. Герелс, Мир. М., т. 1, 1982, стр. 214.
- 7. Дж. М. Гринберг. Межзвездная пыль, Мир, М., 1970.
- 8. G. V. Cogne, Planets, Stars and Nebulae studied with photopolarimetry, ed. T. Gehrels, Arizona, Tucson, 1974, p. 888.
- 9. R. S. McMillan, Astrophys. J., 225, 880, 1978.
- 10. S. S. Hong, J. M. Greenberg, Astron. and Astrophys., 88, 194, 1980.
- 11. P. A. Aannestad, J. M. Greenberg, Astrophys. J., 272, 551, 1983.
- 12. Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, Астрофизика, 24, 307, 1986.
- 13. Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, Вестн. ЛГУ, № 15, 67, 1985.
- 14. B. T. Draine, H. M. Lee, Astrophys. J., 285, 89, 1984.
- 15. D. C. B. Whittet, Astron, and Astrophys., 72, 370, 1979.
- 16. D. Clarke, A. Al-Roubate, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 729, 1984.
- 17. R. C. Fleck, Astrophys. J., 264, 139, 1983.
- 18. J. P. Vallée, Astron. and Astrophys., 136, 373, 1984.

534
# АСТРОФИЗИКА

## **TOM 24**

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 52—852:51+535.361.2

## РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МНОГОСЛОЙНЫХ АТМОСФЕРАХ. II. ЗАДАЧА МИЛНА

### Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

Поступила 10 февраля 1985 Принята к лечати 10 февраля 1986

Рассматривается полубесконечная плоская атмосфера, состоящая из произвольного числа однородных слоев заданной оптической толщины. Для задачи Милна дан эффективный алгориты нахождения поля излучения на любых оптических глубинах. Отдельно подробно изучен случай, когда среда состоит из слоев большой оптической толщины. Найдены соответствующие простые асимптотические формулы.

1. Введение. Настоящая статья является непосредственным продолжением [1]. Эдесь мы дадим подробный алгоритм решения задачи Милна. Кроме того, изучим случай, когда среда состоит из оптически толстых однородных слоев.

Ссылки на формулы из [1] будут обозначаться (*I*, *n*), где *n*-номер формулы в [1]. Все обозначения оставлены прежними и заново, как правило, не разъясняются.

2. Задача Милна. Пусть задана плоская атмосфера, состоящая из n однородных слоев, оптические толщины  $\tau_{n}$  (j=1, 2, 3, ..., n) и свойства каждого из которых считаются заданными. причем  $\tau_{n} = \infty$  (см. рис. 1). Для принятой модели атмосферы требуется решить как задачу о диффузном отражении, так и задачу Милна (т. е. найти поле излучения в среде, в которой первичные источники неограниченной мощности удалены на бесконечность). Для каждого отдельно взятого слоя считается решенной задача о диффузном отражении, т. е. известны функции  $I_j$  ( $\tau$ ,  $\mu$ ,  $\mu_0$ ) ( $\tau \in [0, \tau_j]$ ;  $\mu \in [-1, +1]$ ;  $\mu_0 \in [0, 1]$ ).

В рассматриваемой многослойной атмосфере решение задачи о диффузном отражении проводится так, как вто было изложено во втором разделе [1]. В результате мы можем считать известными как функции  $I_{j,n}(\tau, \mu, \mu_0)$ , так и функции  $\rho_{j,n}(\mu, \mu_0), \sigma_{j,n}(\mu, \mu_0)$  (очевидно, что для задачи Милна нам потребуются лишь нулевые азимутальные гармоники указанных функций). Приступим к решению поставленной задачи.



Рис. 1. Схема распространения излучения в многослойной атмосфере для задачи Милиа.

Возъмем полубесконечный однородный слой со свойствами "n". Согласно В. В. Иванову [2], соответствующим образом нормированное поле излучения в такой атмосфере будет определяться формулой

$$(\tau \in [0, \infty), \ \mu \in [-1, +1])$$

$$M_{n}I_{n}(\tau, \mu) = i_{n}(-\mu) e^{k_{n}\tau} - i_{n}(-\mu) e^{-\tau/\mu} \theta(\mu) - 2\int_{0}^{1} I_{n}^{*}(\tau, \mu, \mu') i_{n}(-\mu') d\mu' \qquad (\lambda_{n} \neq 1).$$
(1)

В консервативном же случае ( $\lambda_n \equiv 1$ )

L

$$I_{n}(\tau, \mu) = \frac{3}{4} \left[ \left( 1 - \frac{x_{1}^{(n)}}{3} \right) \tau - \mu + 2 \int_{0}^{1} I_{n}^{-}(\tau, \mu, \mu') \mu' d\mu' + \mu e^{-\tau/\mu} \theta(\mu) \right].$$
(2)

Здесь, как обычно, функция  $i_n(\mu)$  есть интенсивность излучения в диффузионном режиме для бесконечной атмосферы со свойствами "n",  $k_n$ — соответствующий показатель диффузии,  $x_1^{(n)}$ — первый коэффициент в разложения индикатрисы рассеяния  $\chi_n(\gamma)$  в ряд по полиномам Лежандра, а

$$M_{n} = 2 \int_{-1}^{+1} i_{n}^{2}(\mu) \, \mu d\mu. \qquad (3)$$

Поскольку функция  $I_n^{\bullet}$  ( $\tau$ ,  $\mu$ ,  $\mu_0$ ) считается известной, то известна и величина  $I_n$  ( $\tau$ ,  $\mu$ ), т. е. интенсивность излучения для однородной атмосферы в задаче Милна.

Наложим на слой n слой n-1 и оптическую глубину  $\tau$  будем отсчитывать от верхней границы последнего. Для полученной двухслойной атмосферы можно легко записать следующие соотношения инвариантности (см., например, [3]), ( $\mu \in [-1, +1]$ ):

$$I_{n-1, n} (\tau, \mu) = I_{n-1, n} (\tau_{n-1, \mu}) e^{\frac{\tau_{n-1} - \tau}{\mu}} \theta (-\mu) + 2 \int_{0}^{1} I_{n-1, n} (\tau_{n-1}, -\mu') I_{n-1} (\tau_{n-1}, -\tau, -\mu, \mu') d\mu'$$

$$(\tau \in [0, \tau_{n-1}]),$$

$$(\tau \in [0, \tau_{n-1}]),$$

$$I_{n-1, n} (\tau_{n-1} + \tau, \mu) = I_{n} (\tau, \mu) + I_{n-1, n} (\tau_{n-1}, \mu) e^{-\tau/\mu} \theta (\mu) + I_{n-1, n} (\tau_{n-1}, \mu) + I_{n-1$$

$$+ 2 \int_{n} I_{n-1;n} (\tau_{n-1}, \mu') I_{n}^{\infty} (\tau, \mu, \mu') d\mu' \quad (\tau \in [0, \infty)), \qquad (5)$$

где через  $I_{n-1, n}$  ( $\tau$ ,  $\mu$ ) обозначена интенсивность в задаче Милна для двухслойной атмосферы. Тогда, как следует из (4) и (5), проблема будет полностью решена (без учета нормировки), если мы найдем 8—371 граничную интенсивность  $I_{n-1,n}(\tau_{n-1}, \mu)$ . Для нее из (4), (5) к (1) имеем следующую систему уравнений ( $\mu \in [0, 1]$ ):

$$I_{n-1,n}(\tau_{n-1},\mu) = 2\int_{0}^{1} I_{n-1,n}(\tau_{n-1},-\mu')\rho_{n-1}(\mu,\mu')\mu'd\mu', \qquad (6)$$

$$I_{n-1,n}(\tau_{n-1}, -\mu) = u_n(\mu) + 2 \int_0^{\infty} I_{n-1,n}(\tau_{n-1}, \mu') \rho_n^{\infty}(\mu, \mu') \mu' d\mu', \quad (7)$$

которая должна быть решена численно методом последовательных приближений. Здесь, как обычно, обозначено  $u_n(\mu) = I_n(0, -\mu) - функция$ выхода (граничная интенсивность в задаче Милна для однородного полупространства). В частности, функция выхода для двухслойной атмосферы. как это следует из (4), дается формулой ( $\mu \in [0, 1]$ )

$$u_{n-1,n}(\mu) = I_{n-1,n}(\tau_{n-1}, -\mu) e^{-\tau_{n-1}/\mu} + 2\int_{0}^{1} I_{n-1,n}(\tau_{n-1}, -\mu') \sigma_{n-1}(\mu, \mu') \mu' d\mu'.$$
(8)

Подчеркнем, что функцию  $I_{n-1,n}(\tau, \mu)$  (в частности, и функцию  $u_{n-1,n}(\mu)$ ) следует должным образом нормировать. Нормировку мы выберем в следующем разделе статьи.

Последовательно продолжая процесс наложения на двухслойную атмосферу слоев n-2, n-3, ..., j, для атмосферы, состоящей из. n-j+1 слоя, находим ( $\mu \in [-1, +1]$ ):

$$I_{j, n}(\tau, \mu) = I_{j, n}(\tau_{j}, \mu) e^{\frac{\tau_{j} - \tau}{\mu}} \theta(-\mu) +$$

$$+ 2 \int_{0}^{1} I_{j, n}(\tau_{j}, -\mu') I_{j}(\tau_{j} - \tau, -\mu, \mu') d\mu' \quad (\tau \in [0, \tau_{j}]), \qquad (9)^{n}$$

$$I_{j, n}(\tau_{j} + \tau, \mu) = I_{j+1, n}(\tau, \mu) + I_{j, n}(\tau_{j}, \mu) e^{-\tau/\mu} \theta(\mu) +$$

$$+ 2 \int_{0}^{1} I_{j, n}(\tau_{j}, \mu') I_{j+1, n}(\tau, \mu, \mu') d\mu' \quad (\tau \in [0, \infty)). \qquad (10)^{n}$$

Граничная интенсивность  $I_{j, \pi}(\tau_{n}, \mu)$  определяется системой уравнений ( $\mu \in [0, 1]$ )

$$I_{j,n}(\tau_{j},\mu) = 2 \int_{0}^{1} I_{j,n}(\tau_{j},-\mu') \varphi_{j}(\mu,\mu') \mu' d\mu', \qquad (11)$$

$$I_{j,n}(\tau_{j^{2}}-\mu)=u_{j+1,n}(\mu)+2\int_{0}^{\mu}I_{j,n}(\tau_{j},\mu')\rho_{j+1,n}(\mu,\mu')\mu'd\mu',$$
 (12)

причем

$$u_{j,n}(\mu) = I_{j,n}(\tau_{j}, -\mu) e^{-\tau_{j}/\mu} + 2 \int_{0}^{1} I_{j,n}(\tau_{j}, -\mu') \sigma_{j}(\mu, \mu') \mu' d\mu'.$$
(13)

Итак, решение поставленной задачи дается рекуррентной системой формул (10), (12) и (13) и соотношений (9) и (11), в которых следует положить j = 1. Начальные условия использования указанных рекуррент следующие:  $I_{n,n}(\tau, \mu, \mu_0) \equiv I_n(\tau, \mu, \mu_0); I_{n,n}(\tau, \mu) \equiv I_n(\tau, \mu); \rho_{n,n}(\mu, \mu_0) \equiv \rho_n^{-1}(\mu, \mu_0)$ . Должны также выполняться следующие интегральные соотношения, которые можно использовать как контрольные:

$$\int_{-1}^{+1} I_{j}(\tau_{j}, -\mu') J_{j, n}(\tau_{j}, \mu', \mu) \mu' d\mu' = \mu \int_{0}^{1} I_{j}(\tau_{j}, -\mu') \sigma_{j}(\mu, \mu') \mu' d\mu' =$$

$$= \int_{0}^{1} u_{j+1, n}(\mu') I_{j, n}(\tau_{j}, \mu', \mu) \mu' d\mu' -$$

$$- e^{-\tau_{j}/\mu} \int_{0}^{1} I_{j, n}(\tau_{j}, \mu') \rho_{j+1, n}(\mu', \mu) \mu' d\mu'.$$
(14)

Они могут быть получены из формул (11), (12), и (1.14), (1.15).

Найдем еще асимптотическую формулу для интенсивности излучения в глубоких слоях слоя "n". В этом случае для задачи о диффузном отражении при ( $\tau - \tau_i^{\circ}$ )  $\gg 1$ , где

$$\tau_j^* = \sum_{i=j}^{n-1} \tau_i, \tag{15}$$

имсем

$$I_{j}^{as}(\tau, \mu, \mu_{0}) = i_{n}(\mu) e^{-k_{n}(\tau-\tau_{j})} U_{j, n}(\mu_{0}).$$
(16)

539

Функция  $U_{j,n}(\mu_0)$  находится с помощью следующего рекуррентного соотношения (j = n - 1, n - 2, ..., 1):

$$U_{j, n}(\mu_{0}) = U_{j+1, n}(\mu_{0}) e^{-\tau_{j}/\mu_{0}} + 2 \int_{0}^{1} U_{j+1, n}(\mu') I_{j, n}(\tau_{j}, \mu', \mu_{0}) d\mu' \quad (17)$$

при начальном условии  $U_{n,n}(\mu_0) = u_n(\mu_0) \mu_0$ . Соотношения (16) и (17) легко установить с помощью формулы (1.13) и известной асимптотики ( $\tau \gg 1$ ) (см., например, [4], гл. II, § 4)

$$I_{n}^{as}(\tau, \mu, \mu_{0}) = i_{n}(\mu) u_{n}(\mu_{0}) e^{-k_{n}\tau} \mu_{0}.$$
(18)

Что же касается задачи Милна, то соответствующая асимптотическая формула имеет вид:

$$M_{n}I_{j,n}^{as}(\tau, \mu) = i_{n}(-\mu)e^{k_{n}(\tau-\tau_{j})} - i_{n}(\mu)e^{-k_{n}(\tau-\tau_{j})}\overline{N}_{j,n}.$$
 (19)

 $A_{\Lambda\pi}$  величины  $\overline{N}_{j,\pi}$  имеет место следующее рекуррентное соотношение:

$$\overline{N}_{j, n} = \overline{N}_{j+1, n} - 2M_n \int_0^1 I_{j, n}(\tau_j, \mu') U_{j+1, n}(\mu') d\mu'$$
(20)

при начальном условии

$$\overline{N}_{n,n} = N_n = 2 \int_0^1 u_n(\mu) \, i_n(-\mu) \, \mu d\mu.$$
(21)

Формулы (19) и (20) легко находятся с помощью (10), (16) и известного [5] асиментотического выражения для однородного слоя ( $\tau \gg 1$ )

$$M_{n}I_{n}^{as}(\tau, \mu) = i_{n}(-\mu) e^{k_{n}\tau} - i_{n}(\mu) e^{-k_{n}\tau} N_{n}.$$
(22)

Из (16), (17), (19) и (20) видно, что как в задаче о днффузном отражении, так и в задаче Милна, для расчета поля излучения на больших оптических глубинах слоя "n" достаточно найти интенсивность ивлучения лишь на границах раздела слоев. К тому же структура соответствующих асимптотик остается такой же, как и для однородного слоя (ср. формулы (16) и (18), а также (19) и (22)).

3. Нормировка решения. Полученное решение задачи Милна должно быть соответствующим образом нормировано. Для этого поступим согласно способу нормировки, выбранному нами ранее [6, 7] в общем случае не-

540

#### РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРАХ. ІІ

однородной атмосферы, оптические свойства которой произвольным обравом зависят от глубины.

Дополним рассматриваемое нами многослойное полупространство до полного четным образом (т. е. так, что оптические свойства в нем будут удовлетворять соотношениям  $\lambda(\tau) = \lambda(-\tau)$  и  $\lambda(\gamma, \tau) = \lambda(\gamma, -\tau)$ ; см. рис. 2). Обозначим интенсивность излучения в построенной таким



Рыс. 2. Схема расположения слоев в многослойной бесконечной среде. Источныхи расположены на минус бесконечности. Свойства слоев снымстричны относительно изчала координат.

образом многослойной бесконечной атмосфере через  $I_{1, n}^{\infty}(\tau, \mu)$  [ $\mu \in [-1, +1], \tau \in (-\infty, +\infty)$ ]. Очевидно, что функция  $I_{1, n}^{\infty}(0, \mu)$  удовлетворяет следующей системе уравнений [7] ( $\mu \in [0, 1]$ ):

$$J_{1,n}^{-}(0, \mu) = M_{1,n} u_{1,n}(\mu) + 2 \int_{0}^{1} \rho_{1,n}(\mu', \mu) J_{1,n}^{-}(0, -\mu') \mu' d\mu', \quad (23)$$

$$I_{1, a}^{\bullet}(0, -\mu) = 2 \int_{0}^{1} \rho_{1, a}(\mu', \mu) I_{1, a}^{\bullet}(0, \mu') \mu' d\mu', \qquad (24)$$

где

$$M_{1, n} = 2 \int_{-1}^{+1} [I_{1, n}(0, \mu)]^2 \, \mu d\mu, \qquad (25)$$

а сама интенсивность излучения нормирована согласно условию

$$\frac{\lambda_1}{2}\int_{-1}^{+1}I_{1,n}^{\infty}(0, \mu) d\mu = 1.$$
 (26)

Что же касается функции выхода, то должно выполняться условие норимровки [6]:

$$2\int_{0}^{1} u_{1, n}(\mu) I_{1, n}(0, \mu) \mu d\mu = 1.$$
 (27)

Эту нормировку следует учесть на всех оптических глубинах, т. е. интенсивность излучения должна быть домножена на соответствующий множитель.

Итак, для решения задачи Милна в многослойной атмосфере следует:

1. Решить задачу о диффузном отражении для выбранного набора оптических глубин (см. [1], раздел 2 и пункт А раздела 3).

2. Используя соотношения (9)—(12), последовательно для всех значений j от j = n - 1 до j = 1 вычислить интенсивность излучения на этих же глубинах (обе задачи на ЭВМ целесообразно решать одновременно).

3. Методом итераций решить систему уравнений (23) и (24) при учете нормировок (26) и (27). Найденную с помощью (27) нормировку функции выхода  $u_{1,a}(\mu)$  учесть на всех оптических глубинах.

4. Оптически толстые слои. Задача о диффузном отражении. Будем считать, что оптические толщины слоев  $-, \gg 1$  (j=1, 2, 3, ..., n-1). Этот, значительно упрощающий проблему случай, для задачи о диффузном отражении был подробно изучен в работах Т. А. Гермогеновой и Н. В. Коновалова [8] и В. В. Иванова [9].

Следуя [8, 9], предположим, что нами решена задача о нахождении граничной интенсивности излучения  $i_{j, j+1}(\mu)$  для двух смежных полупространств. Иными словами, решены системы уравнений

$$f_{j,j+1}(\mu) = u_j(\mu) + 2 \int_0^1 \rho_j^{-}(\mu, \mu') i_{j,j+1}(-\mu') \mu' d\mu', \qquad (28)$$

$$i_{j, j+1}(-\mu) = 2 \int_{0}^{1} \rho_{j+1}^{\infty}(\mu, \mu') i_{j, j+1}(\mu') \mu' d\mu'$$
(29)

и, следовательно, найдены как функции  $i_{j, j+1}(\mu)$ , так и функции  $i_{j+1; j}(\mu)$ . Имеют место следующие асимптотические ( $\tau_j \gg 1$ ) формулы (см., например, [4], гл. III, § 3):

$$\rho_{j}^{as}(\mu, \mu_{\theta}) = \rho_{j}^{\infty}(\mu, \mu_{0}) - u_{j}(\mu) u_{j}(\mu_{0}) r_{j}, \qquad (30)$$

$$a_{j}^{as}(\mu, \mu_{0}) = u_{j}(\mu) u_{j}(\mu_{0}) t_{j}, \qquad (31)$$

где факторы отражения r<sub>j</sub> и пропускания t<sub>j</sub> света оптически толстым слоем атмосферы определяются соотношениями

РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРАХ. II 543

$$r_{j} = N_{j}e^{-k_{j}z_{j}} t_{j} = \frac{M_{j}N_{j}e^{-2k_{j}z_{j}}}{1 - N_{j}^{2}e^{-2k_{j}z_{j}}}$$
(32)

Согласно [8, 9] асимптотическое выражение для граничной интенсивьости излучения в задаче о диффузном отражении  $I_{j,n}^{as}(\tau_j, \mu, \mu_0)$  следует искать в виде

$$J_{j,n}^{as}(\tau_{j}, \mu, \mu_{0}) = [a_{j,n}i_{j,j+1}(\mu) - c_{j,n}i_{j+1,j}(-\mu)]u_{j}(\mu_{0})\mu_{0}, \quad (33)$$

причем

$$\rho_{j,n}^{as}(\mu, \mu_0) = \rho_j^{\infty}(\mu, \mu_0) - u_j(\mu) u_j(\mu_0) R_{j,n}, \qquad (34)$$

$$\sigma_{j,n}^{as}(\mu, \mu_0) = u_n(\mu) u_j(\mu_0) T_{j,n}.$$
(35)

Величины  $a_{j,n}, c_{j,n}$ , а также факторы отражения  $R_{j,n}$  и пропускания  $T_{j,n}$  света многослойной средой подлежат определению. С помощью формул, приведенных во 2-ом разделе настоящей работы [1], а также (28)—(31) и (33), (34), нетрудно получить, что

$$a_{j,n} = \frac{(1+R_{j+1,n}\beta_{j+1,j})t_j}{(1+R_{j+1,n}\beta_{j+1,j}) - r_j R_{j+1,n} a_{j,j+1}^2}, \quad (36)$$

$$c_{j,n} = \frac{R_{j+1,n} \alpha_{j,j+1}}{1 + R_{j+1,n} \beta_{j+1,j}} \alpha_{j,n}, \qquad (37)$$

тде

$$\alpha_{j, j+1} = \alpha_{j+1, j} = 2 \int_{0}^{1} i_{j+1, j}(\mu) u_{j}(\mu) \mu d\mu, \qquad (38)$$

$$\beta_{j, \ j+1} = 2 \int_{0}^{1} i_{j, \ j+1} (-\mu) u_{j} (\mu) \mu d\mu.$$
(39)

Величины  $\alpha_{j, j+1}$  и  $\beta_{j, j+1}$  уже считаются известными. Что же касается фактора пропускания  $R_{j, n}$ , то для его нахождения получаем следующую рекуррентную формулу:

$$R_{j,n} = r_j - \frac{t_j^2}{r_j + \frac{1}{\beta_{j,j+1} - \frac{\alpha_{j,j+1}^2}{\beta_{j+1,j} + R_{j+1,n}^{-1}}}}$$
(40)

с начальным условием  $R_{n,n} = r_n$ . Заметим, что с помощью (40) формулу (35) можно заметно упростить. В результате оказывается, что

$$a_{j,n} = (r_j R_{j,n} + t_j^2 - r_j^2) t_j^{-1}, \qquad (41)$$

т. е. коэффициент  $a_{j,n}$  непосредственно выражается только через факторы отражения и пропускания. С помощью формул (30), (33), (35)—(39) и (1.17) нетрудно получить:

$$T_{j,n} = t_n \overline{T}_{j,n} = t_n \prod_{i=j}^{n-1} \frac{c_{i,n}}{R_{i+1,n}}.$$
 (42)

Заметим, что относительный фактор пропускания света  $\overline{T}_{j,n}$  (эта величина неоднократно будет нам встречаться ниже) отличается от нуля даже в том случае, если  $\tau_n \to \infty$ , т. е.  $t_n \to 0$  м  $T_{j,n} \to 0$ .

Итак, в задаче о диффузном отражении для слоя, состоящего из однородных слоев большой оптической толщины, граничная интенсивность излучения будет определяться формулой (33), где ксөффициенты  $a_{j,n}$  и  $c_{j,n}$ находятся с помощью соотношений (36) и (37) или же (37) и (41). Факторы отражения и пропускания света даются соответственно выражениями (40) и (42).

5. Оптически толстые слои. Задача Милна. В втом случае при τ,≫1, µ∈[-1, +1]

$$I_{j,*}^{a*}(\tau_{j}, \mu) = \left[\frac{1+r_{j}\beta_{j, j+1}}{r_{j}\alpha_{j, j+1}} i_{j+1, j}(-\mu) - i_{j, j+1}(\mu)\right]A_{j, n}, \quad (43)$$

где

$$A_{j,n} = \frac{t_{j+1}}{r_{j+1}} \frac{r_j}{t_j} \frac{c_{j,n}}{R_{j+1,n}} A_{j+1,n}$$
(44)

В справедливости формулы (43) можно убедиться, подставив ее в исходные соотношения (11) и (12) и воспользовавшись (28)—(30), (34), (36)— (39). Подстановка (43) в (13) дает

$$u_{j,n}^{as}(\mu) = \frac{t_j}{r_j} A_{j,n} u_j(\mu), \qquad (45)$$

откуда следует, что  $t_{R}A_{R,R}/r_{R} = 1$ . С помощью втого условия вместо (44) окончательно находим

$$A_{j,n} = r_j \overline{T}_{j,n} / t_j^{n} \tag{46}$$

Таким образом

$$u_{j,a}^{a*}(\mu) = \overline{T}_{j,a} u_{j}(\mu). \tag{46a}$$

Формула (43) вместе с (9) и (10) и известными [2] асимптотиками для интенсивности излучения в однородном оптически толстом слое позволяет в явном виде выразить  $I_{1,n}^{\alpha}(\tau, \mu)$  ( $\tau \in [0, \infty$ )) через функции  $J_{j}^{\alpha}(\tau, \mu, \mu_0)$ . При этом следует также знать вспомогательные величины  $i_{j,j+1}(\mu)$ ,  $i_{j+1,j}(\mu)$  и  $u_j(\mu)$ , которые зависят только от одной угловой переменной (j = 1, 2, 3, ..., n - 1). Получающиеся окончательные выражения довольно громоздки и мы их приводить не будем.

Заслуживает внимания случай, когда во всех (или некоторых смежных) слоях атмосферы  $\lambda_j \rightarrow 1$ . Соответствующий предельный переход может быть осуществлен с помощью асимптотических формул, приведенных в [8, 9].

Теперь нам осталось лишь должным образом нормировать полученные соотношения. Для втого следует найти интенсивность издучения  $J_1^{-}$ ,  $a(0, \mu)$  на границах двух смежных многослойных полупространств, которая удовлетворяет системе уравнений (23) и (24). Нетрудно убедиться, что в рассматриваемом случае оптически толстых слоев

$$I_{1,n}^{*}(0, \mu) = \frac{M_1 + R_{1,n}N_1}{M_1 - (1 - N_1)R_{1,n}} i_1(\mu) - \frac{R_{1,n}}{M_1 - (1 - N_1)R_{1,n}} i_1(-\mu), \quad (466)$$

причем

$$u_{1,n}^{as}(\mu) = \left(1 - \frac{1 - N_1}{M_1} R_{1,n}\right) u_1(\mu), \qquad (47)$$

$$M_{1, n} = M_1 \frac{M_1 + (1 + N_1) R_{1, n}}{M_1 - (1 - N_1) R_{1, n}}$$
(48)

Заметим, что формула (466) не изменит свой вид, если лишь слой «1» будет иметь большую, а остальные слои — 2, 3, ..., n—1 — произвольные оптические толщины. Если полупространство однородно, то  $R_{1, n} \equiv 0$ , и формулы (466)—(48) дают стандартный результат.

Итак, нормированная выбранным образом функция выхода для многослойной среды дается формулой (47), где величина  $R_{1,n}$  находится с помощью рекуррентного соотношения (40). В свою очередь, без соответствующей нормировки мы имеем выражение (46а) (в котором нужно положить j = 1). Следовательно, нормировочный множитель  $C_M$ , на который надо умножить найденные значения интенсивности излучения в задаче Милна для атмосферы, состоящей из слоев большой сптической толщины, оказывается равным

$$C_{M} = \left(1 - \frac{1 - N_{1}}{M_{1}} R_{1, n}\right) \overline{T}_{1, n}^{-1}.$$
 (49)

Величина эта имеет простой физический смысл. Представим себе, что среда у нас однородная и имеет свойства "1". Тогда  $R_{1, n} \equiv 0$ , " $a_{j, j+1} = M_1^{-1}$ ;  $\beta_{j, j+1} = \beta_{j+1, j} = N_1 M_1^{-1}$  и из (42) с помощью (32), (36) и (37) находим, что  $\overline{T}_{1, n} = e^{-k_1 \tau}$ , где  $\tau^*$  есть оптическая толщина слоев, лежащих над слоем n (см. формулу (15)). Следовательно,  $C_M = e^{k_1 \tau}$ . Как известно [2], в задаче Милна для однородной атмосферы удаление с ее поверхности слоя толщины  $\tau^*$  увеличивает интенсивность излучения на всех глубинах в  $e^{-k_1 \tau}$  раз. Здесь же мы *прибавляли* к исходному слою "1" слой толщины  $\tau^*$ , т. е. *уменьшали* интенсивность излучения в  $e^{-k_1 \tau}$  раз. Поэтому-то соответствующий нормировочный множитель у нас оказался равным  $e^{t \tau}$ .

В случае многослойной атмосферы множитель  $C_M$  мы могли бы учесть на самом начальном этапе решения задачи, введя его в уравнение (1) (для этого, конечно, предварительно необходимо было бы найти  $R_{1, n}$  и  $T_{1, n}$ ). В результате, например, первое слагаемое в правой части уравнения (7) у нас было бы не  $u_n(\mu)$ , а  $C_M u_n(\mu)$ . Тогда после завершения решения задачи Милна мы получили бы уже нормированный результат. Из сказанного следует, что величина  $C_M$  есть то число раз, в которое увеличивается на всех оптических глубинах интенсивность излучения (для фиксированного  $\mu$ ) в многослойной задаче Милна при удалении с поверхности атмосферы (n-1)-го оптически толстого слоя.

Нетрудно получить и более общий результат. При удалении с поверхности j оптически толстых слоев (j = 1, 2, 3, ..., n-1) соответствующее возрастание интенсивности будет определяться величиной

$$C_{M}^{(j)} = \left(1 - \frac{1 - N_{1}}{M_{1}} R_{1, n}\right) \left[ \left(1 - \frac{1 - N_{j+1}}{M_{j+1}} R_{j+1, n}\right) \prod_{i=1}^{j} \frac{c_{i, n}}{R_{i+1, n}} \right]^{-1}$$
(50)

•Очевидно, что  $C_M^{(n-1)} = C_M$ .

Если все слои атмосферы оптически толстые, то заметно упростятся также и формулы (16) и (19), определяющие интенсивность излучения на больших глубинах слоя "n" соответственно в задача» о диффузном отражении и Милна.

Именно, подставляя в (17) величину (33) и учитывая (36)—(39); получим

$$I_{J,n}^{**}(\mu_{0}) = u_{j}(\mu_{0}) \overline{T}_{J,n} \mu_{0}.$$
(51)

547

Следовательно, при ( $\tau - \tau$ ) » 1,  $\tau$ ; » 1

$$I_{j,n}^{a*}(\tau, \mu, \mu_0) = i_n(\mu) u_j(\mu_0) e^{-k_n(\tau - \tau_j)} \mu_0 \overline{T}_{j,n}.$$
(52)

В свою очередь, подстановка (43) и (51) в (20) дает

$$\overline{N}_{j,n}^{as} = \overline{N}_{j+1,n}^{as} - M_n \overline{T}_{j+1,n}^2 l_{j,n}, \qquad (53)$$

где

$$l_{j,n} = \frac{(1+r_j\beta_{j,j+1})\beta_{j+1,j} - r_j\alpha_{j,j+1}^2}{(1+r_j\beta_{j,j+1})(1+R_{j+1,n}\beta_{j+1,j}) - r_jR_{j+1,n}\alpha_{j,j+1}^2},$$
 (54)

причем, как следует из (46),  $\overline{T}_{n,n} \equiv 1$ .

Из (53) окончательно находим

$$\overline{N}_{j,n}^{as} = N_n - M_n \sum_{i=j}^{n-1} \overline{T}_{i+1,n}^2 l_{i,n}.$$
(55)

Таким образом, без учета нормировки (49) интенсивность излучения в задаче Милна на больших глубинах слоя "n" определяется формулами (19) и (55) (в которых следует положить j = 1). В частности, если среда однородная и имеет свойства слоя n, то из (54) и (32) получаем

$$l_{j,n} = \frac{N_n}{M_n} \left(1 - e^{-2k_n \tau_j}\right).$$
(56)

Поскольку  $\overline{T}_{j,n} = e^{-k_n \cdot j}$  и  $C_M = e^{k_n \cdot j}$ , то формулы (55) и (19) дают нам требуемый результат, т. е. выражение (22).

6. Заключение. Итак, рассматривая многослойную плоскую атмосферу, мы получили алгоритм решения двух основных проблем: задачи о диффузном отражении и задачи Милна. Для полного же решения проблемы рассеяния монохроматического излучения в многослойной среде следует еще изучить вопрос о вычислении функции Грина, что позволит производить расчет поля излучения в атмосфере при произвольных заданных внутренних источниках. Этому мы намерены посвятить отдельную работу.

Кроме того, возможны и другие обобщения. Важно, например, полученные результаты обобщить на случай переноса поляризованного излучения, а также рассеяния света с перераспределением по частотам. Первую из указанных задач мы также намерены рассмотреть в ближайшее время.

Главная астроновическая обсерватория АН УССР

#### Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

## LIGHT SCATTERING IN MULTILAYER ATMOSPHERES. II. THE MILNE PROBLEM

#### E. G. YANOVITSKIJ

A plane semi-infinite atmosphere consisting of an arbitrary number of homogeneous layers with known optical thicknesses is considered. The effective algorithm of radiative field determination for the Milne problem is given. The case of layers of large optical thickness is studied in detail. Simple asymptotic formulae are found for the case.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ж. М. Длугач, Э. Г. Яновицкий, Астрофизика, 23, 303, 1985.

2. В. В. Иванов. Астрон. ж., 52, 217, 1975.

3. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 56, 833, 1979.

4. В. В. Соболев, Расссяние света в атмосферах планет, Наука. М., 1972.

5. H. C. van de Hulst, Bull. Astron. Inst. Netherl., 20, 77, 1968.

6. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 55, 713, 1978.

7. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 57, 1277, 1980.

8. Т. А. Гермогенова, Н. В. Коновалов, Ж. вычисл. мат. и мат. фив., 14, 928, 1974\_

6

9. В. В. Иванов, Тр. АО ЛГУ, 52, 3, 1975.

## АСТРОФИЗИКА

## **TOM 24**

ИЮНЬ, 1986

выпуск 3.

УДК: 52-64:535.35

# ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК В БЕСКОНЕЧНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

### Р. С. ВАРДАНЯН

Поступила 1 февраля 1985 Прикята к печати 18 февраля 1986

Рассмотрена задача переноса язлучения в бесконечной трехмерной стохастической среде, когда вероятность  $\lambda$  выживания кванта при элементарном акте рассеяния является статистически однородным, изотропным гауссовым полем с экспоненциальной корреляционной функцией. При решении применяется метод диаграммной техники. В приближении Бурре изйдены первый момент функции источников и среднее число рассеяний кванта. Ках частный случай рассмотрено сильно коррелированное поле.

1. Введение. Теория переноса язлучения в однородных средах к настоящему времени достаточно хорошо разработана. Менее полно разработана теория переноса излучения в неоднородных средах, что отчасти объясняется большой сложностью соответствующих задач (см., например, [1-4]).

Определенный интерес представляют также задачи переноса излучения в случайно-неоднородных средах. В реальных астрофизических объектах статистические флуктуации температуры, концентрации атомов и свободных электронов и т. д. могут привести к случайным изменениям параметров, определяющих локальные оптические свойства среды — коэффициентов поглощения и рассеяния, ширины спектральной линии и т. д. Другой причиной случайных изменений локальных оптических свойств среды могут служить турбулентные движения в атмосферах звезд и планет. Ясно, что флуктуации оптических параметров могут играть существенную роль в процессе формирования поля излучения в среде.

Впервые задачи переноса излучения в стохастических средах в астрофизическом приложении были рассмотрены в работах [5-6]. В этих работах предполагалось, что случайным изменениям подвергается вероятность  $\lambda$  выживания кванта при элементарном акте рассеяния. Такая ситуация может возникнуть при рассмотрении звдачи переноса излучения в спектральной линии: пусть концентрация резонансных атомов *n* постоянна (или в общем случае детерминированная функция), а концентрация свободных электронов  $n_e$  или электронная температура  $T_e$  являются случайными функциями координат или времени. В случае двухуровенных атомов, при пренебрежении рассеянием на свободных электронах, для  $\lambda$ получается следующее выражение (см., например, [7]):

$$\lambda = \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e a_{21} (T_e)}$$

Из приведенного выражения  $\lambda$  следует, что если *n*. или *T*. являются случайными функциями, то таковой будет и  $\lambda$ . В рассматриваемом случае, так как коэффициент поглощения в линии  $\alpha = kn$  считается постоянным, оптическая глубина точки будет детерминированной величиной, следовательно, уравнение переноса будет содержать один флуктуирующий параметр  $\lambda$ .

В работе [8] рассмотрена задача переноса излучения при предположении, что ковффициент поглощения и ковффициент рассеяния являются случайными функциями. Но при таких предположениях задачу удается решить методом малых возмущений, причем в малоугловом приближении теории переноса.

Достаточно эффективным, в некоторых случаях, приближенным методом решения задачи вышеуказанного типа может оказаться заимствованный из квантовой теории поля метод диаграммной техники [9, 10]. Ранее метод диаграммной техники был применен к задачам распространения электроматнитных волн в случайно-неоднородных средах, когда дивлектрическая проницаемость среды является случайным полем (см., например, [11—13]).

В данной статье рассматривается задача точечного источника в бесконечной среде при предположении, что вероятность  $\lambda$  выживания кванта является случайным полем. Основная цель работы — нахождение первого момента функции источника в приближении Бурре.

Поскольку учет стохастичности среды существенно усложняет задачи переноса, целесообразно в качестве первого шага рассмотреть модельную задачу монохроматического рассеяния. Как известно, теория монохроматического рассеяния в некоторых случаях дает качественное объяснение образования спектров небесных тел, в частности спектров наружных слоев звезд, туманностей, межзвездной среды и т. д. Полученные ниже результаты можно применить к расчету интенсивностей линий Na I, Ca II, Mg II и т. д. Следует отметить, что учет перераспределения излучения по частотам внутри спектральной линии или анизотропности рассеяния не приводит к принципиальному усложнению задачи.

#### ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК В СТОХАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

2. Общая постановка задачи, метод диаграммной техники. Пусть точечный источник света расположен в точке с радиусом-вектором r бесконечной, случайно-неоднородной среды (r — измеряется в единицах оптической толщины). Функция источников  $\widetilde{S}_{\lambda}(r, r_0)$  удовлетворяет следующему уравнению [7]:

$$\tilde{S}_{\lambda}(\vec{r}, \vec{r}_{0}) = K(\vec{r}, \vec{r}_{0}) + \int K(\vec{r}, \vec{r}') \lambda(\vec{r}') \tilde{S}_{\lambda}(\vec{r}', \vec{r}_{0}) d^{3}r' \qquad (1),$$

(конкретный вид K(r, r<sub>0</sub>) приводится ниже).

В уравнении (1) под  $\lambda(r)$  подразумевается одна из реализаций слу-чайного поля  $\Lambda(r)$ , относительно которого предполагается, что:

а)  $\Lambda(r)$  является однородным изотропным полем с экспоненциальной корреляционной функцией:

$$B_{\lambda}(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = B_{\lambda}(|\vec{r_1} - \vec{r_2}|) = \langle \lambda(\vec{r_1}) \lambda(\vec{r_2}) \rangle = \sigma^2 e^{-\beta |\vec{r_1} - \vec{r_1}|}, \quad (2)$$

где  $\lambda(\vec{r}) = \lambda(\vec{r}) - \lambda_0$  флуктуационная часть случайного поля  $\Lambda(\vec{r})$ ;  $\lambda_0 = \langle \lambda \rangle = \text{const} - \text{среднее значение } \Lambda(\vec{r}), l = \beta^{-1}$ —радиус корреляции.

б) Случайное поле Л (r) является гауссовым.

Перепишем уравнение (1) в операторном виде:

$$\overline{S}_{\lambda} = K + \widehat{K} \lambda \overline{S}_{\lambda}, \qquad (3),$$

где К — интегральный оператор с ядром К:

$$(\widehat{K}f)(\overrightarrow{r}) = \int K(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r'})f(\overrightarrow{r'}) d^3r'.$$

Подставляя в (3)  $\lambda(r) = \lambda_0 + \lambda(r)$ , после очевидных преобразований получим:

$$\widetilde{S}_{\lambda} = (\widehat{I} - \lambda_0 \widehat{K})^{-1} K + (\widehat{I} - \lambda_0 \widehat{K})^{-1} \widehat{K} \widehat{\lambda} \widehat{S}_{\lambda}, \qquad (4)$$

где I — единичный оператор.

Обозначив через S. решение уравнения

$$S_0 = K + \lambda_0 \widehat{K} S_0, \tag{5}$$

относительно S, получим следующее уравнение:

$$\widetilde{S_{\lambda}} = S_{0} + \widehat{S_{0}\lambda}\widetilde{S_{\lambda}}.$$
 (6)

Здесь  $\hat{S}_0$  — интегральный оператор с ядром  $S_0(r_1, r_2)$ . Представим решение (6) в виде суммы ряда Неймана:

$$\widetilde{S_{\lambda}} = S_{0} + \widehat{S_{0}}\overline{\lambda}S_{0} + \widehat{S_{0}}\overline{\lambda}\widehat{S_{0}}\overline{\lambda}S_{0} + \dots$$
(7)

При усреднении (7) по ансамблю реализаций случайного поля  $\Lambda$  (r) должны учесть, что вследствие того, что поле  $\Lambda(r)$  гауссовское, все нечетные моменты  $\tilde{\lambda}$  равны нулю, т. е.

$$\langle \lambda(r_1) | \lambda(r_2) ... \lambda(r_{2n-1}) \rangle = 0,$$

а четные моменты выражаются через сумму произведений всевозможных парных корреляционных функций (см., например, [†1]):

$$\langle \lambda(\mathbf{r}_1)...\lambda(\mathbf{r}_{2n}) \rangle = \sum B_\lambda(\mathbf{r}_{i_1},\mathbf{r}_{i_2})...B_\lambda(\mathbf{r}_{i_{2n-1}},\mathbf{r}_{i_{2n}}).$$

 $\langle \rangle$  — как обычно, означает усреднение по ансамблю реализаций  $\Lambda(r)$ . Усредняя (7) с учетом вышесказанного, получим:

$$S(\vec{r}, \vec{r}_{0}) = \langle \tilde{S}_{\lambda} \rangle = S_{\theta}(\vec{r}, \vec{r}_{0}) + \\ + \int S_{0}(\vec{r}, \vec{r}_{1}) S_{0}(\vec{r}_{1}, \vec{r}_{2}) S_{0}(\vec{r}_{2}, \vec{r}_{0}) B_{\lambda}(\vec{r}_{1}, \vec{r}_{2}) d^{4}r_{1}d^{4}r_{2} + \dots$$
(8)

Для наглядного представления структуры ряда (8) воспользуемся диаграммной техникой [11—13]. Представим «свободную» функцию S. оплошной линией

$$S_0(r, r_0) \langle \equiv \rangle \frac{1}{r}$$

а функцию S(r, r<sub>0</sub>) - жирной сплошной линией

$$S(r, r_0) \langle \equiv \rangle =$$

Корреляционную функцию В<sub>λ</sub>(r<sub>1</sub>, r<sub>2</sub>) изобразим пунктирной ливией

$$B_{\lambda}(r_1, r_2) (\equiv)$$

точечный источник в стохастической среде

Тогда (8) можно представить в виде следующего диаграммного ряда:



Любая диаграмма этого ряда состоит из свободных концевых линий  $S_o$  и четного числа внутренних точек пересечения сплошных и пунктирных линий, причем по координатам внутренних точек проводится интегрирование. Сгруппировав члены ряда (9), можно получить следующее уравнение Дайсона [11—13]:



$$S=S_0+\widehat{S}_0\widehat{Q}S,$$

$$S(\vec{r}, \vec{r}_0) = S_0(\vec{r}, \vec{r}_0) + \int \int S_0(\vec{r}, \vec{r}_1) Q(\vec{r}_1, \vec{r}_2) S(\vec{r}_2, \vec{r}_0) d^3r_1 d^3r_2.$$

Здесь массовый оператор Q — сумма всех сильно-связанных диаграмм без свободных концевых линий:



В случае бесконечной среды функция  $S_0(r, r_0)$  зависит от модуля разности аргументов; следовательно, этим свойством обладает и массовый оператор:  $Q(r_1, r_2) = Q(|r_1 - r_2|)$ . Тогда уравнение Дайсона (10) можно решить методом фурье-преобразования. Обозначив через  $\overline{S}_0(\vec{k})$ ,  $\overline{S}(\vec{k})$ ,  $\overline{Q}(\vec{k})$ фурье-образы функций  $S_0(\vec{r})$ ,  $S(\vec{r})$ ,  $Q(\vec{r})$  соответственно, из (10) получим:

$$\overline{S}(\vec{k}) = \frac{\overline{S}_{\theta}(\vec{k})}{1 - \overline{S}_{0}(\vec{k}) \, \overline{Q}(\vec{k})}$$
(12)

(10)

Совершив обратное преобразование Фурье, получим для S(r):

$$S(\vec{r}) = S(|\vec{r}|) = S(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{\overline{S_0}^{-1}(\vec{k}) - \overline{Q}(\vec{k})} d^3k =$$
$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{r} \int_0^\infty \frac{k\sin kr}{\overline{S_0}^{-1}(k) - \overline{Q}(k)} dk.$$
(13)

При получении последнего выражения для S(r) учтено то обстоятельство, что  $\overline{S}_0(\vec{k})$  и  $\overline{Q}(\vec{k})$  зависят от модуля вектора  $\vec{k}$  ( $k = |\vec{k}|$ ). Уравнение Дайсона (10) не является замкнутым уравнением в том смысле, что входящее в (10) ядро массового оператора  $\widehat{Q}$  не задается в замкнутом виде, а представляется рядом (11). Тем не менее, уравнение Дайсона обладает некоторым преимуществом относительно исходного уравнения (8). Действительно, если в (11) ограничиться лишь одним членом ряда Q, то полученное в этом приближении из (10) решение будет соответствовать сумме некоторой подпоследовательности из (8). Рассмотрим более подробно приближение Бурре, когда Q приближенно заменяется первым членом ряда (11):

$$Q \approx Q_1 = S_0 B_\lambda \langle \pm \rangle \qquad (14)$$

(15)

(16)

Обозначим через  $S_1 =$  решение уравнения Дай-

сона в этом приближении:

$$S_1 = S_0 + \widehat{S}_0 \widehat{Q}_1 S_1.$$

Из (15) следует, что S<sub>1</sub> является суммой ряда

Последнее представление S<sub>1</sub> и объясняет смысл приближения Бурре (что.

обычно делается в литературе). Но может оказаться полезным и другсе истолкование приближения Бурре. Итерируя (6), получим:

$$\widetilde{S}_{\lambda} = S_0 + \widehat{S}_0 \widehat{J} S_0 + \widehat{S}_0 \widehat{J} \widehat{S}_0 \widehat{J} \widehat{S}_0.$$
(17)

Усредняя (17), можно убедиться, что приближение Бурре соответствует замене:

$$\langle \tilde{\lambda} S_0 \tilde{\lambda} S_\lambda \rangle \approx \langle \tilde{\lambda} S_0 \tilde{\lambda} \rangle \cdot \langle \tilde{S}_\lambda \rangle,$$
 (18)

т. е. некоторому приближенному расщеплению среднего от произведения типа

Если известно решение (15), то в следующем приближении для Q уже можно взять сумму некоторой подпоследовательности, получающейся заменой в любом члене ряда Q свободной функции S<sub>0</sub> через S<sub>1</sub>, например



Следовательно, диаграммная техника дает возможность выделить из (8) подпоследовательности топологически-схожих диаграмм и просуммировать их. Далее, путем замены свободных функций  $S_0$  в диаграммах (11) функцией предыдущего приближения, удается просуммировать новые подпоследовательности диаграмм, что, несомненно, приводит к лучшему приближению, чем приближение, полученное из (8) путем вычислений нескольких первых членов.

3. Трехмерная среда. Функция К в случае трехмерной среды следующая:

$$K(r) = K(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-r}}{r^2}; \quad |\vec{r}| = r.$$

Совершив преобразование Фурье в (5), получим:

$$\overline{S}_0(\vec{k}) = \frac{\arctan k}{k - \lambda_0 \arctan k}$$
(19)

Фурье-образ функции  $Q_1(r) = S_0(r) B_\lambda(r)$  является сверткой фурьеобразов  $S_0$  и  $B_\lambda$ :

$$\overline{Q}_{1}(\overline{k}) = Q_{1}(k) = \frac{1}{(2\pi)^{3}} \int \overline{B}_{\lambda}(|\overline{k} - \overline{\chi}|) \overline{S}_{0}(\overline{\chi}) d^{3}\chi =$$

$$= \sigma^{3} \frac{\beta}{\pi k} \int_{0}^{\infty} \frac{1}{\beta^{2} + (k - \overline{\chi})^{2}} \cdot \frac{\chi \arctan g \chi}{\chi - \lambda_{0} \arctan g \chi} d\chi.$$
(20)

Подстановка (19) и (20) в (13) приводит к следующему выражению для  $S_1(r)$ :

- 30

$$S_{1}(r) = \frac{1}{(2\pi)^{s} ir} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k e^{ikr} dk}{\frac{k - \lambda_{0} \operatorname{arc} \operatorname{tg} k}{\operatorname{arc} \operatorname{tg} k} - \frac{\sigma^{s} \beta}{k\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi \operatorname{arc} \operatorname{tg} \chi d\lambda}{[\beta^{2} + (k - \chi)^{s}][\chi - \lambda_{0} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \chi]}$$
(21)

В теории переноса излучения решение задачи точечного источника в бесконечной трехмерной среде сводится к решению вспомогательной «одномерной» задачи путем введения функции одной переменной  $\Phi(z)$  (см., например, [7]):

$$\Phi(z) = \int_{-\infty}^{\infty} S(r) \, dx \, dy = 2\pi \int_{|z|}^{\infty} rS(r) \, dr;$$

$$S(r) = \frac{1}{2\pi r} \frac{d\Phi(r)}{dr}$$
(22)

Переход к функции  $\Phi(z)$  в исходном уравнении (1) не возможен из-за наличия множителя  $\lambda(r)$  под интегралом, а в уравнении Дайсона (10) такой переход возможен и, естественно, приводит окончательно к выражению (21) для  $S_1(r)$ .

Выражение  $Q_1(k)$  можно преобразовать к другому виду, если вычислить интеграл в правой части (20) с помощью теории вычетов с учетом того, что подынтегральная функция имеет точку ветвления на верхней полуплоскости комплексной переменной. Не останавливаясь на подробностях вычислений, приведем лишь конечный результат:

$$\overline{Q}_{1}(k) = \sigma^{2} \left\{ \frac{A_{\alpha}}{k^{2} + (\alpha + \beta)^{2}} + \widehat{R}_{*} \left[ \frac{1}{k^{2} + (y + \beta)^{2}} \right] \right\}$$
(23)

Эдесь  $A_{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \left| \frac{d\alpha^2}{d\lambda_0} \right|$ , а  $\alpha$  является положительным корнем уравнения

$$\frac{\lambda_0}{2\alpha}\ln\frac{1+\alpha}{1-\alpha}=1.$$

Оператор R, определяется следующим образом:

$$\widehat{R}_{\lambda_*}[f(y)] = \int_{1}^{\infty} \left[ \left( 1 - \frac{\lambda_0}{2y} \ln \frac{y+1}{y-1} \right)^2 + \left( \frac{\lambda_0 \pi}{2y} \right)^2 \right]^{-1} f(y) \, dy.$$
(24)

Выражение (23) можно получить непосредственным фурье-преобразованием (14), если воспользоваться полученным ранее явным видом функции  $S_0(r)$  (см., например, [7]). Отметим, что функция  $S_0(r)$  в данном тексте отличается от аналогичной функции в цитированной выше литературе множителем  $\lambda_0$ , что непосредственно следует из уравнения (5) для  $S_0(r)$ .

Полученное выше выражение (21) для  $S_1$  подлежит тщательному анализу, но в данной статье мы этим заниматься не будем. Ниже мы подробнее рассмотрим один предельный случай, а именно, случай сильной корреляции, когда  $\beta \rightarrow 0$ . В этом предельном случае из (21) получим:

$$S_{1}(r) = \frac{1}{(2\pi)^{2} ir} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k(k-\lambda_{0} \arctan tg k) \arctan tg ke^{ikr}}{[k-\lambda_{0} \arctan tg k]^{2} - [\sigma \arctan tg k]^{2}} dr.$$
(25)

Подынтегральная функция имеет полюсы в точках  $z_{1,2} = ia_{\pm}$  верхней полуплоскости комплексной переменной z = k + iy, где  $a_{\pm} -$  положительные корни уравнений

$$\frac{\lambda_{\pm}}{2\alpha}\ln\frac{1+\alpha}{1-\alpha}=1; \quad \lambda_{\pm}=\lambda_{0}\pm\sigma.$$
(26)

Учитывая далее, что z = i является точкой ветвленыя для подынтегральной функции, после стандартных вычислений получим:

$$S_{1}(r) = \frac{1}{8\pi r} \left\{ \left| \frac{d\alpha_{+}^{2}}{d\lambda_{+}} \right| e^{-\alpha_{+}r} + \left| \frac{d\alpha_{-}^{2}}{d\lambda_{-}} \right| e^{-\alpha_{-}r} + \int_{1}^{\infty} R_{1}(y) e^{-ry} dy \right\}.$$
 (27)

Здесь

$$R_{1}(y) = \frac{4y}{\pi} Im \frac{\left(1 + \frac{\lambda_{0}}{2y} \ln \frac{y-1}{y+1} + i \frac{\lambda_{0}\pi}{2y}\right) \left(\frac{1}{2y} \ln \frac{y-1}{y+1} + i \frac{\pi}{2y}\right)}{\left(1 + \frac{\lambda_{0}}{2y} \ln \frac{y-1}{y+1} + i \frac{\lambda_{0}\pi}{2y}\right)^{2} - \left(\frac{\sigma}{2y} \ln \frac{y-1}{y+1} + i \frac{\sigma\pi}{2y}\right)^{2}}$$
(28)

4. Среднее число рассеяний. В теории переноса излучения определенный интерес представляет среднее число рассеяний, испытываемых квантом. Обозначим через  $\overline{N}_0$  и  $\overline{N}$  среднее число рассеяний, соответственно в однородной и стохастической средах.  $\overline{N}_0$  и  $\overline{N}$  определяются следующими

формулами:

$$\overline{N}_{0} = \int S_{0}(\vec{r}) d^{3}r \Big/ \int K(r) d^{3}r = \int S_{0}(\vec{r}) d^{3}r,$$

$$\overline{N} = \int S(\vec{r}) d^{3}r \Big/ \int K(\vec{r}) d^{3}r = \int S(\vec{r}) d^{3}r.$$
(29)

Как видно из определения (29),  $\overline{N_0}$  и  $\overline{N}$  совпадают со значениями фурье-образов соответственно  $S_0(r)$  и S(r) в точке k = 0:

$$\overline{N}_{0} = \overline{S}_{0}(0) = \frac{1}{1 - \lambda_{0}},$$

$$\overline{V} = \overline{S}(0) = \frac{S_{0}(0)}{1 - \overline{S}(0) \, \overline{Q}(0)} = \frac{\overline{N}_{0}}{1 - \overline{N}_{0} \, \overline{Q}(0)}.$$
(30)

В приближении Бурре для  $\overline{N} \approx \overline{N}_1$  получим:

$$\overline{N}_{1} = \frac{N_{0}}{1 - c^{2} \frac{2\beta}{\pi} F(\lambda_{0}) \overline{N}_{0}},$$
(31)

где

$$F(\lambda_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k^2 \arctan tg \, k \, dk}{(k^2 + \beta^2)^2 \, (k - \lambda_0 \arctan tg \, k)}$$

В частности, при сильной корреляции, т. е. при  $\beta \rightarrow 0$  из (20) и (30) получим:

$$\overline{N}_{1} = \frac{\overline{N}_{0}}{1 - \sigma^{2} \overline{N}_{0}^{2}}$$
(32)

Автор выражает благодарность и искреннюю признательность профессору Н. Б. Енгибаряну и профессору Ю. А. Кравцову за ценные замечания и полезные обсуждения.

Институт прикладных проблем физики АН Арм.ССР

### точечный источник в стохастической среде

## A POINT SOURCE IN AN INFINITE STOCHASTIC MEDIUM

### R. S. VARDANIAN

The paper considers the radiation transfer problem in an infinite three-dimensional field when the quantum survival probability  $\lambda$  in the case of an elementary act of scattering is presented by a statistically homogeneous and isotropic Gaussian field with an exponential correlation function. The diagram method is applied to the solution. The first moment of the source function and the average number of quantum scatterings are found in the Bourret approximation. The strongly correlated field is considered as a private case.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. В. Соболев, Докл. АН СССР, 111, 1000, 1956.
- 2. В. В. Соболев, Астрон. ж., 51, 50, 1974.
- 3. Н. Б. Енгибарян, Астрофизика, 2, 197, 1966.
- 4. Э. Г. Яновицкий, Распространение света в дисперсной среде, Наука и Техника, Минск, 1982, стр. 36.
- 5. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм.ССР. Ереван, 1969, стр. 65.
- 6. Р. С. Варланян, Кандидатская дносертация, Ереван, 1972.
- 7. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
- 8. И. Л. Кацев, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 19, 1172, 1983.
- 9. А. Л. Абрикосов, Л. Н. Горьков, И. Е. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике. Наука, М., 1962.
- 10. Р. Маттук, Фейнмановские днаграммы в проблеме многих тел, Мир. М., 1969.
- 11. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Введение в статистическую радиофизику, ч. 2, Наука, М., 1978.
- 12. Л. А. Апресян, Ю. А. Кравцов, Теория переноса излучения, Наука, М., 1983.
- А. Исимару. Распространение и рассеяние воли в случайно-неоднородных средах, ч. 1, 2, Мир, М., 1981.

559

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.86

## «РЕЛИКТЫ» РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ И ВТОРИЧНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ДОГАЛАКТИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА

## Е. И. ДОРОШЕВА, П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ Поступила 19 июля 1985 Принята к печати 18 февраля 1986

В работе исследована динамика вторичной ионизации плавмы в моделях с фоном реликтовых гравитирующих частиц. Предпольгается, что источником ионизации водорода являются высокоэнергичные кванты, возникающие при распаде нестабильных массивных частиц или первичных черных дыр. Показано, что искажения динамики рекомсинации возникают лишь в том случае, когда первод полураслада частиц превышает  $3 \cdot 10^{13}$  с. Отмечается, что темп изменения оптической толцяны плавмы по томсоновскому рассеянию зависит от мощности нонизатора и времени его жизни. Делается вывод о том, что неравновесная ионизация водорода при красных смещениях  $z < 10^3$  является эффективным механизмом подавления мелкомасштабной свизотропии реликтового излучения.

1. Введение. Проблема идентификации догалактического состава материи, являющейся основой для формирования крупномасштабной структуры Вселенной, занимает одно из центральных мест в современной космологии. Составной частью этой проблемы является выяснение параметров фона частиц, обуславливающего стабилизацию существующих в настоящее время гравитационно-связанных систем — галактик и их скоплений, а также указание наблюдательных следствий, позволяющих сделать выбор между различными кандидатами на роль носителя «скрытой массы» Вселенной. На этом пути, наряду с численным моделированием сетчатой структуры Вселенной, большое значение имеют данные о мелко- и крупномасштабной анизотропии реликтового электромагнитного излучения (РИ), служащие в качестве теста для-проверки теорий ранней Вселенной.

Оєновываясь на результатах расчетов [1—4], уже сейчас можно указать нижнюю границу уровня мелкомасштабной анизотропии РИ, формируемой в моделях со стабильными массивными нейтрино, аксионами, гравитино и другими частицами, претендующими на роль носителя "скрытой: массы" Вселенной –  $\frac{\Delta T}{T}$  ( $z \gtrsim 10' + 20'$ )  $\simeq (2 \rightarrow 3) \cdot 10^{-5}$ . Для крупномасштабных вариаций температуры РИ по углу а >6° данные [5-7] предсказывают минимальный уровень флуктуаций,  $\frac{\Delta T}{T}(\alpha) \sim (6 - 10) \cdot 10^{-6}$ , который оказывается в 3-4 раза ниже уровня мелкомасштабной анизотропии РИ. Не умаляя всей важности экспериментальной проверки предсказаний теорий об уровне крупномасштабных варнаций температуры РИ на небесной сфере, нам особо хотелось бы подчеркнуть эначение измерений  $\frac{\Delta T}{T}(a)$  в мелкомасштабном угловом диапазоне α < 1° для выяснения наблюдательного статуса как самих моделей образования структуры Вселенной, так и существующих представлений о догалактическом составе материи. В частности, отсутствне варнаций  $\frac{\Delta T}{T}$  (а) при а  $\simeq$  10  $\div$  30 мин. дуги на уровне, меньшем 10<sup>-5</sup>, явилось бы косвенным указанием на существование в прошлом периода вторичной ионизации плазмы, обусловленного процессали выделения энергии при красных смещениях z \$10°. Этот аспект проблемы «реликтов» ранней Вселенной и анизотролии микроволнового излучения представляет, на наш взгляд, самостоятельный интерес, применительно к современным моделям образования крупномасштабной структуры Вселенной. Напомним, что вспрос о возможности вторичного разогрева догалектического вещества в той или иной мере уже неоднократно обсуждался в литературе [8-9]. Не вдаваясь в детализацию причин, вызывающих увеличение влектронной температуры до 10<sup>4</sup> ÷ 10° К, в работах [9—10] рассматривались лишь последствия вторичной ионизации водородо-гелиевой плазмы, проявляющиеся в увеличении оптической толшины плазмы по томсоновскому рассеянию и, как результат, в искажении первичного характера распределения вариаций температуры РИ на небесной сфере. В отличие от перечисленных выше работ, далее мы уделим основное внимание обсуждению возможных причин как самого процесса реионизации догалактического водорода, так и выяснению режимов изменения степени нони-• Эта оценка получена в моделях с постоянной Хаббла H<sub>0</sub> = 50 км/с Миж и

 $\Omega_R = \frac{\rho_R}{\rho_{cr}} = 1$ , где  $\rho_R$  — плотность фона реликтовых гравитирующих частиц;  $\rho_{cr} = -5 \cdot 10^{-30} \left(\frac{H_0}{50}\right)^2$  г/см<sup>3</sup> — критическая плотность материя. Отметим, что условие  $\Omega_R = 1$ 

предсказывается современными теориями "Великого Объединения".

\*\* Эта оценка относится к модели с «плоским» спектром аднабатических возмущений метрики и  $H_a \sim 50 \div 75$  км/с Млк.

#### -РЕЛИКТЫ- РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

зации плазмы во времени. При этом, в качестве отправной точки нашего рассмотрения, будет использовано предположение о доминирующей роле стабильных и нестабильных массивных гравитирующих частиц (РЧ) в формировании крупномасштабной структуры Вселенной. Как и в работах [1—4], мы будем считать, что современная плотность водородо-гелневсго компонента материй  $\rho_m$  не превышает  $3 \div 10\%$  от критической плотности  $\rho_{cr}$ , а  $90 \div 97\%$  от  $\rho_{cr}$  приходится на реликтовые массивные частицы<sup>\*</sup>. Кроме того, в отличие от обсуждавшихся в литературе адиабатических сценариев формирования крупномасштабной структуры Вселенной. мы будем допускать и возможность существования изотермических возмущений плотности плазмы.

2. Нелинейная фаза развития возмущений как источник вторичной ионизации плазмы. Одним из принципиальных отличий процесса вторичного разогрева плазмы в модели с массивными гравитирующими частицами от обсуждавшегося ранее «барионного» сценария вволюции Вселенной [8, 9] является доминирующая роль бесстолкновительного компонента в динамике формирования галактик и их окоплений. Существующие в настоящее время схемы образования крупномасштабной структуры Вселенной, основанные на представлении об адиабатическом характере начальных возмущений метрики, ограничивают временные рамки нелинейной стадии эволюции неоднородностей красными смещениями  $z_s \leq 3 \div 5$ . Если считать, что вторичный разогрев и ионизация космической плазмы обусловлены первыми гравитационно-связанными системами, то даже при степени ионизации  $\beta = 1$  при столь малых  $z_s$  оптическая толщина плазмы по томсоновскому рассеянию  $-\tau(z)$  оказывается пренебрежимо малой. Действительно, в модели с  $\Omega_m = 0.03 \div 0.1$  условие

$$x(z) = \frac{c_{T}}{H_0 \Omega^{1/2}} n_m (z=0) \int_0^\infty (1+z)^{1/2} dz = 1$$
(1)

выполняется при

$$z_n \simeq 1.25 \cdot 10^{\circ} \left( \frac{\Omega_m}{0.03} \right)^{-2/3} \Omega^{1/3} \cdot h_{50}^{-2/3},$$
 (2)

где  $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$  см — томсоновское сечение;  $n_m = 3 \cdot 10^{-6} \Omega_m \cdot h_{50}^2$  — современная концентрация водорода и гелия;  $z_n$  — красное смещение эпохи [вторичного разогрева;  $h_{50} = H_0/50$  км/с Мпк. Отсюда видно, что даже при  $z_n \approx 10 - \tau (z_n) \approx 2.3 \cdot 10^{-2} (\Omega_m = 0.03; h_{50} = \Omega = 1)$  и вто-

\* В этом случае параметр  $\Omega = \frac{\rho_m + \rho_R}{\rho_{er}} = 1.$ 

ричный разогрев не играет практически никакой роли в ослаблении уровня мелкомасштабной анизотропии РИ. Более того, если считать, что момент начала нелинейной стадии смещен в область  $z \sim (3 \div 5) \cdot 10^2$ , то при таких больших значениях  $z_*$  нижняя граница уровня вариаций  $\frac{\Delta T}{T}(a)$  (без учета ослабления при вторичной ионизации) сместится в область  $\frac{\Delta T}{T}(a) \sim 10^{-3}$ , и для ее уменьшения до уровня  $10^{-5}$  необходима  $\tau \simeq 4 - 5$ . При этом амплитуда возмущений метрики возрастет, как минимум, в  $10^2$  раз, что вызовет резкое повышение флуктуации  $\frac{\Delta T}{T}(a)$  в диапазоне  $a > 6^\circ$ . Кроме того, при столь раннем образовании объектов во Вселенной возникнут значительвые трудности с объяснением не только устойчивости сетчатой структуры распределения материи, но и средних плотностей галактик и их скоплений.

Таким образом, в рамках аднабатической модели, гипотеза о значительной ионизации вещества ( $\tau > 1$ ) при  $z_s > 10^2$  в ходе формирования крупномасштабной структуры Вселенной представляется крайне маловероятной.

3. Комбинированный энтропийно-адиабатический сценарий образования структуры во Вселенной и вторичный разогрев плазмы. Основываясь на концепции связи вторичного разогрева плазмы с процессом формирования структуры во Вселенной, рассмотрим комбинированный энтропийноадиабатический сценарий с учетом того, что уровни возмущений плотности в газе реликтовых гравитирующих частиц (адиабатическая мода) и в водородо-телиевом компоненте (энтропийная мода) резко различаются по величине. В рамках этой схемы можно предположить, что формирование галактик и их скоплений обеспечивается адиабатической модой возмущений плотности в РЧ, а энтропийная мода в веществе ответственна за раннее образование первичных массивных звезд.

Следует подчеркнуть, что в этом случае неизбежно приходится отказаться от гипотезы равнораспределения амплитуд возмущений адиабатического и энтропийного типа, поскольку при  $z_n > 10^2$  возникают трудности с объяснением параметров крупномасштабной структуры Вселенной. Одним из возможных лутей решения этой проблемы является предполо-

жение о резком преобладании уровня флуктуаций  $\frac{\delta \rho_m}{\rho_m}$  в энтропийной моде по сравнению с адиабатической. Однако и в этом случае остается открытым вопрос, сформировались ли первичные звезды в результате развития сравнительно малых начальных возмущений или же они являются реликтом ранних фаз расширения Вселенной? Рассмотрим втот аспект пооблемы более подробно.

Предположим, что в масштабе  $\lambda < \lambda_m$  соответствующем массе вещества  $M_b \approx 10^6 - 10^7 M_{\odot}$  в объеме  $\lambda_r^3$ , уровень энтропийных возмущений оз = ---- значительно превышает уровень адиабатической моды, но все-таки 3, «1. После момента рекомбинации водорода, соответствующего красным смещениям zree ~ 10<sup>3</sup> и температуре РИ *T*<sub>rec</sub> ≈ 2.7.10<sup>3</sup> K, масса Джинса для вещества оказывается близкой к  $M_{I} \simeq 10^{4} \cdot \left(\frac{\Omega_{m.}}{0.03}\right) \Omega^{-3/2} \cdot h_{50}^{-1} M_{\odot}$  и сохраняется вплоть до красных смещений z~150÷200, когда выключается комптоновское взаимодействие остаточных влектронов и излучения [11]. Это означает, что в фазу гравитационной неустойчивости вступают лишь энтропийные неоднородности с  $M > M_i$ . Однако, в отличие от классического энтропийного сценария образования структуры во Вселенной, рассмотренного в [12]. в модели с фоном реликтовых гравитирующих частиц возникают существенные отличия. Дело в том, что в столь малых (по сравнению со скоплениями галактик) пространственных масштабах фон реликтовых гравитирующих частиц является практически однородным. Следовательно, для развития гравитационной неустойчивости в веществе необходимо, чтобы начальный контраст плотности в барионах  $\delta_m$  был в  $\frac{Q_R + Q_m}{Q} \gg 1$  раз

выше, чем в модели с  $\Omega_R = 0$  [13]:

$$\hat{\sigma}_{s}(z) = \frac{\mathcal{Q}_{m}}{\mathcal{Q}_{m} + \mathcal{Q}_{R}} \delta_{m}^{(0)}(z_{rec}) \frac{1 + z_{rec}}{1 + z}, \qquad (3)$$

где  $\delta_m^{(0)}(z_{rec})$  — контраст плотности в энтропийной моде в момент просветления плазмы для излучения  $z_{rec} \simeq 10^3$ . Как видно из (3), для того, чтобы при  $z_n \simeq 2 \cdot 10^2$   $\delta_3(z_n) = 1$ , необходимо, чтобы  $\delta_m^{(0)}(z_{rec})$  было больше 1, а это, в свою очередь, означает, что облака с  $M \ge 10^4 M_{\odot}$  и  $\frac{\delta \rho_m}{\rho_m} > 1$  сформировались задолго до эпохи рекомбинации водорода. Поскольку при  $z > z_{rec} \sim 10^3$  и вплоть до  $z \sim 10^{10}$ температурный режим космической плазмы достаточно надежно идентифицируется по данным космологического нуклеосинтеза, ясно, что такая «облачная» структура распределения вещества (но не излучения или ультрарелятивистских частиц) должна быть обязана своим происхождением самому периоду генерации внтропийных возмущений. Подчерхнем, что такое распределение плотности барионного заряда с контрастом  $\delta_9 (M \sim M_s) \gtrsim 1$  противоречит современным схемам генерации энтропни и зарядовой асимметрии вещества во Вселенной [14], что значительно снижает привлекательность этого простого механизма образования первичных сверхмассивных звезд при больших космологических красных смещениях.

4. Нестабильные лептоны и первичные черные дыры в роли источников вторичной ионизации плазмы. В предыдущих разделах настоящей работы мы рассмотрели возможные механизмы образования гипотетических первичных звезд, отождествляемых с источниками вторичного разогоева зосмической плазмы. Уже простые оценки (разделы 1, 2) показывают, что в модели с реликтовыми гравитирующими частицами, выступающими в роли носителей «скрытой массы» во Вселенной, формирование первичных звезя к моменту  $z \simeq (1 \div 2) \cdot 10^2$  требует весьма специфических начальных условий, реализация которых нам представляется маловероятной. Однако вторичный разогрев плазмы до температур  $T > 10^4$  К является отнюдь не единственным источником ее ионизации при больших (~ 10<sup>2</sup>) космологических красных смещениях. Существует целый ряд процессов, которые приводят к увеличению степени ионизации водорода вплоть до β = 1, не вызывая сколь-нибудь существенного повышения температуры электронов. Речь идет о распадах нестабильных лептонов с массой покоя  $m_r \sim 30 \div 100 \ {
m sB}$  с генерацией ү-квантов с энергией  $E_\tau \gtrsim 10 \ {
m sB}$  или квантовом испарении первичных черных дыр (ПЧД) с массой  $M_{\rm ss} \simeq$  $\simeq 10^{13} \div 10^{14}$  r [15].

Пусть в результате испарения ПЧД или распадов нестабильных массивных нейтрино доля энергии t < 1 передается нейтральному водороду, приводя к его ионизации, а доля t < 1 идет на нагрев электронов. Поскольку при красных смещениях  $z \gtrsim 10^2$  между электронами и излучением происходит интенсивный обмен энергией, характеризуемый временем комптоновского рассеяния,

$$\tau_{e_{T}} \simeq \frac{3 m_{e} c}{8 \sigma_{T}^{2}} \simeq 4 \cdot 10^{10} \cdot z^{-4},$$
 (4)

го уравнение для электронной температуры имеет следующий простой вид [11]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{T_e - T_{\rm T}}{\tau_{e\rm T}} + \frac{2}{3} \frac{\Gamma(t)}{k}, \qquad (5)$$

где:  $T_{\gamma}$  — температура излучения; k — постоянная Больцмана;  $\Gamma(t)$  — функция нагрева, для которой мы используем оценку из [15]:

-РЕЛИКТЫ- РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

$$\Gamma_{BH}(t) = \xi_e \left(\frac{P_{bh}}{P_m}\right) \frac{M_p \cdot c^2}{\tau_{au}}; \ t \lesssim \tau_{au}$$
(6)

для ПЧДи.

$$\Gamma_{\star}(t) = \xi_{\star} \left(\frac{P_L}{P_m}\right) \cdot \frac{M_p \cdot c^2}{\tau_L}; \quad t \leq \tau_L$$
(7)

для-нестабильных лептонов; и  $T_L$  — времена распада ПЧД и нестабильных частиц;  $M_p$  — масса покоя протона.

Как видно из (6), (7), между функциями нагрева в модели ПЧД и распадающихся лептонов существует полное совпадение, с точностью до замены индексов у  $\mu_L$  и  $\tau_L$ . Поэтому ниже, обсуждая основные ограничения на параметры ионизаторов космической плазмы, будем рассматривать лишь модель с черными дырами. В этом случае из уравнения (5) можно получить квазистационарный режим изменения электронной температуры, принимая ( $T_e - T_a$ )  $\sim T_a$ :

$$\frac{T_{\gamma}}{\tau_{eq}} \gtrsim \frac{2}{3} \frac{\Gamma_{au}}{k}$$
(8)

Из (8) следует, что

$$\frac{\rho_{bh}}{\rho_m} \lesssim \frac{3}{2} \frac{\tau_{_{\rm BH}}}{\tau_{_{e_T}}} \frac{kT_{_{T}}}{M_P c^2} \ll 1.$$
(9)

Воспользовавшись ограничением (9), можно качественно оценить эффективность источников ионизации водорода. Для этого, следуя [15], будем считать, что на ионизацию одного атома водорода частицы от ПЧД или нестабильных лептонов затрачивают энергию  $E_0 \sim 10 \div 30$  эВ. Тогда скорость увеличения степени ионизации  $\beta(t)$  определяется следующим образом [15]:

$$\Lambda_{i} \equiv \frac{d\beta}{dt} \bigg|_{t} \simeq \xi_{i} \left( \frac{\rho_{bh}}{\rho_{m}} \right) \cdot \frac{M_{\rho} \cdot c^{2}}{I \cdot \tau_{BH}}, \qquad (10)$$

что с учетом (9) приводит к

$$\Lambda_{I} \lesssim \frac{3}{2} \frac{kT_{I}}{I} \frac{1}{\tau_{e_{I}}} \approx 6 \cdot 10^{-15} \cdot z_{10}^{5} \text{ c}^{-1}, \qquad (11)$$

где  $z_{100} \equiv z/100; I = 13.6 aB$  — потенциал ионизации водорода.

Если принять, что выключение ионизатора происходит на временах  $t \approx \tau_{BH} \simeq \frac{2}{3H_0} \cdot z_{BH}^{-3/2}$ , то к моменту  $t \sim t_{BH}$  степень ионизации будет по

порядку величины равна

567

$$\beta(z_{BH}) \simeq \begin{cases} \lambda_{i} \tau_{BH} \simeq 2.6 \cdot \left(\frac{z_{BH}}{100}\right)^{7/2} \text{ при } z_{BH} \lesssim 76\\ 1 & \text{ при } z_{BH} > 76. \end{cases}$$
(12)

В случае, когда  $\Lambda_i > 6 \cdot 10^{-15} \cdot z_{100}^{-1}$  с<sup>-1</sup>, ионизация плазмы будет сопровождаться увеличением температуры влектронов. В этом режиме, при фиксированной скорости ионизации, влектронная температура повысится до

$$T_{\epsilon} \simeq \frac{\Lambda_{i} I \cdot \tau_{\epsilon \gamma}}{k} \cdot$$
(13)

Если, например, выключение ионизатора происходит при  $z_i \simeq 10^{\circ}$ , а  $\Lambda_i = 10^{-12} \text{ c}^{-1}$ , то

$$T_{\bullet}(z) \simeq 6.3 \cdot 10^4 \cdot z_{100}^{-4} \left(\frac{\Lambda_i}{10^{-12}}\right) K$$
 (14)

и при  $z \simeq 160 T_e \simeq 10^4$  К. Это означает, что уже задолго до момента распада ПЧД или нестабильных лептонов в плазме осуществилась полная ионизация, которая при z < 160 поддерживается уже не только продуктами распадов ПЧД или нестабильных лептонов, но и горячими электронами плазмы.

Таким образом, мы видим, что обсуждаемый в этом разделе механизм вторичной ионизации или вторичного разогрева электронов обладает довольно высокой эффективностью, значительно расширяя спектр возможностей увеличения степени ионизации плазмы при красных смещениях  $z \gtrsim 10^2$ . В то же время, для его реализации требуется весьма низкая плотность ПЧД или малая вероятность распада нестабильных лептонов на кванты с энергией  $E \sim I$ . Если принять, что условие  $\beta = 1$  достигается при  $z_{RH} \simeq (1 \div 2) 10^2$ , то из (10) мы получаем, что

$$\left(\frac{\rho_{bh}}{\rho_m}\right) \simeq 2 \cdot 10^{-8} \div 10^{-7}$$

или

$$\left(\frac{\rho_{\delta h}}{\rho_R}\right) \simeq 6 \cdot 10^{-10} + 3 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\Omega_m}{0.03}\right).$$
(15)

Любопытно, что если нестабильные нейтрино, обсуждаемые в контексте современных теорий формирования структуры Вселенной [16], имеют вероятность  $z_1$ -распада на кванты с  $E \gtrsim I$ , то при  $\tau_L \approx 10^{16}$  с к моменту  $z \simeq (1 \div 2) \cdot 10^2$  они обеспечат степень ионизации  $\beta = 1$  при

#### -РЕЛИКТЫ- РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

$$\xi_{\tau} \simeq 4 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\Omega_m}{0.03}\right) \left(\frac{\tau_L}{10^{16}}\right)^{-1}.$$
 (16)

Как видно из (15), (16), перестройка ионизационного режима охлаждения водорода при наличии ПЧД или нестабильных лептонов требует крайне малых плотностей Рак или вероятностей распада .

5. Динамика вторичной ионизации плазмы. Оценки, проделанные в предыдущем разделе, показывают, что для широкого интервала изменения параметров ПЧД или нестабильных нейтральных лептонов, динамика приближения степени ионизации  $\beta(z)$  к состоянию с  $\beta = 1$  может осуществляться различными способами. Это обстоятельство играет существенную роль при расчете зависимости оптической толщи плазмы  $\tau(z)$  от красного смещения z, в особенности вблизи зоны  $\tau(z) = 1$ . Именно поэтому в настоящем разделе мы рассмотрим основные режимы изменения  $\beta(z)$  и  $\tau(z)$  для различных значений параметров  $\rho_{bh}/\rho_R$  или z, определяющих скорость ионизации  $\Lambda_i$  и нагрева  $\Gamma$  плазмы. По аналогии с [15] будем считать, что при  $t = \tau_{BH}$  происходит выключение ионизатора  $\Lambda_i(t)$ , причем приближение  $\Lambda_i(t)$  к этому моменту времени осуществляется по закону

$$\Lambda_{i}(t) = \overline{\Lambda}_{i} \theta \left( 1 - \frac{t}{\overline{\tau}_{BH}} \right). \tag{17}$$

где  $\overline{\Lambda}_{l} = \text{const}$  и определяется из (10) при  $\frac{\rho_{bh}}{\rho_{-}}(t = \tau_{m}) = \text{const}$  в пренебрежении испарением ПЧД. Как видно из (17), выключение скорости ионизации  $\Lambda_i(t)$  в модели с ПЧД качественно не соответствует экспоненциальной зависимости плотности нестабильных нейтральных лептонов  $\rho_L \sim \rho_L^{(0)} e^{-t/\tau_L}$ ; при  $t > \tau_L$  между ПЧД и этими частицами существует принципиальное отличие. Однако, для наиболее интересных случаев с "большим" временем жизни нестабильных нейтрино  $\tau_{,} \gtrsim 10^{15} \div 10^{18}$  с, эффект выключения ионизатора наступает значительно позже момента просветления плазмы для излучения (: = 1). Это позволяет как качественно, так и количественно отождествить динамику изменения β(z) для нейтринной и ПЧД моделей в наиболее важной области z>10<sup>2</sup>. В этом приближении мы можем для  $\beta(t)$  и электронной температуры T. (t) воспользоваться исходными уравнениями в форме (18), (19), являющимися обобщением подхода на модели с дополнительными источниками ионизации и разогрева среды [17-19]:

10-371

Е. И. ДОРОШЕВА, П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ

$$-\frac{d\beta}{dt} = \left[\beta^{2}nR_{1}\left\{1 + \frac{t}{A}W_{2s}n\left(1-\beta\right) + AR_{1}n^{2}\beta^{2}\right\} - R_{2}\left(1-\beta\right)e^{-\frac{hv_{s}}{\left[kT\right]}}\left\{1 + AW_{2s}n\left(1-\beta\right)\right\}\right] \left[1 + \frac{hv_{s}}{2}\left[1+\frac{hv_{s}}{2}\right] + \frac{hv_{s}}{2}\left[1+\frac{hv$$

+ A  $[W_{2,n}(1-\beta) + R_{2n}(1-\beta) + R_{1}\beta^{2}n^{2}]^{-1} - \overline{\Lambda}, (1-\beta)\theta\left(1-\frac{t}{\tau_{BH}}\right); (18);$ 

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \ge 0\\ 0 & \text{при } x < 0, \end{cases}$$
$$\frac{dT_{\bullet}}{dt} = -\frac{\beta}{\tau_{eT}} (T_{\bullet} - T) + \frac{2}{3k} \Gamma_{BH}(t), \qquad (19)_{\bullet}$$

где:  $\Gamma_{BH}(t) = \overline{\Lambda}_{i} I; I = 13.6 \ \text{вB}$  — потенциал ионизации водорода;  $n = 9 \cdot 10^{-8} \frac{\Omega_{m}}{0.03} h_{50}^{2} (1+z)^{3}$  — концентрация барионов;  $T_{\gamma}$  — температура излучения;  $R_{1} = 2.84 \cdot 10^{-11} T_{\bullet}^{-1/2}$  — скорость радиационных переходов из континуума в возбужденные состояния [17];

$$R_2 = R_1 (2\pi m_e k T)^{3/2} / (2\pi \hbar)^3 e^{-\frac{B}{kT}}; \quad B = 3.4 \ \text{pB};$$

W<sub>2s</sub> = 8.23 с<sup>-1</sup> — скорость двухквантового распада метастабильного-2s-состояния атома водорода;

$$\dot{A} = -\frac{\dot{c}^3}{8\pi v_a^3} \frac{T}{\dot{T}}; \quad \dot{T} \equiv \frac{dT}{dt};$$

V<sub>α</sub> — лаймановская частота перехода; k — постоянная Больцмана.

Система уравнений (8)—(19) должна быть дополнена связью между временной шкалой изменения температуры излучения и красным смещением z. Учитывая, что в рассматриваемой задаче динамика охлаждения плазмы определяется плотностью фона РЧ, зависимость космологического времени t от z имеет следующий вид:

$$\frac{dt}{dz} = -H_0^{-1} \Omega^{-1/2} z^{-5/2} \left(1 + \frac{z}{z_{eq}}\right)^{-1/2}, \qquad (20)$$

где:  $z_{eq} = 1.2 \cdot 10^4 (1 + 0.23 N_{\star})^{-1}$  — красное смещение эпохи равенства плотностей излучения, безмассовых нейтрино и массивных нерелятивистских частиц;  $N_{\star}$  — число безмассовых нейтрино.

Система уравнений (18)—(20), очевидно, допускает два качественно различных режима изменения степени ионизации плаэмы во времени. В

570

первом случае, при  $3 \cdot 10^{-16} < \Lambda_i < 10^{-14}$  ионизатор оказывается достаточно слаб, чтобы перестроить процесс рекомбинации при красных смещениях  $900 \le z \le 1500$  и в этом диапазоне  $\beta(z)$  следует полученному в работе [1] решению. Однако и в этом случае присутствие продуктов распада ПЧД качественно и количественно изменяет асимптотику рекомбинации, приводя к  $\beta(z \to 0) \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ . При  $\Lambda_i \ge 10^{-14}$  избыточная ионизация и подогрев плазмы оказывают влияние на поведение  $\beta(z)$  уже не только при  $z \le 800$ , но и при больших красных смещениях  $800 \le z \le 1500$ . Здесь, юднако, конкретный характер распределения  $\beta(z)$  зависит уже не только от мощности ионизатора  $\Lambda_i$ , но и от времени его выключения  $\tau_{BH}$ .



Рис. 1. Зависямость стелени ионизации плазмы от красного смещения z при различных скоростях ионизации  $\Delta_i$ . 1 — "стандартная" рекомбинация; 2 —  $\Delta_i$  = =10<sup>-12</sup> c<sup>-1</sup>; 3 —  $\Lambda_i$  = 10<sup>-11</sup> c<sup>-1</sup>; 4 —  $\Lambda_i$  = 10<sup>-10</sup> c<sup>-1</sup>. Период полураспада  $\tau_L$  =10<sup>13</sup> c

На рис. 1 приведена зависимость степени ионизации плазмы  $\beta(z)$ в моделях с сильной избыточной ионизацией  $\overline{\Lambda}_i \simeq 10^{-10} \div 10^{-12}$ , но малым временем жизни источников  $\tau_{BH} \simeq 10^{13}$  с. Как видно из этого рисунка, уже [при  $1200 \leq z \leq 1500$  возникают значительные отклонения  $\beta(z)$  от модели  $\Lambda_i = 0$ , и все же выключение ионизатора при  $z_{BH} \simeq$  $\simeq 1170$  приводит к тому, что процесс рекомбинации плазмы при  $z < z_{BH}$  носит универсальный характер. Фактически, в этом случае мы сталкиваемся с процессом "затяжки" рекомбинации, обсуждавшейся в [15], а не со вторичной ионизацией водорода. Если при этой же мощности ионизатора  $\overline{\Lambda}_i \simeq 10^{-10} \div 10^{-12}$  увеличить время "жизни" источников, то, наряду с перестройкой динамики рекомбинации водорода при 1000 < z < 1500, происходит качественное изменение зависи
мости  $\beta(z)$  при z < 800. На рис, 2 показано поведение  $\beta(z)$  в модели с  $\tau_{BH} = 10^{14}$  с  $(z_{BH} \simeq 252)$ . В этом случае практически во всем интервале изменения z результаты численных расчетов  $\beta(z)$  совпадают с решением квазистационарной системы уравнений (18), (19), для которой  $\frac{d\beta}{dt} = 0$  в левой части (18). То есть, при столь мощных нонизаторах  $\overline{\Lambda}_i$  в системе возникает динамическое равновесие между актами ионизации и рекомбинации, приводящее к существенной перестройке режима изменения  $\beta(z)$  по сравнению с моделью  $\Lambda_i = 0$ .



Рис. 2. Поведение степени ионизации  $\beta$  в моделях с  $\tau_L = 10^{14}$ ;  $1 - \Lambda_l = = 10^{-12} \text{ c}^{-1}$ ;  $2 - \Lambda_l = 10^{-11} \text{ c}^{-1}$ ;  $3 - \Lambda_l = 10^{-10} \text{ c}^{-1}$ .

Как видно из рис. 2, при  $z = z_{BH} \simeq 252$  происходит выключение ионизатора  $\Lambda_i$  и плазма активно рекомбинирует.. Этот режим можно количественно исследовать прямо из уравнения (18) при  $T_* \lesssim 10^4$  К:

$$\frac{d\beta}{dt} = -\beta^3 R_1 n, \qquad (21)$$

откуда мы определяем характерное время рекомбинации плазмы

$$\tau_{\rm rec} \simeq \frac{\beta}{\frac{d\beta}{dt}} \simeq (\beta R_1 n)^{-1} \approx 2.5 \cdot 10^{12} \left[ \beta \left( \frac{\Omega_m}{0.03} \right) h_{50}^2 \left( \frac{T_*}{10^4} \right)^{-1/2} \left( \frac{z}{250} \right)^3 \right]^{-1} \text{c.}$$
(22)

Как можно увидеть из (22), при  $\tau_{BH} \simeq 10^{14}$ , ( $z_{BH} \simeq 252$ ) и  $\beta = 1$  выполняется условие  $\tau_{rec} \ll \tau_{BH}$ . Если мощность ионизатора не превышает  $\overline{\Lambda}_i \simeq 3 \cdot 10^{-13}$ , то при  $\tau_{BH} \simeq \simeq 10^{14}$  с температура электронного компонента вплоть до  $z = z_{BH}$  практически слабо отличается от температуры излучения. В этом режиме асимптотика рекомбинации при  $z < z_{BH}$  определяется из уравнения (21), которое с учетом (20), имеет следующее простое решение:

$$\beta(z) \approx \left[1 + 2.35 \cdot 10^2 \left(\frac{\Omega_m}{0.03}\right) \Omega^{-1/2} h_{50} \left(1 - \frac{z}{252}\right)\right]^{-1}$$
 (23)

Уже при  $z = 10^2$ ;  $\frac{\Omega}{0.03} = \Omega = h_{50} = 1$  следует, что  $\beta(z) \simeq 7 \cdot 10^{-3}$ , что приближается к остаточной степени ионизации плавмы в модели с  $\overline{\Lambda}_i = 0$ . По мере увеличения времени жизни источников дополнительной ионизации условие  $\beta = 1$  начинает выполняться для все меньших значений параметра  $\overline{\Lambda}_i$ . При  $\tau_{BH} = 10^5$  и  $z \sim 10^2$  полная ионизация водорода обеспечивается при  $\overline{\Lambda}_i \ge 10^{-12}$ , а при  $\Lambda_i \ge 10^{-13}\beta(z\simeq70) = 0.85$  (см. рис. 3). Для  $\tau_{BH} = 10^{16}$  с  $\beta(z) = 1$  достигается при  $z\simeq40$  при



Рис. 3. Степень нонизации  $\beta(z)$  при  $\tau_L = 10^{15}$  с.  $1 - \Lambda_i = 10^{-14}$  с<sup>-1</sup>;  $2 - \Lambda_i = 10^{-13}$  с<sup>-1</sup>;  $3 - \Lambda_i = 10^{-12}$  с<sup>-1</sup>;  $4 - \Lambda_i = 10^{-11}$  с<sup>-1</sup>;  $5 - \Lambda_i = 10^{-19}$  с<sup>-1</sup>.

мощности ионизатора  $\overline{\Lambda_i} \simeq 10^{-14}$  (см. рис. 4), но в втом случае диапазон с  $\beta \sim 1$  уже не дает заметного вклада в оптическую толщину плазмы по томсоновскому рассеянию. Подчеркнем, что по мере увеличения  $\overline{\Lambda_i}$  до  $10^{-10} \div 10^{-11}$  и  $\tau_{BH}$  до  $10^{13} \div 10^{16}$  с, при  $z \sim 10^3$ , в плазме отсутствует период просветления вещества для излучения. Здесь следует, по-видимому, говорить не о вторичной ионизации водорода, а о полной перестройке режима изменения степени ионизации и оптической толщи при наличии внешних источников.



Рис. 4. Поведение степени ионизации  $\beta(z)$  при  $\tau_L = 10^{16}$  с. Кризме 1—5 соотпестствуют тем же  $\Lambda_i$ , что и на рис. 3.

Естественно, что особенность поведения  $\beta(z)$  при  $\Lambda \gtrsim 10^{-14}$  и  $10^3 < z < 1.5 \cdot 10^3$  накладывает отпечаток и на зависимость  $\tau(z)$ . В частности, для целого класса режимов, для которых возникает провал  $\beta(z)$  при 600 < z < 1000 и рост  $\beta(z)$  при z < 600, простое соотношение  $\tau(z) \sim z^{3/2}$ , полученное в предположении  $\beta(z) = 1$ , оказывается невыполнимо. На рис. 5 мы приводим распределение  $\tau(z)$  в моделях с  $\tau_{BH} = 10^{14}$  с для различных мощностей источников ионизации  $\overline{\Lambda}_i$ . Из этого рисунка видно, что в окрестности наиболее интересного диапазона с  $\tau(z) = 1$  зависимость степени ионизации плазмы от красного смещения z носит практически линейный характер. По мере уменьшения источников ионизации и увеличения  $\tau_{BH}$  происходит перестройка зависимости  $\tau(z)$  (см. рис. 6). В этом случае для модели с  $\overline{\Lambda}_i \simeq 10^{-12}$  в окрестности зоны  $\tau(z) \approx 1$  линейность функции  $\tau(z)$  сохраняется, а для  $\overline{\Lambda}_i \simeq 10^{-14}$  изменение  $\tau(z)$  происходит крайне медленно.

6. Заключение. Приведенные в настоящей работе результаты для динамики изменения степени ионизации плазмы и ее оптической толщины позволяют сделать ряд важных выводов о параметрах частиц — источников вторичной ионизации и разогрева водорода. Во-первых, для эффективной ионизации плазмы наиболее предпочтительными представляются источники со временем жизни 10<sup>16</sup> с > с≳3.10<sup>13</sup> с, обуславливающие скорости ионизации  $\Lambda_i \sim 10^{-12} \div 10^{-16}$  с<sup>-1</sup>. Во-вторых, темп изменения оптической толщи плазмы в окрестности зоны с  $\tau = 1$  существенным образом зависит от динамики ее ионизации и лишь при больших



Рис. 5. Зависимость оптической толци плазмы по томсоновскому рассеянию от присного смещения z. Кривые 1—3 соответствуют скоростям ионизации  $\Lambda_l = = 10^{-12} \text{ c}^{-1}$ ;  $10^{-11} \text{ c}^{-1}$ ;  $10^{-10} \text{ c}^{-1}$ . Период полурасцада  $\tau_L$  принят разным 10<sup>14</sup> с.



Prec. 6. Поведение  $\tau(z)$  в модели с  $\tau_L = 10^{16}$  с;  $1 - \Lambda_i = 10^{-14}$  с<sup>-1</sup>;  $2 - \Lambda_i = 10^{-13}$  с<sup>-1</sup>;  $3 - \Lambda_i = 10^{-12}$  с<sup>-1</sup>.

скоростях  $\Lambda_i > 10^{-10}$  с<sup>-1</sup> приближается к режиму  $\tau(z) \sim z^{+3/2}$ . И, наконец, во всех моделях с  $\Lambda_i > 10^{-12}$  с<sup>-1</sup> н  $\tau_L > 3 \cdot 10^{13}$  с распады нестабильных лептонов (или ПЧД) не только перестранвают динамику т (z) при  $z \simeq 200 \div 800$ , но и искажают темп убывания  $\tau(z)$  при  $z \simeq 210^3 - 1.2 \cdot 10^3$ . Эти особенности неравновесной ионизации плазмы в эпоху с  $z < 10^3$  играют важную роль в динамике формирования анизотропии реликтового электромагнитного излучения, приводя к зависимости  $\frac{\Delta T}{T}(\alpha)$  от параметров фона нестабильных частиц. Особенности этого процесса будут рассмотрены нами в отдельной работе.

Ростовский государственный университет

## "RELICTS" OF EARLY UNIVERSE AND SECONDARY IONIZATION OF PREGALACTIC MATTER

### E. L. DOROSHEVA, P. D. NASEL'SKY

Dynamics of secondary ionization in models with a background of relict gravitating particles is investigated. High energy quants, created by decays of massive unstable particles or primary black holes are assumed to be the source of hydrogen ionization. It has been shown that distortion of recombination dynamics occurs only if the lifetime of the particles is greater than  $3 \cdot 10^{13}$  s. It is stated that the rate of change of Thomson optical plasma depth depends on the ionizator power and its lifetime. It is concluded that the nonequilibrium hydrogen ionization at redshifts  $z < 10^3$  is an effective mechanism of suppression of the small scale anizotropy of relict radiation.

### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 59, 447, 1982.
- 2. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Актрон ж., 60, 430, 1983.
- 3. J. R. Bond, G. Efstatihiou, Astrophys. J., 285, L45, 1984.
- 4. S. A. Bonometto, F. Lucchin, R. Valdarnini, Astron. and Astrophys., 140, L27, 1984.
- 5. P. J. E. Peebles, Astrophys. J., 263, L1, 1982.
- . 6. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, 139, 83, 1983.
- 7. А. А. Старобинский, Письма в Астрон. ж., 9, 579, 1983.
- 8. Л. М. Оверной, В. М. Черномордик, Астрон. ж., 52, 1183, 1975.
- 9. Р. А. Сюнясв, Письма в Астрон. ж., 3, 491, 1977.
- J. Silk, in "Tenth Texas Symp. on Rel. Astrophys.", Eds. R. Ramaty, F. Jones, N.-Y., 1981, p. 183.
- 11. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и вволющия Вселевной, Наука, М., 1975.
- 12. Ф. Пибле, Структура Вселенной в больших масштабах, Атомиздат, М., 1983.

## -РЕЛИКТЫ. РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

- 13. П. Д. Насельский, Астрофиянка, 18, 356, 1982.
- 14. А. Д. Долгов, Я. Б. Зельхович, Успехи физ. наук. 130, 559, 1980.
- 15. П. Д. Насельский, Письма в Астрон. ж., 4, 387, 1978.
- 16. А. Г. Дорошкевич, М. Ю. Хлопов, Ин-т прикл. мат. АН СССР, Препр., №. 47, 1984.
- 17. P. Y. E. Peebles, Astrophys. J., 153, 1, 1968.
- 18. P. A. Сюняев, Я. Б. Зельдович, Astrophys. and Space Sci., 7, 3, 1970.
- 19. B. Y. Jones, R. F. Wyse, Prepr. Nordita, No. 84/37, 1984.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

УДК: 524.3-76

## ИНФРАКРАСНОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОЗДАВАЕМОЕ ЗВЕЗДАМИ НАСЕЛЕНИЯ III

## Ю. А. ЩЕКИНОВ Поступила 1 марта 1985 Прикита к печати 18 февраля 1986

Рассчитан спектр фонового инфракрасного излучения, создаваемого первыми звездами. В предположения, что эти звезды обеспечивают обогащение вещества тяжелыми элементами в количестве, типичном для звезд населения II, показано, что поток 'ИК-излучения будет составлять  $\simeq 50$  Ян/ср в интервале длин воли  $\lambda = 15 - 30$  µm ж  $\simeq 200$  Ян/ср в интервале  $\lambda = 150 - 300$  µm. Оценивается поток фонового излучения в ближнем ИК-диапазоне ( $\lambda = 2 - 5$  µm) от маломассивных (M = 0.1 - 1  $M_{\odot}$ ) звезд населения II и массивных (M = 60  $M_{\odot}$ ) звезд населения III. Показано, что ок слишком мал по сравнению с наблюдаемым.

1. Введение. В последнее время широко обсуждается вопрос о свойствах и наблюдательных проявлениях звезд III типа населения — звезд, которые обеспечили обогащение первичной водородно-гелневой смеся тяжелыми элементами в количествах, типичных для самых старых звезд Галактики  $Z \sim 10^{-4}$ . Отсутствие каких-либо наблюдательных данных об этих объектах делает необходнмым обсуждение различных гипотез об их природе. Очевидно, что построение удовлетворительного сценария происхождения первых звезд во Вселенной позволит нам продвинуться в понимании процессов, определивших наблюдательные свойства галажтик и более крупномасштабных образований.

После опубликования Вуди и Ричардсом [1] данных об избытке квантов в виновской области реликтового излучения появились работы, в которых этот избыток связывается с активностью звезд населения III. В количественном отношении наиболее разработана сейчас гипотеза, согласно которой переработка ультрафиолетового излучения первых звезд (преимущественно О-звезд) частицами космической пыли, существовавшими предположительно при z > 100, может привести к увеличению микроволнового фонового излучения в виновской области [2—4]. При этом искажения будут заметными, если при  $z \sim 200$  температура частиц пыли достигает

Td ~ 700 — 1000 K [4]. Температуре Td ~ 103 К соответвеличины ствует фактор дилющии ультрафиолетового излучения возбуждающей звезам  $W \sim 10^{-8}$ , в отличие от фактора дилюции  $W \sim 10^{-14}$ , типич-ного для современных зон HII\*. Это требует чрезмерно больщой пространственной плотности звезд (~ 10<sup>4</sup> — 10<sup>5</sup> в объеме, оденом объему статической зоны Стремгрена) и как следствие — слишком большого энерговыделения (~ 2.10<sup>18</sup> эрг/г). Кроме того, в этой модели массивные звезды главной последовательности и лыль предполага-ются сосуществующими [4]. Однако формирование пылинок возможно только после того, как звезды с главной последовательности перейдут в стадию красных гигантов, в атмосферах которых условия благоприятны для возникновения зародышей пылевых частиц. Поскольку даже для звезд спектральных классов О5. (M ~ 60 M.) время пребывания на главной последовательности сравнимо со временем расширения Вселенной при z ~ 200 (по крайней мере, при полной плотности вещества. близкой к критической), то это разделение во времени необходимо учитывать.

В настоящей работе мы рассчитываем спектр фонового ИК-излучения, производимого звездами III типа населения в рамках модели, отличной ст [2-4]: при z > 100 рождаются массивные звезды, возбуждающие вокруг себя протяженные зоны H II; после ухода звезд с главной последовательности газ быстро охлаждается и рекомбинирует, истечение вещества из звезд обеспечивает «загрязнение» окружающего газа тяжелыми элементами и пылью ( $Z \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ ); последующие вспышки сверхновых вновъразогревают вещество до высоких температур; энерговыделение, соответствующее  $Z \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ , составляет  $\leq 2 \cdot 10^{16}$  врг/г. В заключении кратко обсуждается вклад маломассивных звезд населений III и II в инфракрасное фоновое излучение.

2. Оценка параметров звезя населения III. В настоящее время существуют аргументы в пользу того, что первые звезды во Вселенной были массивными [6—9]. Будем для определенности считать, что это звезды спектрального класса О5 ( $M \simeq 60 \ M_{\odot}$ ,  $T_{\bullet} = 40\ 000$  K) и рождаются они в момент времени, соответствующий красному смещению  $z_f$ . Будем предполагать также, что в конце эволюции звезды вспыхивают как сверхновые и выбрасывают в окружающий газ количество металлов, равное по порядку величины  $M_{\bullet} \sim 0.3 \ M_{\odot}$  на каждую звезду — близкие оценки получены для современных сверхновых II типа [10]. В результате такого обогащения содержание тяжелых влементов в газе будет равно:

$$Z = \frac{M_Z}{P(z_i) V},$$

(1)

• Температура пылинох в современных вонах Н II составляет 100-300 К, [5].

здесь  $\gamma(z) = 4.7 \cdot 10^{-30} (1-z)^3 \Omega_b h_0^2 г/см^3$ ,  $\Omega_b - 6$ езразмерная плотность барионов,  $h_0$  — постоянная Хаббла в единицах  $H_0 = 50$  км/с Мпк, V сбъем, приходящийся на одну звезду; пространственная плотность звезд равна  $n_s = V^{-1}$ . Требуя, чтобы Z не превышало значения, типичного для наиболее старых звезд Галактики,  $\sim 10^{-4}$ , найдем из (1) сграничение на  $n_s : n_s < 4.7 \cdot 10^{-67} (1 + z_f)^3 \Omega_b h_0^2$  см<sup>-3</sup>. В дальнейшем будем принимать

$$\pi_s = 4.7 \cdot 10^{-63} (1 + z_f)^3 \,\Omega_b h_0^2 \,\,\mathrm{cm}^{-3},\tag{2}$$

что соответствует  $Z = 10^{-5}$ . Зная  $n_s$ , легко оценить фактор дилюции излучения

$$W \simeq 4\pi n_s r_s^2 ct_s,$$

где  $r_s$  — радиус звезды,  $t_s$  — время пребывания звезды на главной последовательности. Для звезд О5  $r_s \simeq 10^{12}$  см,  $t_s \simeq 3 \cdot 10^6$  лет, отсюда находим для  $z_f = 200$ ,  $h_0 = 1$  и  $\Omega_b = 0.03$ ,  $W \simeq 3 \cdot 10^{-14}$ . При таком значении W температура пылевых частиц. \_если бы они присутствовали в этот момент в газе, превышала бы температуру реликтового излучения на небольшую величину:

$$\Delta T \simeq 3.6 \cdot 10^{-6} T_r(z_f) \left(\frac{200}{1+z_f}\right) \left(\frac{\Omega_b}{0.03}\right) = 6.5 \cdot 10^{-2} \Omega_b \text{ K},$$

и вклад их эмиссии в чернотельное реликтовое излучение был бы мал.

3. Фоновоз излучение (неионизующие кванты). Кванты с длиной волны в момент испускания  $\lambda > 912$  А будут претерпевать лишь рассеяние на свободных электронах. Оптическая толщина по томсоновскому процессу при полной ионизации вещества имеет порядок  $\tau_T \simeq 2.5 \cdot 10^{-2} \times (1 + z_f)^{3/2} \Omega_b \simeq 60 \Omega_b$  (безразмерная полная плотность принята равной  $\Omega = 1$ ). Для  $\Omega_b = 0.03 \tau_T \simeq 2$ , но поскольку относительное изменение частоты кванта в одном акте рассеяния не превышает  $hv/2m_ec^2 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ , то этим процессом можно пренебречь. Задача определения вклада звезд в фоновый спектр сводится к вычислению интеграла

$$I_{*}(z) = \frac{cr_{*}^{2}n_{s}}{H_{0}} \left(\frac{1+z}{1+z_{f}}\right)^{3} \int_{x_{*}}^{z_{f}} \frac{B\left(T_{*}, \sqrt{\frac{1+z'}{1+z}}\right) dz'}{(1+z')^{2}\sqrt{1+\Omega z'}},$$
(3)

здесь  $I_*(z)$  — спектральный поток излучения на единицу телесного угла (эрг/см<sup>2</sup> с Гц ср), пространственная плотность звезд предпола.

гается изменяющейся по закону  $n_s (1+z)^3/(1+z_f)^3$  при  $z_d \leqslant z \leqslant z_f$ ;  $z_d$  — красное смещение, соответствующее уходу звезды с главной последовательности;  $n_s$  определяется выражением (2), при  $z < z_s$  пространственная плотность звезд полагалась равной нулю — в интеграле-(3) втому соответствует  $z_f = z$  при  $z \gg z_s$  и  $z_L = z_s$  при  $z < z_d$ ;  $T_e$  температура поверхности звезды, B(T, v) — функция Планка. Если время пребывания звезды на главной последовательности  $t_s$  существенно меньше космологического времени при  $z = z_f$ , то спектральный поток излучения равен

$$I_{*}(z) = \frac{cr_{*}^{2}n_{*}t_{*}}{(1+z_{f})^{3}}(1+z)^{3}B\left(T_{*}, \sqrt{\frac{1+z_{f}}{1+z}}\right).$$

Интеграл (3) при  $\mathfrak{Q} = 1$  вычисляется разложением функции  $B(T_{\epsilon}, \mathbf{v})$ , а именяе: множитель  $(e^{x}-1)^{-1}$  в функции B полагается равным  $\frac{1}{x}\left(1-\frac{x}{2}\right)$  при x < 1 и  $e^{-x}(1+e^{-x})$  при x > 1; в последнем случае в окончательных выражениях появляется неполная гамма-функция  $\Gamma\left(\frac{3}{2}, x\right)$ , которая заменяется своим асимптотическим значением  $\sqrt{x}e^{-x}$ . Окончательное выражение для  $I_{\tau}(z)$  имеет вид:

$$I_{\nu}(z) \simeq D\nu^{2}(1+z) \left\{ 2 \left[ 1 - \left(\frac{1+z_{l}}{1+z_{f}}\right)^{1/2} \right] - \frac{\nu}{3\nu_{1}} \left(\frac{1+z_{f}}{1+z}\right) \left[ 1 - \left(\frac{1+z_{l}}{1+z_{f}}\right)^{3/2} \right] \right\}, \quad (4),$$
при  $\nu < \nu_{1}(1+z)/(1+z_{f}),$ 

$$l_{\gamma}(z) \simeq D v_1^{1/2} v^{3/2} \frac{(1+z)^{3/2}}{(1+z_f)^{1/2}} \Big\{ 2 \Big[ 1 - \Big( \frac{v}{v_1} \Big)^{1/2} \Big( \frac{1+z_l}{1+z} \Big)^{1/2} \Big] -$$

$$-\frac{1}{3}\left[1-\left(\frac{\nu}{\nu_{1}}\right)^{3/2}\left(\frac{1+z_{l}}{1+z}\right)^{3/2}\right]+\left[e^{-1}-\left(\frac{\nu}{\nu_{1}}\right)^{1/2}\left(\frac{1+z_{f}}{1+z}\right)^{1/2}e^{-\frac{\nu}{\nu_{1}}\frac{1+z_{f}}{1+z}}\right]\right],$$
(5).
при  $\nu \frac{1+z}{1+z} \leqslant \nu \leqslant \nu_{1}\frac{1+z}{1+z}$ ,

$$I_{v}(z) \simeq Dv^{2}(1+z) \left[ \left( \frac{1+z_{i}}{1+z_{f}} \right)^{1/2} e^{-\frac{v}{v_{1}} \frac{1+z_{i}}{1+z}} - e^{-\frac{v}{v_{1}} \frac{1+z_{f}}{1+z}} \right], \quad (6)$$

при

Здесь 
$$v_1 = \frac{kT_*}{h}$$
,  $D = \frac{8\pi r^2 n_s h v_1}{H_0 c (1+z_j)^{5/2}}$ ,  $h$  — постоянная Планка. Легко  
видеть, что при  $z_j < 100$ , когда  $\frac{z_j - z_s}{z_j} \ll 1$ , т. е. время пребывания  
ввезд О5 на главной последовательности оказывается существенно

меньше возраста Вселенной, функции (4) — (6) представляют собой разложение функции Планка  $B\left(\frac{T_e}{1+z_f}, \gamma\right)$  в соответствующем интервале частот, умноженные на коэффициент дилюции  $W/4\pi$ .

4. Фоновое излучение (лаймановский континуум). Для квантов с частотой  $v > v_L \frac{1+z}{1+z_f}$  ( $v_L \simeq 3 \cdot 10^{15}$  Гц — частота, соответствующая лаймановскому пределу) существенно поглощение, связанные с ионизацией атомов водорода. В этом случае решение уравнения переноса. для  $z \ge z_d$  имеет вид ( $\Omega = 1$ ):

$$I_{*}(z) = \frac{cr^{2}n_{*}}{H_{0}} \left(\frac{1+z}{1+z_{f}}\right)^{3} \int_{z}^{z_{f}} \frac{B\left(T_{*}, \sqrt{\frac{1+z'}{1+z}}\right)}{(1+z')^{5/2}} dz' \times \\ \times \exp\left\{-\frac{c\sigma_{0}}{H_{0}} \int_{z}^{z} \left(\frac{\gamma_{L}}{\gamma}\right)^{3} \left(\frac{1+z''}{1+z'}\right)^{3} n_{H}(z'') \frac{dz''}{(1+z'')^{5/2}}\right\},$$
(7)

здесь  $n_H(z)$  — концентрация нейтральных атомов водорода, сечение поглощения лаймановских квантов атомами водорода мы положили равным  $\sigma_L(v) = \sigma_0 \left(\frac{v_L}{v}\right)^3$ ,  $\sigma_0 \simeq 6 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. В (7) мы приняли, что распределение  $n_H$  однородно. Такое предположение разумно, поскольку в рассматриваемом случае зоны H II от различных звезд перекрываются. Действительно, объем статической зоны Стремгрена равен:  $V_{\rm St} = P/an^2$ , где P — количество квантов лаймановского континуума, излучаемое звездой в единицу времени, a — скорость рекомбинации водорода, n — концентрация частиц. Для звезд О5  $P = 5 \cdot 10^{49}$  с<sup>-1</sup> [5], отсюда  $V_{\rm St} = 5 \cdot 10^{62}/n^2$  см<sup>3</sup>, и, подставляя сюда выражение для  $n_s$  (2), найдем количество явезд, заключенных в объеме  $V_{\rm St} : N = n_s V_{\rm St} \simeq 8$ при  $z \sim 200$ ,  $\Omega_b = 0.03$ . Легко видеть, что эта величина растет с. уменьшением  $z : N \propto (1 + z)^{-3}$ .

Концентрация атомов Н в (7) определяется из уравнения баланса понизации:

$$4\pi n_{\rm H}(z) \int_{\gamma_L} \sigma_L(\gamma) I_{\gamma}(z) \frac{d\gamma}{h\gamma} = \sigma n^3, \qquad (8)$$

здесь мы учли, что зоны H II перекрываются, поэтому  $n_e \simeq n$ . Решение системы (7)—(8) существует, если оптическая толщина Вселенной в лаймановском континууме не превышает 1. Действительно, при  $\tau_L > 1$  интеграл (7) оценивается величиной:

$$I_{\tau}(z) \sim \frac{8 \pi r_s^2 n_s h (1+z)^3}{c^3 \sigma_0 n_{\rm H}(z) (1+z_f)^3} v^2 \left(\frac{v}{v_L}\right)^3 e^{-\frac{h}{k T_s}}.$$
 (9)

Здесь учтено, что при  $T_s = 40\,000$  К кванты лаймановского континуума попадают в виновскую область спектра. Отсюда видно, что, во-первых, левая часть (8) в этом приближении не зависит от  $n_{\rm H}(z)$  и, во-вторых, поток (9) обеспечивает скорость ионизаций в единице объема  $\sim 6\cdot 10^{-11}\,(1+z)^3\,{\rm cm}^{-3}\,{\rm c}^{-1}$ , значительно превышающую скорость рекомбинаций  $\alpha n^s \sim 3\cdot 10^{-24}\,(1+z)^5\,\Omega_b^2\,{\rm cm}^{-3}\,{\rm c}^{-1}$ . Это означает, что при  $\tau_L > 1$  уравнение стационарности ионизации не удовлетворяется, и доля нейтральных атомов водорода будет уменьшаться до тех пор, пока не выполнится условие  $\tau_L < 1$ .

При <<1 спектральная плотность излучения имеет порядок:

$$I_{v}(z) \sim \frac{D}{\left(1+z_{f}\right)^{1/2}} v^{2} \left(1+z\right)^{3/2} e^{-\frac{N}{kT}},$$
(10)

что даёт оценку для относительной концентрации H I:  $n_{\rm H}(z)/n(z) \sim \sim 10^{-11} (1+z)^{3/2} \Omega_b$  (соответствующее значение  $\tau_L \sim 5 \cdot 10^{-7} (1+z)^3 \Omega_b$ , при  $\Omega_b = 0.03$  и  $z \sim 200 \tau_L \sim 5 \cdot 10^{-3}$ ). При z = 0 в области частот  $v_L/(1+z_b) < v < v_L/(1+z_b)$ :

$$I_{*}(0) = D\left(\frac{1+z_{d}}{1+z_{f}}\right)^{1/2} v^{2} e^{-\frac{hv}{kT_{e}}(1+z_{d})}.$$

После ухода звезд с главной последовательности ( $z < z_{s}$ ) вместе с  $T_{s}$  будет быстро уменьшаться количество ионизующих квантов. В результате газ будет быстро охлаждаться и рекомбинировать с характерным временем  $t_{s} \sim t_{r} \sim 10^{18}/(1 + z_{d})^{3} \Omega_{s}$  (при  $z_{s} = 150$  и  $\Omega_{b} =$  $= 0.03 t_{c} \sim t_{r} \sim 10^{13}$  с), что повлечет за собой резкое увеличение оп тической толщины в лаймановском континууме и обрезание спектр

a

при  $\gamma > \gamma_L \frac{1+z}{1+z_d}$ . На рис. 1 приведен спектр фонового излучения (z=0), создаваемого звездами главной последовательности населения III. Благодаря большой оптической толщине в центре линии  $L_z\tau(z_d) \sim -10^{13} \Omega_b$  (при  $z_d \sim 100$ ), поток излучения в линии  $L_z$  будет на дватри порядка меньше, чем в континууме при  $\gamma < \gamma_L \frac{1+z}{1+z}$ .



Рис. 1. Сцектральный поток фонового излучения, создаваемого звездами населения Ш: масса звезд  $M_s = 60 M_{\odot}$ ,  $z_f = 225$ ,  $z_d = 150$ ,  $\Omega = 1$ ,  $\Omega_b = 0.03$ ,  $h_0 = 1$ . Ловая кривая соответствует стадии красных гигантов, правая — главной последовательности; пунктиром показан спектральный поток  $I_{\nu}$ , создаваемый межзвездной пылью в направлении на галактический полюс для  $T_d = 5$  К и 10 К; штрих-пунктирная

анния соответствует обрезанию спонтра в займановском континууме  $v > \frac{v_L}{1+z_d}$ . 11—371 5. Красные гиганты, сверхновые и пыль. Будем предполагать, что после ухода с главной последовательности звезды некоторое время (~  $3 \cdot 10^5$  лет) проводят в стадии красных гигантов (или сверхгигантов) с эффективной температурой  $T_e \simeq 4000$  К и затем превращаются в сверхновые. Если, к тому же, на этой стадии во внешних частях звезд присутствуют зародыши пылевых частиц<sup>\*</sup>, то их температура близка к  $T_e$ . Поэтому при z = 0 спектр фонового излучения, создаваемого такими звездами, будет почти планковским  $B[T_e, v(1 + z_d)]$ , с фактором дилюции  $W = \frac{cr_e^2 n_e}{H_0 (1 + z_d)^{5/2} (1 + z_f)^3}$  (см. рис. 1), здесь  $r_{1e} \simeq 10^{14}$  см — радиус

звезды на стадии красного гиганта.

Вклад в инфракрасное фоновое излучение от сверхновых, которые, как мы полагаем, являются заключительной стадией эволюции звезд населения III, мал. Действительно, на начальных стадиях вспышки ( $t \sim 10^3$  с) сверхновая имеет эффективную температуру  $T_* \sim 10^5$  K [11], и для  $z_* \sim 100$  максимум излучения приходится в настоящее время на частоту  $v \sim 6 \cdot 10^{13}$  Гц ( $\lambda \sim 5 \mu m$ ), но поскольку полное энерговыделение на этой стадии составляет  $\sim 10^{48}$  эрг на одну вспышку (см. [11]), то спектральный поток при z = 0 будет иметь порядок лишь  $\sim 2 \cdot 10^{-26}$   $\Omega_*$  эрг/см<sup>2</sup> с Гц ср. Последующие  $\sim 10^7$  с эффективная температура сверхновой близка к  $3 \cdot 10^3$  К, а энерговыделение к  $\sim 10^{51}$  эрг. Максимум интенсивности ссответствует в настоящее время длине волны  $\lambda \sim 100$   $\mu m$  и примерно на порядок меньше того потока ИК-излучения, который генерируется на стадии красных гигантов в том же интервале длин воли — это есть следствие того, что красными гигантами выделяется энергия, на полтора порядка большая ( $\sim 3 \cdot 10^{52}$  эрг), а эффективные температуры близки.

Перед тем, как звезды населения III вспыхивают как сверхновые, окружающий их газ обогащен тяжелыми элементами очень слабо ( $Z \ll 10^{-5}$ ). Действительно, как уже отмечалось, первые звезды должны быть достаточно массивными, т. е. должны принадлежать на главной последовательности к спектральному классу О. И хотя такие звезды могут обладать высокой скоростью потерь вещества в режиме звездного ветра, но поскольку конвекция в них развита слабо, это вещество будет иметь практически первичный химический состав. Повтому в эмиссии остатков вспышек будут преобладать водородные линии [12], которые при  $z_d \sim 100$  будут попадать в настоящее время в область  $\lambda \sim 10-65$  µm, однако потоки в этих линиях малы:  $F, < 10^{-2}$  Ян.

<sup>\*</sup> Для этого, впрочем, нет никажих оснований, поскольку отсутствуют механизмы, способные обогатить тяжелыми элементами оболочки звезд главной последовательности, имеющие изначально первичный состав.

## ИНФРАКРАСНОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Если же предположить, что в атмосфере предсверхновой присутствовала пыль (см. сноску на предыдущей стр.), то в результате вспышки она будет разрушена на самых ранних стадиях, когда скорость ударной ролны превышает  $10^2 - 10^3$  км/с [13]. По-видимому, пыль может формироваться и приводить к наблюдательным проявлениям лишь на более поздних стадиях: в атмосферах красных гигантов населения II (уже обогащенных тяжелыми элементами), или в достаточно плотных облаках (см. по этому поводу [14]), предшествующих образованию звезд населения II.

6. Обсуждение. Энерговыделение звезд населения III ограничено величиной в ~ 2.10<sup>16</sup> врг/г — такое значение необходимо для производства тяжелых элементов в количествах, характерных для самых старых звезд Галактики: Z~10<sup>-4</sup>. Столь малого значения є совершенно недостаточно. чтобы привести к заметному избытку квантов в виновской области спектра реликтового излучения [1]. Тем не менее, инфракрасное фоновое излучение, создаваемое звездами населения III, может быть в принципе наблюдаемо на высоких галактических широтах, если только температура пыли вдали от плоскости Галактики не слишком велика: T<sub>d</sub> < 10 K. На онс. 1 поток ИК-излучения от звезд населения III сравнивается с потоком, создаваемым межзвездной пылью в направлении на галактический полюс; приняты следующие параметры пыли: радиус пылинки а =  $=10^{-5}$  см, относительная концентрация пылинок  $n_{J}/n = 10^{-12}$ , фактор эффективности поглощения в области  $\lambda = 30 - 100 \ \mu m \ O \sim 10^{-3}$ , плотность газа на луче зрения в направлении  $b = 90^{\circ}$  принята равной  $N \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (cm. [15]).

Недавно появилось сообщение об обнаружении фонового инфракрасного излучения в интервале длин волн  $\lambda = 2-5$  ут с плотностью энергии, сравнимой с плотностью 2.7-градусного реликтового фона  $\rho_{BB}$  (цитируется по [16]). В [16] происхождение этого излучения связывается с энерговыделением сверхмассивных звезд населения III ( $M > 200 M_{\odot}$ , z > 40). Для того, чтобы обеспечить энергетику наблюдаемого на 2-5 ут ИК-излучения, вклад таких звезд в полную плотность вещества во Вселенной должен составлять  $\Omega_* \sim 1$ . Однако, согласно расчетам [17, 18], звезды с массами  $M > 100 M_{\odot}$  должны производить в процессе своей эволюции значительное количество гелия ( $\sim 0.5$  по массе), поэтому при  $\Omega_* (M > 200 M_{\odot}) = 1$  они могут обеспечивать избыточное обогащение окружающего газа гелием (см. также [19]). Ниже мы обсудим другие возможности. Звезды О5 населения III будут давать фоновое ИК-излучение с максимумом в спектре на длине волны ~ 5  $\mu$ m, если  $z_f$  ~ 30, при этом плотность энергии ИК-фона будет равна:

$$\rho_{\rm MK} = 4\pi c r_s^2 n_s \left(z_f\right) \sigma \left(\frac{T_s}{1+z_f}\right)^4 t_s.$$

С учетом полученного в разделе 2 ограничения на  $n_s$ , найдем  $\rho_{HK} < < 3 \cdot 10^{-14} \, \Omega_b$  эрг/см<sup>3</sup>. Для  $\Omega_b \sim 0.1$  это дает значение, на два порядка меньшее плотности энергии реликтового излучения  $\rho_{BB}$ . Звезды с эффективной температурой  $T_s \neq 40\,000$  К будут давать отличный от приведенного выше вклад; если потребовать, чтобы при  $T_s \neq 40\,000$  К максимум  $B(T_s, v)$  соответствовал в настоящее время ближнему ИК-диапазону, то  $\rho_{HK}$  изменяется примерно как  $T_s$ , поэтому при разумных вариациях  $T_s$  можно лишь незначительно увеличить вклад массивных звезд населения III в 2-5  $\mu m$  — фоновое излучение.

Для звезд с массой  $M \sim M_{\odot}$ , которые поставляют в межзвездную соеду незначительное количество тяжелых элементов, ограничения, аналогичные (2), отсутствуют, поэтому при определенных значениях параметров п. и z, для таких звезд можно было бы получить плотность энергин излучения в интервале  $\lambda = 2-5 \ \mu m$ , сравнимую с  $\rho_{BB}$ . Однако, как легко оценить из (4)-(6), в этом случае такие звезды создают поток в видимой области спектра  $G_{\tau} \sim 10^{-5}$  фотон/см<sup>2</sup> с Гц ср. превышающий наблюдаемый. Если каждая из этих звезд окружена пылевой сболочкой\*, в которой видимое излучение трансформируется в ИК, с концентрацией частиц  $n \sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, относительной концентрацией пыли  $n_d/n \sim 10^{-14}$  и размером оболочки  $R_{*h} \sim 3 \cdot 10^{14}$  см, то при  $z_f = 4$  и  $\Omega_* \sim 10^{-3}$  они могут обеспечить плотность энергии излучения в ближнем ИК-диапазоне, близкую к Рав, но для этого следует предположить, что пылевая оболочка характеризуется временем жизни ten ~ te~ 1010 лет. Это слишком большая величина — для современных условий время существования околозвездных оболочек имеет порядок 10<sup>5</sup>—10<sup>6</sup> лет.

Оценим, наконец, вклад в ИК-излучение от маломассивных звезд населения II ( $M \sim 0.1 M_{\odot}$ ), для которых максимум распределения энергии излучения приходится на  $\lambda \sim 3$  рm. Из выражений (4)—(6) плотность энергии излучения можно оценить величиной:

$$\rho_{\rm MK} \simeq \frac{100 \ \pi^2 r^2 \ n \ h^3}{H_0 c^2 (1+z_i)^3},$$

\* Это возможно для звезд населения II.

здесь  $r_{*} \sim 5 \cdot 10^{\circ}$  см,  $n_{*} \sim 1.4 \cdot 10^{16}$  Гц. В этом случае  $\rho_{NK} \sim \rho_{BB}$  при  $n_{*} \sim 5 \cdot 10^{-63} (1 \pm z_{f})^{3}$  см<sup>-3</sup>, т. е.  $\Omega_{*} \sim 0.2$ . По-видимому, такую возможность также следует исключить, так как столь высоким значениям плотности вещества в стандартном космологическом нуклеосинтезе соответствует чрезмерно малое содержание догалактического дейтерия: по числу частиц [D]/[H] < 2 \cdot 10^{-6}. К тому же условия для образования маломассивных звезд менее благоприятны, чем для массивных. Если же предположить, что образование маломассивных звезд было инициировано звездами спектральных классов OB, то для того, чтобы в звездах  $M \sim 0.1 M_{\odot}$  было заключено  $\Omega_{*} \sim 0.2$  (при плотности светящегося вещества Вселенной  $\Omega_{b} < 0.1$ ), необходимо принять слишком высокую эффективность переработки газа в звезды:

$$\eta \sim \frac{\Omega_*}{\Omega_* + \Omega_b} > 0.7.$$

7. Заключение. Энерговыделение, соответствующее производству металлов, наблюдаемых в звездах населения II, невелико ( $\sim 2 \cdot 10^{16}$  врг/г), повтому поток излучения, приходящий к нам от тех звезд, которые обеспечили начальное загрязнение вещества Вселенной тяжелыми влементами (население III), мал. Лишь в направлении на галактический полюс он может превышать поток, создаваемый межавездной пылью, при условии, что температура пыли достаточно низка:  $T_d < 10$  K, и в втом случае может быть наблюдзем.

Не исключено, что эначительная часть звезд населения III являлась же очень массивными объектами с  $M > 200 M_{\odot}$ . Превращаясь в черные дыры, такие звезды могли бы вносить вклад в инфракрасное фоновое излучение [16], однако, для того, чтобы обеспечить обнаруженный недавно избыток ИК-фона с  $\lambda = 2-5 \mu m$ , вклад таких объектов в полную плотность вещества должен быть слишком большим  $\Omega_{*}$  ( $M > 200 M_{\odot}$ ) = 1 это может привести к переобогащению вещества гелием.

Маломассивные звезды населения II ( $M \sim 0.1 M_{\odot}$ ) могут давать поток фонового излучения в ближнем ИК-диапазоне ( $\lambda \sim 3 \mu m$ ), сравнимый с наблюдаемым лишь в том случае, если средняя плотность вещества, содержащегося в них, составляет  $\Omega_* \sim 0.2$  — эта величина представляется слишком большой. Из возможных источников фонового ИК-излучения заведомо должны быть исключены звезды промежуточных масс ( $M \sim 1 M_{\odot}$ ), так как они дают слишком большой фон в видимой области спектра. Таким образом, в настоящее время трудно указать удовлетворительный ме-

#### Ю. А. ЩЕКИНОВ

ханизм, который мог быть ответственным за наблюдаемое в ближнем ИКдиапазоне ( $\lambda = 2-5$  µm) фоновое излучение.

Автор благодарен Б. В. Вайнеру за замечания.

Волгоградский государственный университет

## INFRARED BACKGROUND RADIATION GENERATED BY POPULATION III STARS

#### YU. A. SHCHEKINOV

The spectrum of infrared background radiation produced by primordial stars is calculated. It has been shown that IR-flux is of the order of 50 Jy/sr at wavelengths  $\lambda = 15-30 \ \mu m$  and 200 Jy/sr at  $\lambda =$  $=150-300 \ \mu m$  provided these stars have enriched prepopulation II with metals:  $Z \lesssim 10^{-4}$ . The flux of nearby IR-background ( $\lambda = 2-5 \ \mu m$ ) generated by small massive stars ( $M = 0.1-1 \ M_{\odot}$ ) and massive stars ( $M=60 \ M_{\odot}$ ) is estimated. It has been shown that this flux is too small compared with the observable.

## **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. D. P. Woody, P. L. Richards, Phys. Rev. Lett., 42, 925, 1979.
- 2. M. Rowan-Robinson, J. Negroponte, J. Silk, Nature, 281, 635, 1979.
- 3. L. Puget, J. Heyvaerts, Astron. and Astrophys., 83, L10, 1980.
- 4. J. Negroponte, M. Rowan-Robinson, J. Silk, Astrophys. J., 248, 38, 1981.
- 5. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Физика межэвсэдной ореды, Наука, М., 1979.
- 6. T. Yonegama, Publ. Astron. Soc. Jap., 25, 349, 1973.
- 7. А. Г. Дорошкевич, И. Г. Колесник, Астрон. ж., 53, 10, 1976.
- 8. J. Silk, Astrophys. J., 211, 638; 214, 1977.
- 9. Ю. А. Шекинов, Кандядатская диссертация. Тарту, 1978.
- 10. R. A. Chevalter, Fundam. Cosmic Phys., 7, 1, 1981.
- 11. T. A. Weaver, S. Woosley, in "Supernovae Spectra", eds. R. Meyerott, G. Gillespie, La Jolla, N.-Y., 1980, p. 15.
- 12. J. M. Shall, J. Silk, Astrophys. J., 249, 26, 1981.
- 13. D. J. Hollenbach, C. F. McKee, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 555, 1979.
- 14. И. Г. Колесник, Астров. ж., 55, 911, 1978.
- 15. R. Weiss, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 18, 489, 1980.
- 16. B. J. Carr, J. McDowell, H. Sato, Nature, 306, 666, 1983.
- 17. R. Talbot, W. D. Arnett, Nature, 229, 150, 1971.
- W. D. Arnett, J. R. Bond, B. J. Carr, NATO Summer School on Supernovae, Cambridge, 1982.
- 19. M. Rowan-Robinson, P. Tarbet, in "Progress in Cosmology", ed. A. W. Wolfendale, D. Reidel, 1982, p. 101.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

ВЫПУСК 3

УДК: 524.832+531.51

## О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С УЧЕТОМ РОЛИ ВАКУУМА. II

## Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН Поступила 22 октября 1985

Развиты предложенные в первой части работы представления о том, что при наличии тяготения в вакууме вознякает определенное поле натяжений и гравитационная «постоянная» определяется локальным состоянием вакуума. Исследовано статистическое сферически-симметрическое гравитационное поле. Изучен пост-ньютоновский предел теории. Предложена процедура интегрирования уравнений поля.

1. Центрально-симметрическое статическое поле. В наших работах [1—3] выдвинута гипотеза о том, что в вакууме искривленного пространства — времени должно существовать специфическое поле упругих натяжений. Считается, что оно обусловлено нарушением однородности вакуумного фона. Этому полю приписывается тензор натяжений, который учитывается в правой части уравнений Эйнштейна. В такой трактовке теорин гравитации распределение вещества, вакуумное поле натяжений и метрика образуют единый комплекс, определяемый уравнениями гравитационного поля. В [4], развивая эту идею, предполагается, что гравитационная постоянная является своеобразным проявлением упругости вакуума и что поэтому она должна определяться локальными свойствами вакуума (зависит от плотности вакуумной энергии). Было написано соответствующее выражение для действия и получены следующие уравнения:

$$\gamma\left(R_{ik}-\frac{1}{2}Rg_{ik}\right)+\gamma_{ik}^{n}g_{ik}-\gamma_{ik}+\frac{1}{2}R\frac{d\gamma}{d\epsilon}\left(\tau_{ik}+\epsilon g_{ik}\right)=$$

$$=\frac{8\pi G_0}{c^4}(t_{ik}+\tau_{ik}),$$
 (1)

$$t_{i,k}^{k} = 0, \qquad (2)$$

$$\tau_{i_{l}k}^{k} + (\tau_{l}^{k} + \varepsilon \delta_{i}^{k}) \frac{\partial}{\partial x^{k}} \ln \left| 1 - \frac{c^{4}}{16\pi G_{0}} R \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \right| = 0.$$
(3)

Здесь  $t_{ik}$  — тензор энергии-импульса материальных полей,  $\tau_{ik}$  — вакуумный тензор натяжений,  $\varepsilon$  — плотность энергии вакуума,  $\gamma = G_0/G(\varepsilon)$ ,  $G_0$  — ньютоновская гравитационная постоянная,  $G(\varepsilon)$  — та же величина для данного состояния вакуума,  $\gamma_i = \partial \gamma / \partial x^i$ . Здесь уравнения гидродинамики (2) не содержатся в системе (1). Что же касается (3), то они получаются из первых двух систем уравнений.

После вывода уравнений гравитационного поля удобно вместо функции  $\gamma(\varepsilon)$  иметь дело с ее обратной величиной  $y(\varepsilon)$ . В первой части настоящей работы с помощью особым образом сформулированного ренормгруппового соотношения (принцип инвариантности Амбарцумяна) было показано, что

$$y(\varepsilon) \equiv \frac{1}{\gamma(\varepsilon)} = \frac{G(\varepsilon)}{G_0} = e^{b\varepsilon/p_{\varepsilon}c^{\varepsilon}}, \qquad (4)$$

где *b* — безразмерный параметр, а р<sub>0</sub> — плотность массы в центре небесного тела.

Исследуем уравнения поля для случая статического поля. Примем за основу метрику в изотропных координатах:

$$ds^{2} = e^{f}c^{2}dt^{2} - e^{\psi}(dr^{2} + r^{2}d\theta^{2} + r^{2}\sin^{2}\theta d\phi^{2}), \qquad (5)$$

где f и  $\psi$  — функции радиальной координаты r. Из симметрии метрики очевидно, что тензоры  $t_{ik}$  и  $\tau_{ik}$  должны быть диагональными,

$$t_i^k = \text{diag}(pc^2, -P, -P, -P),$$
  
 $t_i^k = \text{diag}(e, -p, -p_{\perp}, -p_{\perp}).$ 

Здесь  $\rho c^2$  — плотность полной энергии звездного вещества, P — его давление, p — давление вакуума в радиальном, а  $p_{\perp}$  — в поперечном направлениях.

Учитывая (4), выпишем уравнения (1), (2) для метрики (5):

$$\psi'' + \frac{1}{4}\psi'^{2} + \frac{2}{r}\psi' + \frac{b}{\rho_{0}c^{2}}\left(\frac{b}{\rho_{0}c^{2}}\varepsilon'^{2} - \varepsilon'' - \frac{1}{2}\varepsilon'\psi' - \frac{2}{r}\varepsilon' + \varepsilon F\right) = \\ = -\frac{8\pi G_{0}}{c^{4}}\left(\rho c^{2} + \varepsilon\right)ye^{\psi},$$
$$\psi'^{2} + \frac{1}{2}f'\psi' + \frac{f' + \psi'}{r} - \frac{b}{\rho_{0}c^{2}}\left[\frac{1}{2}\varepsilon'f' + \varepsilon'\psi' + \frac{2}{r}\varepsilon' + \frac{1}{2}(p - \varepsilon)F\right]$$

$$\frac{8\pi G_0}{c^4} \left(P + p\right) y e^{t}$$

592

$$\frac{1}{2} \left( \psi'' + f'' + \frac{1}{2} f'^2 + \frac{f' + \psi'}{r} \right) +$$

$$+ \frac{b}{p_0 c^2} \left[ \frac{b}{p_0 c^2} \varepsilon'^2 - \varepsilon'' - \frac{1}{2} \varepsilon' f' - \frac{\varepsilon'}{r} + \frac{1}{2} (\varepsilon - p_\perp) F \right] = \frac{8\pi G_0}{c^4} (P + p_\perp) y e^{\psi},$$

$$P' + \frac{1}{2} (\rho c^2 + P) f' = 0, \qquad (6)$$

где штрих означает производную по г, а

$$F = Re^{\psi} = f'' + 2\psi'' + \frac{1}{2}(f'\psi' + f'^2 + \psi'^2) + \frac{2}{r}(f' + 2\psi').$$

Эту систему уравнений нужно дополнить уравнениями состояния вакуума  $p = p(\varepsilon), p_{\perp} = p_{\perp}(\varepsilon)$  и граничными условиями.

2. Условия на бесконечности. Рассмотрим уравнения поля вне небесного тела, на больших расстояниях от него. Имеем

$$e^{f} = 1 - \alpha \frac{r_{g}}{r} + \frac{1}{2} \beta \left(\frac{r_{g}}{r}\right)^{2} + \dots,$$
  

$$e^{\psi} = 1 + \gamma_{1} \frac{r_{g}}{r} + \frac{3}{8} \sigma \left(\frac{r_{g}}{r}\right)^{2} + \dots,$$
(7)

где  $r_g = 2G_0 M/c^2$  — гравитационный радиус небесного тела;  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma_{1,-}$  $\alpha$  — так называемые пост-ньютоновские параметры разложения. Для теории гравитации Эйнштейна они равны единице.

С удалением от небесного тела, очевидно,  $\tau_{ik}$  должно быстро стремиться к нулю. Подставляя в (6) соответствующие разложения и отбрасывая малые слагаемые, приходим к результату:

$$\begin{aligned} \frac{8\pi G_0}{c^4} \varepsilon &= \frac{3}{4} \left(\gamma_1^2 - \sigma\right) \frac{r_g^2}{r^4} + \dots, \\ \frac{8\pi G_0}{c^4} p &= (\alpha - \gamma_1) \frac{r_g}{r^3} + \left(\alpha^2 + \frac{9}{4} \gamma_1^2 - \frac{3}{2} \alpha \gamma_1 - \beta - \frac{3}{4} \sigma\right) \frac{r_g^2}{r^4} + \dots, \\ \frac{8\pi G_0}{c^4} p_\perp &= \frac{1}{2} \left(\gamma_1 - \alpha\right) \frac{r_g}{r^3} + \left(\frac{3}{4} \sigma + \beta - \frac{3}{2} \gamma_1^2 + \frac{1}{2} \alpha \gamma_1 - \frac{3}{4} \sigma^2\right) \frac{r_g^2}{r^4} + \dots. \end{aligned}$$

Разумно считать є, *р* и  $p_{\perp}$  величинами одинакового порядка малости. Это требование выполняется только при  $\alpha = \gamma_1$ . С другой стороны, можно положить  $\alpha = 1$ , что равносильно включению  $\alpha$  в определение  $r_a$ . Таким образом,

$$\frac{8\pi G_0}{c^4} \varepsilon = \frac{3}{4} (1-\sigma) \frac{r_s^2}{r^4} + \dots,$$

$$\frac{8\pi G_0}{c^4} p = \frac{1}{4} (7-3\sigma-4\beta) \frac{r_s^2}{r^4} + \dots, \quad p_\perp = -p + \dots.$$
(8)

Уравнение (3) при  $r \gg r$  с точностью до членов порядка  $r^4/r^9$  можно записать в виде

$$\tau_{i:k}^{k} + O(bc^{2}r_{s}^{4}/G_{0}\rho_{0}r^{9}) = 0$$

или в раскрытом виде

$$p' + \frac{1}{2}(\epsilon + p)f' + (p - p_{\perp})\left(\psi' + \frac{2}{r}\right) \approx 0.$$
 (9)

Наблюдательные данные для гравитационного поля Солица показывают. что β = 1. О параметре σ пока данных нет. Для электромагнитного вакуума в эффекте Казимира = 0 [5]. Не исключено, что и здесь след вакуумного тензора равен нулю. Если так, то и  $\sigma = 1$ . Из этого можно было бы заключить, что теорию гравитации с переменным  $G(\varepsilon)$  нужно согласовывать с существующей теорией в более высоком приближении постньютоновского разложения. Однако в этом нет необходимости, даже еслит<sup>n</sup> = 0. Дело в том, что пост-ньютоновские параметры, вообще говоря, могут быть функциями от  $P_0/\rho_0 c^2 = q_0 (P_0 - давление, а \rho_0 - плотность$ массы в центре конфигурации). Если эти зависимости таковы, что при  $q_0 \rightarrow 0$  параметры  $\beta$  и  $\sigma$  стремятся к единице, то противоречия с наблюдательными данными не будет, так как для Солнца (нерелятивистский объект)  $q_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$ . Этот вопрос можно решить, производя соответствующие измерения для нейтронных звезд. Подтверждением сказанному служит биметрическая теория Розена [6]. Здесь для центрально-симметрического поля было найдено внешнее решение  $f = -r_e/r$ ,  $\psi = (M_1/M) r_e/r$ . где M — обычная масса, а  $M_1$  — некоторая величина с размерностью массы:

$$M = 4\pi \int_{0}^{\infty} (\rho + 3P/c^{2}) e^{(f+3\phi)/2} r^{2} dr, \quad M_{1} = 4\pi \int_{0}^{\infty} (\rho - P/c^{2}) e^{(f+3\phi)/2} r^{2} dr,$$

- $r_1$  — координатный раднус небесного тела. Как видим, в этом случае постньютоновские параметры зависят от  $q_0$ , но при  $q_0 \ll 1$  эти зависимости становятся несущественными. Далее мы полагаем  $\beta$ ,  $\sigma \neq 1$ .

:594

$$\tau_{ik} = \frac{c^4}{\pi G_0} (a_1 w_i w_k + a_2 w_n w^n g_{ik} + a_3 w_n w^n u_i u_k).$$

Коэффициент  $c^4/(\pi G_0)$  введен ради удобства;  $a_k$  — безразмерные постоянные параметры порядка единицы;  $u^k = dx^k/ds$ ,  $w^k = Du^k/ds$  скорость и ускорение "вакуумного вещества", которые в случае статического поля идентичны с соответствующими величинами для звездного вещества:

$$u^{0} = e^{-f/2}, \quad u^{\alpha} = 0, \quad \alpha = 1, 2, 3,$$
  
$$w^{1} = \frac{1}{2} f' e^{-\psi}, \quad w^{0} = w^{2} = w^{3} = 0.$$
 (10)

Аргументы, использованные для выбора  $\tau_{ik}$ , здесь остаются в силе. Подчеркнем, что приведенное выражение является лишь основным членом в разложении  $\tau_{ik}$  по степеням  $w^{\pm}$ . Вообще говоря, должны быть также члены порядка  $(w_n w^n)^2$  и др., которые могут иметь важное значение при  $r_1 \sim r_s$ .

Учитывая асимптотику (8) и (10), из вышеприведенного выражения тензора т,, находим

$$\varepsilon = -\frac{(a_2 + a_3) c^4}{4\pi G_0} f'^2 e^{-\psi}, \quad p = -p_\perp = -\frac{a_1 c^4}{4\pi G_0} f'^2 e^{-\psi},$$
  
$$a_1 = -2a_2, \quad \beta = 1 - 2a_3, \quad \sigma = 1 + \frac{8}{3} (a_2 + a_3).$$

Подставляя найденные выражения плотности энергии и давлений в уравнение (9.), после интегрирования получим

$$f' \approx \frac{r_{g}}{r^{2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\psi - \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4}\frac{a_{1}}{a_{2}}\right)f\right], \quad r \gg r_{g}.$$
(11)

Используя пост-ньютоновские разложения (7), отсюда находим

$$a_1(8a_2-1)=0.$$

Таким образом, имеются два варианта: первый  $a_3 = 0$ , поэтому  $\beta = 1$ ,  $a_2 = 3 (\sigma - 1)/8$ ; второй  $a_3 = 1/8$ ,  $4\beta + 3\sigma = 8$ . В [1] выбор был сделан в пользу первого варианта, поскольку второй приводит к противоречию с ньютоновским пределом. Для достаточно разреженных звезд  $G(\varepsilon) \approx G_0$ , и поэтому доводы, приведенные в уломянутой работе отом, что  $a_2 = 0$ , остаются в силе. Итак (далее индекс у  $a_1$  опускается),

$$\tau_{ik} = \frac{ac^{4}}{2\pi G_{0}} (2w_{i}w_{k} - w_{n}w^{n}g_{ik}) + O[(w_{n}w^{n})^{2}],$$
  

$$s = \frac{ac^{4}}{8\pi G_{0}}f'^{2}e^{-\psi} + \dots, \quad p \approx -p_{\perp} = \frac{ac^{4}}{8\pi G_{0}}f'^{2}e^{-\psi} + \dots.$$
(12)

Выше уже отмечалось, что эти выражения дают только основные члены  $\tau_{ik}$  в разложении по  $r_g/r$ . Поэтому для сверхплотных небесных тел  $(r_1 \sim r_g)$  при  $r \sim r_g$  они нуждаются в уточнении.

Тензор вакуумных натяжений можно записать в виде, сходном с тензором внергии — импульса звездного вещества:

$$\pi_{ik} = (e + p_{\perp}) u_i u_k - p_{\perp} g_{ik} + (p - p_{\perp}) n_i n_k, \qquad (13)$$

где n<sup>k</sup> — пространственно-подобный единичный вектор,

$$n^{k} = w^{k} (-w_{n}w^{n})^{-1/2}, \quad n^{1} = e^{-\psi/2}, \quad n^{i} = 0$$
 при  $i \neq 1.$ 

Выражение (13) удобно тем, что допускает возможность задания уравнений состояния вакуума в виде, отличном от асимптотических соотношений (12).

3. Граничные условия в центре. Из уравнений (6) видно, что во избежание сингулярностей при r = 0 нужно полагать

$$P'(0) = \varepsilon'(0) = f'(0) = \psi'(0) = 0. \tag{14}$$

Эначением давления в центре  $P_0$  определяются все дифференциальные и интегральные характеристики конфигураций, состоящих из вырожденного звездного вещества. Возможны два случая деформированного состояния вакуума, а именно  $\varepsilon(0) = 0$  и  $\varepsilon(0) \neq 0$ . Только детальное исследование решений (6) позволит сделать выбор между этими гльтернативами. Поэтому мы обсудим поведение функций при r = 0 для обеих возможностей.

Рассмотрим сначала случай  $\varepsilon(0) = 0$ . При этом понятно, что и  $p(0) = p_{\perp}(0) = 0$ . Из условий (14) вблизи центра конфигурации на-ходим

$$f(r) = f_0 + c_1 e^{\psi_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \dots,$$

## О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II

$$\psi(r) = \psi_0 - c_2 e^{\psi_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^3 + \dots,$$

$$P(r) = P_0 - \frac{1}{2} c_1 (\varphi_0 c^3 + P_0) e^{\psi_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \dots,$$

$$\varepsilon(r) = c_3 \varphi_0 c^2 e^{\psi_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \dots.$$
(15)

Здесь  $f_{00}$ ,  $\psi_0$  — эначения функций f и  $\psi$  в центре;  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  — безразмерные постоянные. В (15) мы специально выделили множитель ехр  $\psi_0$ , желая подчеркнуть этим, что разложения функций ведутся по степеням отношения истинных расстояний  $\tilde{r}/r_0$ :

$$\widetilde{r} = \int_{0}^{r} e^{\psi/2} dr \approx r \left[ 1 - \frac{1}{6} c_2 e^{\psi_0} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] e^{\psi_0/2}, \quad r_0 = \int_{0}^{r_0} e^{\psi/2} dr, \quad (16)$$

где  $r_0$ ,  $r_1$  — истинный и координатный раднусы звезды. Подставляя (15) в (6) и учитывая, что y(0) = 1, в нулевом приближении находим

$$c_{2} + bc_{3} = \frac{4\pi G_{0}}{3c^{2}} r_{0}^{2} \rho_{0},$$

$$c_{1} - c_{2} - 2bc_{3} = \frac{4\pi G_{0}}{c^{4}} r_{0}^{2} P_{0}.$$
(17)

Следовательно, если одна из постоянных  $c_1, c_2, c_3$  задана, то две другие определяются этими уравнениями.

Теперь обсудим второй вариант, по-видимому, более близкий к развиваемым здесь представлениям, когда  $\varepsilon$  (0)  $\neq$  0, и поэтому  $y(\varepsilon_0) = y_0 \neq 1$ . В этом случае в (15) вместо последнего выражения имеем

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_0 + c_3 \rho_0 c^3 e^{\varphi_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^3 + \dots$$
 (18)

При этом в соответствии с (4) вблизи центра небесного тела

$$y(r) = y_0 \left[ 1 + bc_3 e^{\psi_*} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 + \dots \right]$$

Подставим разложения f,  $\psi$  из (15) и  $\varepsilon(r)$  из (18) в уравнения (6). В нулевом приближении получим

$$c_{2} + bc_{3} - \frac{b}{\rho_{0}c^{2}} (c_{1} - 2c_{2}) \varepsilon_{0} = \frac{4\pi G_{0}}{3c^{4}} y_{0}r_{0}^{2} (\rho_{0}c^{2} + \varepsilon_{0}), \qquad (19)$$

597

## л. Ш. ГРИГОРЯН. Г. С. СААКЯН

$$c_1 - c_2 - 2bc_3 + \frac{3b}{2p_0c^2} (c_1 - 2c_2) (e_0 - p_0) = \frac{4\pi G_0}{c^4} y_0 r_0^2 (P_0 + p_0). \quad (19).$$

Поскольку  $p_{\perp}(0) = p(0)$ , то второе и третье уравнения системы (6) в. центре становятся идентичными. Равенство вакуумных давлений при r = 0 следует из уравнений (3). Впрочем, это обстоятельство очевидно и из физических соображений. В (19), вообще говоря, нельзя считать с малым по сравнению с  $\rho_0 c^3$  (сверхплотные небесные тела). Для сверхмассивных, но разреженных объектов с радиусом порядка и меньше их гравитационного радиуса не исключена ситуация, когда  $|\varepsilon_0| \gtrsim \rho_0 c^2$ .

Система уравнений (6) не замкнута. Ее необходимо дополнить уравнениями состояния вакуума  $p = p(\varepsilon)$  и  $p_{\perp} = p_{\perp}(\varepsilon)$ . После их задания удобно численное интегрирование (6) проводить от центра, исходя из граничных условий (14), (15), (18) и согласуя результат с асимптотиками (7), (8) на бесконечности. При этом необходимо знание параметров  $b, f_0, \psi_0, \varepsilon_0, c_3$  ( $c_1$  и  $c_3$  определяются уравнениями (17) либо (19)). Постоянную b, по-видимому, можно считать универсальной (независящей от типа конфигурации). Остальные же зависят от параметра  $q_0$  и должны быть определены одновременно с остальными характеристиками (масса, радиус и т. д.) конфигурации в процессе интегрирования (6).

4. Приближенный способ интегрирования уравнений поля. Попытаемся найти такие решения уравнений поля (6), для которых компоненты метрического тензора не имеют сингулярности шварцшильдовского типа. В этом случае можно ожидать, что в интервале  $0 < r < \infty$  временной компонент метрического тензора  $g_{00}$  должен быть монотонно растущей функцией, и что  $0 < g_{00}(r) < 1$ . Это допущение позволяет выписать достаточно разумную аппроксимацию для производной f'. Согласно (11) и (15) имеем

$$f'(r) = \begin{cases} \frac{2c_1}{r_0^2} r e^{\psi_0}, \text{ при } r \to \hat{\upsilon}, \\ \frac{r_g}{r_0^2} e^{-(f+\psi)/2}, \text{ при } r \gg r. \end{cases}$$

Используя эти предельные выражения и допущение о монотонном характере изменения f', выпишем следующую аппроксимацию:

$$f' \approx \frac{r_{\star}}{A+r^3} e^{-(f_{\pm}\psi)/2}, \quad A = \frac{r_{\star}r_0^2}{2c_1} e^{-(f_0+3\psi_0)/2}.$$
 (20)

598

Интегрируя, находим

$$f(r) \approx f_0 + 2\ln\left(1 + \frac{1}{2}r_s e^{-f_0/2} \int_0^r \frac{se^{-\psi(s)/2}}{A + s^3} ds\right)$$
(21).

Теперь обсудим вопрос о виде плотности вакуумной энергии. Учитывая асимптотику (12) и условие  $\varepsilon'(0) = 0$ , для  $\varepsilon(r)$  можно написать следующее приближенное выражение:

$$\varepsilon(r) \approx \frac{ac^4}{8\pi G_0} \left(1 + B \frac{r_0^2}{\widetilde{r^3}}\right) f'^2 e^{-\psi}, \qquad (22)$$

где В — новая безразмерная постоянная порядка единицы. Из этой формулы находим

$$\varepsilon_0 = \frac{ac^4 Bc_1^2}{2\pi G_0 r_0^2}, \quad c_3 = \frac{ac^2 c_1^2}{2\pi G_0 r_0 r_0^2} \left[ 1 + \left(\frac{7}{3} c_2 - c_1\right) B \right].$$

Таким образом, постоянная В определяется значением плотности вакуумной энергии в центре. Учитывая (20) и (21), из (22) находим

$$\varepsilon(r) \approx \frac{ac^4 r_e^2}{8\pi G_0} e^{-f_e} \left(1 + B \frac{r_0^2}{r_e^2}\right) \left(1 + \frac{1}{2} r_g e^{-f_g/2} \int_0^\infty \frac{se^{-\psi/2}}{A + s^3} ds\right)^{-2} \frac{r^2 e^{-2\psi}}{(A + r^3)^3}.$$
 (23)

Если с помощью выражений (21), (23) исключить функции f и є из системы уравнений (6), то в ней останутся четыре неизвестные функции  $\psi$ , P, p и  $p_{\perp}$ . Запишем первое и четвертое уравнения в символическом виде:

$$\Omega_1(\psi, \psi', \psi'', \rho) = 0, \quad \Omega_2(P, P', \psi, \psi') = 0.$$
 (24).

Они вместе с уравнением состояния  $\rho = \rho(P)$  определяют функции  $\psi$  и. *P*. Тогда второе и третье уравнения позволяют вычислить вакуумные давления:

$$\begin{split} p\left(r\right) &= \left(\frac{1}{4}\psi'^{2} + \frac{1}{2}f'\psi' + \frac{f'+\psi'}{r} - \right.\\ &- \frac{b}{\rho_{0}c^{2}}\left(\frac{1}{2}\varepsilon'f' + \varepsilon'\psi' + \frac{2\varepsilon'}{r} - \frac{1}{2}\varepsilon F\right) - \frac{8\pi G_{0}}{c^{4}}yPe^{\psi}\right]\Phi,\\ p_{\perp}\left(r\right) &= \left[\frac{1}{2}\left(\psi'' + f'' + \frac{f'^{2}}{2} + \frac{f'+\psi'}{r}\right) + \right.\\ &+ \frac{b}{\rho_{0}c^{2}}\left(\frac{b}{\rho_{0}c^{2}}\varepsilon'^{2} - \varepsilon'' - \frac{1}{2}\varepsilon'f' - \frac{\varepsilon'}{r} + \frac{1}{2}\varepsilon F\right) - \frac{8\pi G_{0}}{c^{4}}yPe^{\psi}\right]\Phi, \end{split}$$

где

$$1/\Phi = \frac{8\pi G_0}{c^4} y e^4 + \frac{b}{2\rho_0 c^2} F.$$

Таким образом, давления можно вычислить по ходу интегрирования уравнений (24). При этом можно получить также уравнения состояния  $p = p(\varepsilon)$ и  $p_{\perp} = p_{\perp}(\varepsilon)$ .

Развиваемый вариант теории гравитации содержит две безразмерные постоянные b и a, которые нужно заранее задать. Выше отмечалось, что интегрирование уравнений поля удобно начинать с центра конфигурации, исходя из граничных условий (14) и разложений (15), (18), для фиксированного значения центрального давления и наугад выбранных значений параметров  $r_{s}$ ,  $f_{0}$ ,  $\psi_{0}$  и  $\varepsilon_{v}$  (в (15), (18) и других выражениях  $r_{0}$  можно исключить заменой  $c_{k}$  на  $r_{0}^{2}c_{k}$ ). Совершив подстановку

$$r = \overline{r} e^{-\frac{1}{4}a/2}, \quad r_g = \overline{r}_g e^{\frac{f}{a}a/2},$$

мы опять получим уравнения (6), (20) и (22) с той разницей, что в них должны быть произведены замены

 $f \rightarrow \Delta f = f - f_0, \quad \psi \rightarrow \Delta \psi = \psi - \psi_0, \quad r_g \rightarrow \overline{r_g}, \quad A \rightarrow \overline{r_g} r_0^2/2c_1,$ 

а штрих над функцией теперь означает производную ло г. В центре небесного тела  $\Delta f = \Delta \psi = 0$ , а на больших расстояниях от него  $\Delta f \approx -f_0$ , Δу≈- у₀. Поэтому для интегрирования, начиная с центра конфигурации, теперь достаточно выбрать значения г. и е. В конце вычислений при r » r результат расчетов должен быть согласован с асимптотиками (7). (8). Это достигается многократным повторным интегрированием уравнений поля для уточненных значений параметров методом последовательных приближений. В ходе расчетов можно определить также истинный радиус небесного тела по формуле, приведенной в (16), где r<sub>1</sub> определяется ИЗ условия  $P(r_1) = 0$ . Разумеется, можно интегрировать также снаружи небесното тела, начиная с расстояний  $r \gg r$ , для наугад выбранных значений г. и г. При этом следует исходить из асимптотических разложений (7), (8) и согласовывать результат расчетов с условиями (14) и с выражениями (15), (18) в центре небесного тела. Описанная процедура базируется на представлении о том, что параметры вырожденных звездных конфигураций определяются их центральным давлением.

Институт прикладных проблем физики АН Арм.ССР Кафедра теоретической физики ЕГУ

·600

### О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II

# ON THE THEORY OF GRAVITATION, TAKING INTO ACCOUNT THE ROLE OF VACUUM. II

## L. SHL GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

The idea concerning the definite field of tensions appearing in vacuum in the presence of gravity and on the gravitational "constant" defined by the local state of vacuum suggested in Part one of the paper is further developed. The statical and spherically symmetric gravitational field has been investigated. The post-Newton limit of the theory has been studied and the integration procedure of field equations has been suggested.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Ш. Григорян, Г. С Саакян, Астрофизика, 20, 615, 1984.

2. Л. Ш. Григорян, Г. С. Сагкян, Докл. АН СССР, 274, 1352, 1984.

3. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, Astrophys. and Space Sci., 104, 19, 1984.

4. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизнка, 24, 387, 1986.

5 А. А. Гриб, С. Г. Мамасв, В. М. Мостепаненко, Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, Атомиздат, М., 1980.

6. N. Rosen, Ann. Phys. (USA), 84, 455, 1974.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 24** 

ИЮНЬ, 1986

ВЫПУСК 3

УДК: 52—336—337+537.84:511.33

## ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. І. ЗАДАЧА ДИРИХЛЕ

#### О. В. КРАВЦОВ

Поступила 14 декабря 1984 Принята к печати 15 января 1986

В работе доказана принципиальная разрешимость задачи Дирихле и установлены условия существования сопряженных конфигураций (в смысле теоремы Дедехинда) для объектов с магнитным полем. Исследована роль поверхностного тоха и найдены выражения для магнитных полей внутри и вне конфигурации, удовлетворяющих условиям задачи Дирихле.

1. Введение. Важность роли магнитного поля во многих астрофизических проблемах не требует обоснования. В полной мере вто относится и к теории гравитирующих конфигураций с магнитным полем, что стало исно уже из пионерских работ на эту тему [1, 4, 5]. Обычный путь исследования в этом направлении — «навязывание» объекту твердотельного вращения и поиск магнитного поля, допускающего равновесие конфигурации с известным, как правило, типом симметрии. В работе [12] был предложен общий подход, согласно которому условия равновесия и возможные формы равновесия должны получаться, исходя из полной системы магнитогидродинамических (МГД) уравнений. Однако анализ показывает, что стремление получить в общей постановке задачи решения полной системы МГД-уравнений, допускающих заранее незаданные формы равновесия, делает проблему бесперспективно сложной. По-видимому, целесообразно ограничить задачу, в которой форма конфигурации, ее гравитационный потенциал, поле скоростей и магнитное поле являются неизвестными. Можно задать конкретную форму и искать допускающие ее решения замкнутой системы МГД-уравнений. Естественно, при этом, задаться валипсоидальной формой конфигурации, поскольку к ней близки многие астрофизические объекты. Соответствующая постановка задачи существует и в классической теории фигур равновесия. Речь идет о проблеме, впервые сформулированной Дирихле [2]: при каких условиях возможна конфигурация, имеющая в любой момент форму эллипсоида и в которой поле скоростей в инерциальной системе отсчета (ИСО) линейно по координатам. Результатом решения этой проблемы было открытие эллипсоидов Дедекинда и Римана — невращающихся и вращающихся, соответственно, объектов с коупномасштабными внутренними движениями [2].

Здесь уместно подчеркнуть, что только линейное по координатам поле скоростей совместимо с эллипсоидной формой равновесия однородной жидкости. Это следует из свойств потенциала однородного эллипсоида и общих теорем гидродинамики (поверхность жидкости при установившемся движении фактически является поверхностью Бернулли [3]).

Отмеченное Дирихле движение с однородной завихренностью  $\xi(t)$ ( $\xi = \nabla \times v$ , где v — поле скоростей) периодически привлекает внимание исследователей. Кроме книги [2], в которой проанализирована проблема Дирихле с современной точки зрения, линейное по координатам поле скоростей в применении к астрофизическим вопросам (в контексте задачи Дирихле) исследовалось в работах [13, 14]. В работе [6] использовалась модель движения с однородной завихренностью при рассмотрении динамики пульсара.

Учитывая непотенциальный характер магнитных сил, априори нельзя сказать, разрешима ли проблема Дирихле для объектов с магнитным полем. Цель настоящей работы — исследовать этот вопрос.

2. Уравнения задачи Дирихле. Рассмотрим в произвольно вращающейся системе отсчета гравитирующий объект из идеальной жидкости с бесконечной проводимостью. Используя уравнения Максвелла во вращающейся системе отсчета [8] и соответствующие уравнения движения жидкости [2], с учетом обычных приближений МГД [7], приходим к полной системе МГД-уравнений для данного объекта, состоящей из: уравнения Эйлера

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\rho + \vec{\nabla}\varphi + \frac{1}{4\pi\rho}\vec{\nabla}\times\vec{H}\times\vec{H} + \vec{r}\times\frac{d\omega}{dt} + 2\vec{v}\times\vec{\omega} + \frac{1}{2}\vec{\nabla}|\vec{\omega}\times\vec{r}|^2,$$
(1)

уравнения непрерывности

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot v, \qquad (2)$$

уравнений вмороженности и дивергенции магнитного поля

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \overline{\mathbf{v}} \times (\overline{\mathbf{v}} \times \overline{H}), \tag{3}$$

(4)

 $\nabla \cdot \vec{H} = 0,$ 

604

уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi G \varphi, \tag{5}$$

условия аднабатичности

$$\rho \frac{dE}{dt} = \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt},$$
 (6)

уравнения, связывающего электрическое и магнитное поля,

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\vec{v}\times\vec{H}$$
(7)

- при обычном смысле обозначений. Отметим лишь, что  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} +$ 

 $+(v \cdot v)$  обозначает субстанциональную производную, а уравнение для тока.

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$
 (8)

уже учтено в уравнении движения (1). Далее мы рассматриваем однородное тело, плотность p(t) которого является функцией времени. Коль скоро исследуется конфигурация, имеющая в любой момент времени вллипсоидальную форму, будем использовать вращающуюся систему координат, оси которой совпадают с главными осями инерции вллипсоида. Стало быть, r — радиус-вектор влемента жидкости и v — скорость движения относительно главных осей, которые в свою очередь вращаются с угловой

скоростью  $\tilde{w}(t)$  относительно ИСО. Пусть, далее, начала координат инерциальной и вращающейся систем отсчета совпадают. Нам необходимо получить такую систему уравнений, которая бы допускала решения, совместимые с постановкой задачи Дирихле.

Введем специфические для данной вадачи определения. Антисимметричный тензор угловой скорости  $\Omega(\Omega_{ik} = e_{ike}\omega_{e})$  определяется ортогональной матрицей L(t), задающей линейное преобразование координат точки в ИСО к вращающимся осям [2],

$$\Omega = \frac{dL}{dt}L^+ \quad \text{или} \quad \frac{dL}{dt} = \Omega L, \quad \text{где} \quad L(0) = I. \tag{9}$$

Здесь L<sup>+</sup> — транспонированная матрица, I — единичная матрица.

С помощью ортогональной матрицы S вводится антисимметричный тензор Л, характеризующий вихревое движение жидкости относительно вращающихся осей

#### О. В. КРАВЦОВ

$$\Lambda = \frac{dS}{dt}S^+ \quad \text{или} \quad \frac{dS}{dt} = \Lambda S, \quad \text{где} \quad S(0) = I. \tag{10}$$

Матрица S связывает лагранжеву и эйлерову координаты частицы жилкости [2]

$$A^{-1}\vec{r}(t) = SA_{0}\vec{r}(0), \qquad (11)$$

где A(t) — диагональная матрица, элементами которой являются полуоси эллипсоида  $A_{it} = a_i(t)$  (i = 1, 2, 3).  $A_0 = A(0)$  и  $A^{-1}$  — обратная матрица. Ортогональность матрицы S обеспечивает равенство нулю нормального компонента скорости относительно границы  $\Sigma$  эллипсоида

$$v_{\mathbf{x}}|_{\mathbf{x}} = 0. \tag{12}$$

Условие (12) является следствием постоянства массы эллипсоида

$$\rho a_1 a_2 a_3 = \text{const.} \tag{13}$$

Дифференцируя выражение (11) по времени и учитывая уравнение (10), приходим к полю скоростей внутреннего движения

$$\vec{v} = \left(A\Lambda A^{-1} + \frac{dA}{dt} A^{-1}\right)\vec{r} \equiv C(t)\vec{r}.$$
 (14)

Поле скоростей в ИСО, но в проекциях на мгновенное направление вращающихся осей, имеет вид [2]

$$\vec{U} = \vec{v} - \Omega \vec{r}.$$
 (15)

Поскольку постановка задачи Дирихле апеллирует к ИСО, запишем уравнение движения (1) и условие вмороженности (3) в ИСО в проекциях на вращающиеся оси. Нужную нам форму уравнения Эйлера получаем, подставляя (15) в (1)

$$\frac{dU}{dt} - \mathcal{Q}\vec{U} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla p} + \vec{\nabla \varphi} + \frac{1}{4\pi\rho}\vec{\nabla}\times\vec{H}\times\vec{H}.$$
 (16)

Эдесь и далее мы учитываем закон преобразования магнитного поля [8]  $\vec{H}_k = \vec{H} + O\left(\frac{1}{c^3}\right)$ , где индекс k относится к ИСО.

Относительно инерциальных осей с учетом уравнения непрерызности условие вмороженности имеет вид [7]

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\tilde{H}_{k}}{\rho}\right) = \left(\frac{\tilde{H}_{k}}{\rho} \cdot \vec{\nabla}_{k}\right)\vec{v}_{k}.$$
(17)

606

Учтем теперь, что производная по времени вектора в ИСО в проекциях на вращающиеся оси определяется оператором [2]

$$L\frac{d}{dt} = \left(\frac{d}{dt} - \Omega\right)L,\tag{18}$$

где L(t) — матрица поворота (см. (9)). Умножая на L уравнение (17) и используя (18), получаем соотношение

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\vec{H}}{\rho}\right) - \Omega \frac{\vec{H}}{\rho} = \left(\frac{\vec{H}}{\rho} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{U}, \tag{19}$$

где учтено, что  $U = Lv_{k}$ . Это и есть уравнение вмороженности в ИСО в проекциях на мгновенное направление вращающихся осей. Заметим, что в уравнениях (16) и (19) дифференцирование по координатам производится в подвижной системе отсчета.

Используя выражение для потенциала однородного эллипсонда, легко получить, что

$$\nabla^2 \varphi = -2\pi G \rho \Phi r, \qquad (20)$$

тде  $\Phi$  — диагональная матрица с элементами  $\Phi_{ii} = K_i$  (i = 1, 2, 3) [2] и

$$K_{i} = a_{1}a_{2}a_{3}\int_{0}^{\infty} \frac{du}{\Delta(a_{i}^{2}+u)}, \quad \Delta^{2} = (a_{1}^{2}+u)(a_{2}^{2}+u)(a_{3}^{2}+u)^{2}$$

Подставляя (20) и (15) в уравнение (16), получим

$$J\left(\frac{d^{n}}{dt^{s}}, \frac{d}{dt}, A, \Lambda, \Phi, \Omega\right) \vec{r} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \frac{1}{4\pi\rho} \vec{\nabla} \times \vec{H} \times \vec{H}.$$
(21)

Уравнение (21) для краткости записано в операторной форме.

В связи с выяснением роли поверхностного электрического тока, который неизбежно появляется в рассматриваемой задаче, граничные условия будут исследованы особо. Далее мы убедимся, что нормальный компонент магнитного поля на поверхности исчезает. Кроме того, как и в случае безмагнитного поля, на поверхности должно обращаться в нуль гидродинамическое давление

$$H_n|_{\mathfrak{g}} = 0, \quad p|_{\mathfrak{g}} = 0.$$
 (22)

Поэтому можно воспользоваться результатом, полученным в [2],

$$\nabla p = -2p_e A^{-2r}, \qquad (23)$$

где  $p_c = p_c(t)$  — давление в центре конфигурации.

## О. В. КРАВЦОВ

С учетом (23) из уравнения (21) следует, что мегнитное поле должко иметь вид

$$\dot{H} = Q(t) \, \dot{r}, \tag{24}$$

где матрицу Q(t) предстоит найти.

3. Уравнение для магнитного поля. Для определения матрицы Q(t) получим матричную форму уравнения вмороженности (19). Подставляя в (19) выражение (24) и учитывая (15), найдем, что условие вмороженности магнитного поля приводится к виду

$$\frac{dq}{dt} = Cq - qC, \qquad (25)$$

вдесь  $q \equiv Q/p$ . Общее решение уравнения (25) имеет вид  $q(t) = Yq(0) Y^{-1}$ , где матрица Y удовлетворяет уравнению

$$\frac{dY}{dt} = CY, \quad Y(0) = I. \tag{26}$$

Произведя замену Y = AZ, где  $Z(0) = A^{-1}(0)$ , получим  $\frac{dZ}{dt} = BZ$ , здесь  $B = A^{-1}CA - A^{-1}\frac{dA}{dt} = \Lambda$ , где мы учли явный вид матрицы C. Решение уравнения  $\frac{dZ}{dt} = \Lambda Z$  с использованием уравнения (10) не составляет труда и имеет вид  $Z = SA_0^{-1}$ . Возвращаясь к матрице Q магнитного поля, получаем окончательно

$$Q(t) = \frac{\rho}{\rho_0} AS(A_0^{-1} Q_0 A_0) S^+ A^{-1}, \qquad (27)$$

где р<sub>в</sub> = р (0). Для выполнения условия (22) на границе эллипсоида элементы матрицы Q должны удовлетворять соотношению

$$Q_{ij} = -\left(\frac{a_i}{a_j}\right)^2 Q_{ji}.$$
 (28)

При этом  $Q_{ii} = 0$ , и уравнение (4), требующее, чтобы  $\sum_{i=1}^{3} Q_{ii} = 0$  удовлетворяется тождественно.

Введем постоянную матрицу  $D_0 = \frac{1}{\rho_0} A_0^{-1} Q_0 A_0$ . Легко проверить, что в силу (28)  $D_0$  является антисимметричной матрицей. Для дальней-

608

шего оказывается удобным выразить матрицу  $D_0$  через стационарные значения  $\Lambda$ -матрицы  $\Lambda_s = \text{const. B}$  этом случае уравнение (10) имеет решение [9]

$$S = e^{\Lambda_s t} \cdot S(0) = e^{\Lambda_s t} . \tag{29}$$

Подставим (29) в выражение (27) и потребуем постоянства Q, поскольку для стационарного поля  $\frac{dQ}{dt} = 0$ ,

$$Q = \mu A e^{\Lambda_s t} \cdot D_0 e^{-\Lambda_s t} A^{-1} = \text{const.}$$

Это условие выполняется только для коммутирующих матриц  $D_0$  н  $\Lambda_s: D_0\Lambda_s = \Lambda_s D_0$ . Ввиду антисимметрии этих матриц полученный вывод означает, как легко показать, что  $D_0 = \gamma \Lambda_s$ , где  $\gamma$  — скалярная константа. В итоге приходим к формуле

$$Q(t) = \gamma \rho A S \Lambda_{\mu} S^{+} A^{-1}$$
(30)

и, наконец,

$$H = Qr = \gamma \rho A S \Lambda_s S^+ A^{-1} r.$$
(31)

Наличие «координатной» матрицы S в выражении (31) физически оправдано — линии поля вморожены в среду и следуют за частицами среды.

4. Раврешимость задачи Дирихле. Подставляя выражения для давления (23) и магнитного поля (24) в уравнение (21) и записывая его в явной форме, приводим его к виду

$$\frac{d^{2}A}{dt^{2}} + \frac{d}{dt}(A\Lambda - \Omega A) + \frac{dA}{dt}\Lambda - \Omega \frac{dA}{dt} + A\Lambda^{2} + \Omega^{2}A - 2\Omega A\Lambda = -2\pi G\rho \Phi A + 2\frac{p_{\epsilon}}{\rho}A^{-1} + \frac{1}{4\pi\rho}(Q - Q^{+})QA, \qquad (32)$$

где Q(t) определяется выражением (30). Уравнение (32) вместе с уравнением (10) и условием (13) представляют собой систему 19 уравнений для 19 неизвестных —  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $p_c$ , шести компонентов векторов  $\vec{\omega}$  и  $\vec{\lambda}$  ( $\omega_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ike} \Omega_{ke}$ ,  $\lambda_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ike} \Lambda_{ke}$ ) и девяти компонентов матрицы S.

Таким образом, замкнутая система уравнений магнитогидродинамики для задачи Дирихле приводит к совместной системе уравнений, достаточ---
#### О. В. КРАВЦОВ

ных (вместе с начальными условиями) для получения решений. Тем самым доказана принципиальная разрешимость задачи Дирихле для объектов с магнитным полем.

5. Взаимосвязь магнитного поля и поля скоростей. Выражение (14) описывает нестационарное поле скоростей, которое представляет собой суперпозицию скорости расширения с компонентами  $\frac{1}{a_i} \frac{da_i}{dt} x_i$  и одно-родного вихревого движения с компонентами вихря

$$\xi_k = -\frac{a_i^2 + a_j^2}{a_i a_j} \lambda_k \qquad (i \neq j \neq k). \tag{33}$$

Сравнивая формулы (14) и (31), видим, что в нестационарном случае поля  $\vec{v}$  и  $\vec{H}$  неколлинеарны и следовательно существует макроскопическое электрическое поле, определяемое выражением (7):

$$\vec{E} = \frac{1}{c} (\vec{Qr}) \times (\vec{Cr}), \quad E_{\alpha} = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} Q_{\beta\beta} C_{\gamma\beta} x_{j} x_{j}.$$

Легко видеть, что при установившемся движении влектрическое поле во вращающейся системе отсчета отсутствует. Действительно, в стационарном случае формулы (14) и (31) принимают вид

$$\vec{v} = (A\Lambda_{\bullet}A^{-1})\vec{r}, \quad \vec{H} = \gamma \rho (A\Lambda_{\bullet}A^{-1})\vec{r}, \quad (34)$$

то есть

$$\overline{H} = \gamma \rho v$$
 (35)

н поле Е тождественно равно нулю. Кроме того, электрический ток в соответствии с формулами (8) и (35) оказывается параллельным вектору завихренности

$$\vec{j} = \frac{c\gamma\rho}{4\pi}\vec{\xi} = \text{const.}$$
 (36)

(37)

Заметим, что вектор вихря с является параметром, через который в задаче Дирихле определяются характеристики системы. Компоненты скорости установившегося движения с помощью (33) выражаются через компоненты вихря

$$v_i = T_{ik} x_k,$$

где матрица T имеет вид ...

*#610* 

#### ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ. І



Движение, описываемое формулами (14) и (37), аксиально несимметрично. Ввиду соотношения (35) оказывается асимметричным и магнитное поле. Так, например, стационарное поле H для шара с внутренним движением с двумя компонентами вихря  $\bar{\xi} = (0, \xi_2, \xi_3) -$ случай, который в связи с теоремой Римана [2] будет интересовать нас далее, в сферических координатах ( $r, \theta, \varphi$ ) имеет вид

$$H_r = 0, \ H_{\theta} = \frac{1}{2} \operatorname{vpr} \xi_s \cos \varphi, \ H_{\varphi} = \frac{1}{2} \operatorname{vpr} (\xi_s \cos \theta - \xi_s \cos \theta \sin \varphi).$$
(38)

Отсутствие аксиальной симметрии магнитного поля означает, что стационарное во вращающейся системе отсчета поле будет нестационарным относительно инерциальной системы отсчета.

6. Теорема Дедекинда для конфигураций с магнитным полем. Суть теоремы Дедекинда в следующем: если существуют конфигурации, в которых движение удовлетворяет условиям задачи Дирихле при данных матрицах  $A, \Omega, \Lambda$ , то при той же матрице A могут существовать и конфигурации с движением, в котором матрицы  $\Omega$  и  $\Lambda$  поменялись ролями. Фигуры равновесия, отвечающие условиям теоремы Дедекинда, называют сопряженными [2]. В справедливости теоремы Дедекинда в гидродинамической теории легко убедиться, рассматривая уравнение движения (32) без магнитного поля. Если транспонировать это уравнение и поменять ролями матрицы  $\Omega$  и  $\Lambda$  (и, следовательно, L и S в выражениях (9) и (10)), то вернемся к исходному уравнению.

Рассмотрим теперь, какие ограничения накладывает магнитное поле. Можно указать два случая выполнения условий теоремы Дедекинда.

1) Член, отвечающий магнитной силе в уравнении (32), имеет вид

$$F = \frac{1}{4\pi\rho} (Q - Q^{+}) QA = \frac{\rho \gamma^{2}}{4\pi} (AS\Lambda, S^{+}A^{-1} + A^{-1}S\Lambda, S^{+}A) AS\Lambda, S^{+}.$$
(39)

Если удовлетворяются равенства

$$fLQ_{*}L^{+} = \rho_{\Upsilon}A(S\Lambda_{*}S^{+})A^{-1} + \rho_{\Upsilon}A^{-1}(.S\Lambda_{*}S^{+})A,$$
(40)

$$f^*S\Lambda_*S^+ = \rho \gamma^*A (L\Omega_*L^+) A^{-1} + \rho \gamma^*A^{-1} (L\Omega_*L^+) A, \qquad (40a)^{-1}$$

то теорема Дедекинда справедлива. Здесь  $\Omega_s = \text{const} - \text{стационарное}$  значение матрицы  $\Omega$ , f = const - коэффициент пропорциональности,  $f^*$  и  $\gamma^*$  соответствуют сопряженным конфигурациям. Действительно, при этом

$$F = \frac{\alpha}{4\pi} (L\Omega_s L^+) A \ (S\Lambda_s S^+),$$

$$F^+ = \frac{\alpha}{4\pi} (S\Lambda_s S^+) A \ (L\Omega_s L^+),$$
(41).

и при смене ролей матриц  $\Lambda$ ,  $S \leftrightarrow \Omega$ , L эти выражения переходят друг в друга. Причем,  $\gamma f = \gamma^* f^* = \alpha$ . Естественно, что условия (40) накладывают сильное ограничение на типы движений, допускающих сопряженные конфигурации. Так, дифференцируя по времени выражение (40) и используя (9), нетрудно проверить, что условие (40) требует, чтобы матрица  $W = f\Omega(L\Omega_*L^+) - CQ + QC$  была симметричной. В стационарном случае из (40) следует коллинеарность векторов  $\omega$  и с. В этом можно убедиться, если ввести антисимметричную матрицу  $\Xi_{ij} = \epsilon_{ijk} \epsilon_{ijk}$ , которая ввиду (33) имеет вид

$$\Xi = - (A\Lambda A^{-1} + A^{-1}\Lambda A).$$

С учетом этого соотношения условия (40) в стацисигрном случае запи--шутся в форме

$$f \Omega_s = -\gamma \rho \Xi_{\Lambda} = \gamma \rho \left( A \Lambda_s A^{-1} + A^{-1} \Lambda_s A \right),$$
  
$$f^* \Lambda_s = -\gamma^* \rho \Xi_{\Omega} = \gamma^* \rho \left( A \Omega_s A^{-1} + A^{-1} \Omega_s A \right),$$

что и означает коллинеарность векторов ξ и ω (ξ и λ, соответственно).

2) Теорема Дедекинда будет выполнена и для такого типа движений, при котором вектор  $\lambda$ , изменяясь по величине, в течение всего времени движения параллелен дуальному вектору матрицы  $D_0 = \frac{1}{P_0} A_0^{-1} Q_0 A_0$  в (27). В втом случае можно положить  $SD_0S^+ = b(t) \Lambda(t)$ , где b(t) - cкалярная функция. Тогда  $Q(t) = p b A \Lambda A^{-1}$ ,

$$F = -\frac{pb^{*}}{4\pi} \Xi A \Lambda, \quad F^{+} = -\frac{rb^{*}}{4\pi} \Lambda A \Xi, \quad (42).$$

#### ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ. І

и мы удовлетворим теореме Дедекинда, если положим  $f\Omega = \Xi$ , то есть  $\xi$ 

параллелен . Поскольку эта параллельность сохраняется и в стационарном случае, то приходим к выводу, что обе рассмотренные ситуации совпадают при установившемся движении.

Заметим, что фигуры равновесия с внутренними движениями, пои которых векторы є и ш коллинеарны, называют S-эллипсоидами Римана [2]. Таким образом приходим к заключению, что МГД-система уравнений гравитирующих конфигураций допускает нетривиальные сопряженные конфигурации только типа S-эллипсоидов Римана.

7. Граничные условия. Мы не конкретизировали рассматриваемую конфигурацию — это может быть любой объект с электрическими токами и крупномасштабными внутренними движениями, который на некотором этапе его эволюции можно приближенно описать исследуемой моделью. С целью приблизить задачу к реальности положим, что объект окружен не вакуумом, а атмосферой низкой плотности с электрическими токами и полем, описываемым уразнением

$$\nabla \times H = kH, \quad k = \text{const.}$$
 (43)

На реальность такой ситуации обращал внимание С. Чандрасекар [10]. Итак, мы учитызаем электрические токи и поле окружающей среды, в остальном же — считаем ее вакуумом

$$\rho_2 = p_2 = v_2 = 0. \tag{44}$$

Поле, удовлетворяющее уравнению (43), имеет две границы — с объектом « с вакуумом, где оно должно сшиваться с потенциальным полем.

Прежде чем записать граничные условия задачи, проанализируем роль влектрического тока. Как видно из формул (8) и (31), плотность то-

ка j(t) однородна. Это с неизбежностью приводит к наличию токового слоя на поверхности и больших магнитных сил, действующих на этот слой. В связи с тем, что токовый слой имеет незначительную толщину, действие на него любых других сил по сравнению с амперовскими пренебрежимо мало. Отсюда следует. что для равновесия токового слоя на поверхности объекта необходимо, чтобы силы, действующие на него со стороны внутреннего и внешнего магнитных полей, компенсировали друг друга. Выполнение такого условия означает, что при переходе через границу  $\Sigma$  эллипсоида модуль вектора магнитного поля не должен изменяться

$$|H_1| = |H_2| \text{ Ha } \Sigma. \tag{45}$$

Таким образом, мы имеем дело с разрывом, который можно назвать тангенциально-вращательным [7].

#### О. В. КРАВЦОВ

Будем рассматривать поверхность разрыва (границу  $\Sigma$  эллипсоида) в системе координат, в которой она покоится. Учитывая (12), (43—45) и используя законы сохранения и уравнения Максвелла, получаем на границе  $\Sigma$  эллипсоида с бессиловой магнитосферой следующую систему граничных условий:

$$v_{n1} = v_{n2} = H_{n1} = H_{n2} = 0, \qquad (46.1)$$

$$p_1 = 0, |H_{\tau 1}| = |H_{\tau 2}|,$$
 (46.2)

$$n \cdot \boldsymbol{v}_{\tau 1} \times \boldsymbol{H}_{\tau 1} = 4\pi c \sigma, \qquad (46.3)$$

$$\vec{i} = \frac{c}{4\pi} \vec{n} \times (\vec{H}_{2} - \vec{H}_{1}),$$
 (46.4)

$$j_{n1} = \vec{\nabla}_2 \cdot \vec{i} + \frac{d\sigma}{di} \cdot (46.5)$$

Здесь n — единичный вектор нормали к поверхности вллипсоида, индекс «1» относится к вллипсоиду,  $\sigma$  — поверхностный заряд, i — плотность поверхностного тока. Двумерная дивергенция поверхностного тока  $\nabla_{x}$  iв (46.5) определяется ковариантными производными от компонентов этого тока в коиволинейных координатах поверхности вллипсоида.

В стационарном случае, который везде далее мы рассматриваем, условие (46.3) исчезает, в силу (35), а (46.5) принимает вид

$$j_{n1} = \nabla_{\Sigma} \cdot i. \tag{47}$$

Заметим, что условие (47) не накладывает никаких ограничений на характер внешнего поля. Учитывая (46.4), нетрудно убедиться, что (47) сводится к равенству

$$\vec{n} \nabla \times \vec{H}_{s} = 0,$$

которое удовлетворяется в силу условия (46.1) и уравнения (43).

8. Внешнее магнитное поле. Граничные условия задачи предъявляют специфические требования к ориентации внешнего магнитного поля на поверхности вллипсоида. Так как  $H_n = 0$  на границе, будем опускать индекс т у тангенциальных компонентов поля и обозначать H' и  $H^{\bullet}$  — внутреннее и внешнее поля соответственно. Пусть поверхность вллипсоида является координатной поверхностью  $v_1 = \text{const}$  ортогональной криволинейной системы координат  $\{v_k\}$ . Тогда

$$e_1 = n$$
,  $H' = H_2 e_2 + H_3 e_3$ ,  $H' = h_2 e_2 + h_3 e_3$ ,

#### ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ. І

где  $\{e_k\}$  — базисные векторы системы координат,  $h_2$ ,  $h_3$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  — компоненты внутреннего (известного нам) и, соответственно, внешнего полей в криволинейных координатах поверхности. Введем в проекции на касательную к поверхности эллипсоида плоскость угол  $\beta =$ = (H, H). Используя условия (46.2), с помощью элементарных выкладок получаем

$$H_2^{*} = h_2 \cos\beta \pm h_3 \sin\beta, \quad H_3^{*} = h_3 \cos\beta \mp h_2 \sin\beta.$$
 (48)

В силу (46.2) равенства (48) справедливы только в том случае, если  $h_2 = h_3$ . Поскольку в соответствии с формулами (35) и (37) внутреннее поле имеет вид  $H_k = \gamma \rho T_{ki} x_i$ , то нетрудно убедиться в том, что соотношение  $h_2 = h_3|_{\Sigma}$  не выполняется ни при каких условиях, совместимых с постановкой задачи. Остается единственная возможность: при переходе через токовый слой вектор напряженности H поворачивается так, что на внешней поверхности слоя остается лишь один компонент поля. Пусть, например,  $H_3 = 0$ ,  $H_2^e \neq 0$ . Тогда  $tg\beta = = i \pm \frac{h_3}{h_3}$  и  $H^e = \pm e_2 \sqrt{h_3^2 + h_2^2}$  (ввиду (46.2)). Поверхностный ток в. соответствии с формулой (46.4) имеет вид

$$\vec{i} = \frac{c}{4\pi} \vec{n} \times (\vec{H}^* - \vec{H}^{'}) = \frac{c}{4\pi} (h_3 \vec{e_2} - (h_2 \mp \sqrt{h_3^2 + h_2^2}) \vec{e_3}).$$
(49)

Следует отметить, что в общем случае  $\beta = \beta(\nu_2, \nu_3) \neq \text{const.}$  Угол  $\beta$ может быть постоянным лишь в том случае, когда на поверхности отличен от нуля только один компонент внутреннего поля, при этом  $\beta = \pm \frac{\pi}{2} \cdot \Im$ то, в частности, означает, что тороидальное внутреннееполе при переходе через токовый слой становится полоидальным.

Если полагать, что объект окружен вакуумом, а не атмосферой, то,

коль скоро поверхностный ток нами найден, можно считать, что задача определения внешнего магнитного поля в принципе решена, поскольку его можно найти прямым интегрированием по закону Био—Савара,

$$\vec{H}^{e}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \int_{\vec{\nu}} \frac{\vec{j}' \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^{3}} d\tau' + \frac{1}{c} \bigoplus_{\Sigma} \frac{\vec{i}' \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^{3}} d\Sigma'.$$
(50)

В формулу (50) следует подставить выражения (36) и (49). Но такой подход практически мало удобен и, что важно, физически менее реален. Поэтому обратимся к решению уравнения (43). Как известно, с помощью

представления поля в виде суммы тороидального и полоидального компонентов, это уравнение сводится к уравнению Гельмгольца [11]

$$(\nabla^2 + k^3) \Pi = 0, \tag{51}$$

где функция II (r, θ, φ) определяет (в сферической системе координат) компоненты поля

$$H_r = -\frac{1}{r^* \sin \theta} \frac{\partial \chi}{\partial \theta}, \quad H_0 = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \chi}{\partial r}, \quad H_{\varphi} = -k \frac{\partial \Pi}{\partial \theta}, \quad (52)$$

здесь  $\chi = -r \sin \theta \frac{\partial \Pi}{\partial \theta}$ , k = const. Общее решение уравнения (51) пред-

ставляет собой сумму гармоник вида

$$\Pi \sim A_n r^{-1/2} J_{n+1/2}(kr) \Pi_n(\theta, \varphi), \quad (n = 1, 2, ...)$$
(53)

где

$$\Pi_n(\theta, \varphi) = \sum_m A_n^m P_n^m(\cos \varphi) e^{im\varphi}$$

при обычном смысле обозначений.

На поверхности эллипсоида два компонента  $H_r$  и  $H_r$  поля (52), определяемого решением (53), обращаются в нуль, как это и требуется граничными условиями. При этом константа k является корнем функции Бесселя  $J_{n+1/2}(kX) = 0$ . Поскольку нижняя граница бессиловой магнитосферы несферическая, то в качестве приемлемого приближения можно положить  $X=a_1$ , где  $a_1$ — наибольшая полуось эллипсоида, или же взять в качестве X корень квадратный из усредненного по телесному углу квадрата радиуса-вектора поверхности эллипсоида.

Решение (53) на внешней границе атмосферы сшивается с потенциальным полем  $H = -\nabla \psi$ , где [11]  $\psi = \sum D_n \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} \Pi_n(\theta, \varphi).$ 

Тем самым процедура определения поля завершается. Например, магнитное поле сферы радиуса  $R_0$ , с внутренним вихревым движением  $\vdots$  (0, 0,  $\xi$ ), имеет на границе, согласно (39), только один азимутальный компонент. Поэтому угол  $\beta = \frac{\pi}{2}$ , и поле, проходя токовый слой, превращается в полоидальное (на границе) с компонентом  $H_0^* = \frac{1}{2}$  тр $\xi R_0 \sin \theta$ . При этом решение (53) принимает вид

$$\Pi = - \gamma \rho \xi k^{-1} (2\pi)^{-1/2} R_0^{3/2} \int_{5/2}^{-1} (kR_0) \frac{1}{r} \left( \frac{\sin kr}{r} - \cos kr \right) \cos \theta,$$

#### ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ. І

где k есть корень уравнения  $J_{3/2}(kR_0) = 0$ , а компоненты поля находятся согласно формулам (52). Линии полей показаны на рис. 1.



Рис. 1. Ливии токов и полей сферлиеской конфигурации. Завихренность 5 параллольна оси вращения. Объемные токи *j* параллельны с и замыкаются через поверхностные токи на сфере  $i = i_0 \cdot _0 + i_5 \cdot _6$ . Магнетный момент  $\mu = \frac{1}{8} \gamma R^4$ ; создается поверхностными токами.  $H_i$  — внутреннее азимутальное поле, которое при переходе через токовый слой становится меридиональным (на поверхности). Линии  $H_i$  и поля скоростей v коллинеарны. На рисунке показана (в сечение) лишь дипольная составляющая бессилового магинтного поля  $H_i$  атмосферы.

9. Заключение. Рассмотрение задачи Дирихле для гравитирующих конфигураций с магнитным полем показывает принципиальную разрешимость этой задачи в рамках магнитогидродинамики. Этот вывод открывает возможность исследования серии эллипсоидальных фигур равновесия с магнитными полями и крупномасштабными внутренними движениями. Обычно конфигурации с магнитным полем исследуются в случае аксиально-симметричного поля (см. ссылки в [12]). В настоящей работе рассмотрена си-

13-371

туации, когда магнитные поля могут быть аксиально несимметричными, а сами объекты находятся под действнем непотенциальных магнитных сил. Как показано в статье, вопрос о характере магнитного поля внутри и вне стационарной конфигурации решается до конца. Причем обнаружено, что направление поля может резко измениться при переходе через границу вллипсоида. Наконец, анализ задачи Дирихле в рамках МГД позволяет сделать одно общее замечание: заключение о возможности какой-либо формы равновесия в теории фигур равновесия с магнитным полем весьма критично по отношению к характеру граничных условий для магнитного воля. Повтому не имеет смысла говорить о той или иной форме конфигурации с магнитным полем без детального анализа граничных условий.

В развитие полученных результатов в следующей статье мы покажем, что МГД-уравнения равновесия допускают существование эллипсондов с крупномасштабными внутренними движениями, стационарных во вращающейся системе отсчета и нестационарных в ИСО.

Автор признателен профессору К. А. Пирагасу за интерес к работе и полезные обсуждения.

Кновский политехнический институт Вильнюсский государственный педагогический институт

# GRAVITATING CONFIGURATIONS WITH A MAGNETIC FIELD. I. THE DIRICHLET PROBLEM

#### O. V. KRAVTSOV,

It has been proved that the Dirichlet problem is in principle solvable and the conditions of existence of conjugated configurations have been determined (in terms of the Dedekind theorem) for objects with a magnetic field. We have investigated the role of the surface current and found expressions for the magnetic fields within and outside the configuration, which satisfy the conditions of the Dirichlet problem.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. S. Chandrasekhar, E. Fermi, Astrophys. J., 118, 116, 1953.
- 2. С. Чандрасскар, Эллипсовдальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
- 3. Дж. Серрин, Математические основы классической механики жидкости, ИЛ, М., 1963.
- 4. V. C. A. Ferraro, Astrophys. J., 119, 407, 1954.
- 5. G. Gjellestad, Astrophys. J., 126, 565, 1957.
- 6. О. И. Богоявленский, Докл. AH СССР, 276, 343, 1984.
- 7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, М., 1982.

#### ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ. І

- 8. Е. Schmutzer, В сб. "Гравитация", Наукова думка, Киев, 1972, стр. 232.
- 9. Р. Беллман, Введение з теорию матриц, Наука, М., 1969.
- 10. S. Chandrasekhar, Proc. Nat. Acad. Sci, USA, 42, 1, 1956.
- 11. Г. Моффет, Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, Мир, М., 1980.
- 12. N. P. Bondarenko, O. V. Krautsov, Astrophys. and Space Sci., 46, 341, 1977.
- 13. F. J. Dyson, J. Math. and Mech., 18, 91, 1968.
- 14. S. Y. Shieh, J. Math. Phys., 24, 2438, 1983.

# АСТРОФИЗИКА

TOM 24 .

ИЮНЬ, 1986

выпуск з

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 524.338.6

## К ВОПРОСУ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТ ЭВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ЭВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ

Задача восстановления функции распределения частот звездных вспышек в звездных агрегатах по хронологии наблюденных вспышек, поставленная В. А. Амбарцумяном [1], может быть решена в общем случае с использованием следующей формулы

$$n_r(\tau) = \sum_{k=r}^{\infty} n_k(1) C_k^r \tau^r (1-\tau)^{k-r}, \quad r = 0, 1, \dots.$$
 (1)

Эдесь т— текущее «условное» время наблюдений [1] — измеряемов количеством обнаруживаемых в агрегате вспышек (за единицу условного времени принято полное число вспышек, наблюденных в агрегате),  $n_r(\tau)$  количество эвезд, показавших за время т ровно r вспышек,  $C_k$ — число сочетаний из k элементов по r,  $n_k(1)$  — количество вспыхивающих звезд в агрегате, показавших на сегодняшний день ( $\tau = 1$ ) ровно k вспышек.

Формула (1) очевидным образом следует из вероятностных соображений из условия независимости друг от друга вспышек у отдельно взятой и у разных вспыхивающих звезд. Функция распределения вспыхивающих звезд по частотам вспышек при этом считается произвольной. Другой смысл формулы (1) отвечает аналитическому усреднению функция  $n_r(\tau)$ по всевозможным перестановкам наблюденных вспышек во времени, или, образно говоря, «перетасовкам» фотографических пластинок (в соответствии с условием о независимости вспышек друг от друга).

Наша формула (1) при r = 0 сводится к выражению

$$n(\tau) = \sum_{k=1}^{\infty} n_k (1) [1 - (1 - \tau)^k]$$
(2)

для количества вспыхивающих звезд в агрегате, обнаруженных к моменту времени т.

#### краткие сообщения

В приводимой ниже таблице даются «исправленные» наблюдательные значения  $n(\tau)$ , вычисленные по формуле (2) — для Плеяд, Ориона и области ТОТ по данным  $n_k$  (1), заимствованным из работ [2—4]. С удивительной точностью эти данные аппроксимируются наложением двух пуассоновских процессов для Плеяд:

$$n(\tau) = N_1(1 - e^{-\nu_1 \tau}) + N_2(1 - e^{-\nu_2 \tau})$$
(3)

со значениями  $N_1 = 670$ ,  $v_1 = 1.1$ ,  $N_2 = 60$ ,  $v_3 = 9$ , и только одним пуассоновским процессом

$$n(\tau) = N(1 - e^{-\nu\tau}) \tag{4}$$

со значениями N = 1250, v = 0.49 - для Ориона и N = 330, v = 0.37 - для области ТОТ.

Таблица

«ИСПРАВЛЕННЫЕ» НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ (1) И .ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ (2) ЗНАЧЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД, ОБНАРУЖЕННЫХ К МОМЕНТУ «УСЛОВНОГО» ВРЕМЕНИ НАБЛЮДЕНИИ т

τ.		0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
Плеяды	1 2	0	109 109	190 188	253 250	305 303	350 350	390 391	425 427	458 460	487 489	515 515
Оркон	12	0	62 60	120 117	174 171	225 223	274 272	320 318	364 363	406 405	446 446	484 484
тот	1 2	0	12 12	23 23	34 34	45 45	55 55	65 65	' 75 75	84 84	93 93	102 102

Мы заключаем, что частоты вспышек у всех вспыхивающих звезд з Орионе почти однаковы (для ТОТ данные представляются скудными), а в Плеядах существуют две группы, состоящие из 670 и 60 вспыхивающих звезд с частотами вспышек, отличающимися почти на порядок (но внутри каждой группы частота вспышек всех звезд примерно одинакова и отвечлет, соответственно, 3000 и 300 часам на вспышку). Полное число вспыхавающих эвезд в Плеядах, следовательно, близко, но меньше 750, в Орионе — 1250, в ТОТ — 350.

Безусловно, статистическая надежность нашего заключения, основанного на анализе данных о текущем количестве вспыхивающих звезд  $n(\tau)$ , гораздо выше, чем результатов анализа величин  $n_1(\tau)$  и  $n_2(\tau)$ , а тем более, и анализа только величин  $n_1(1)$ .

Другой подход к решению обратной задачи определения функции распределения частот звездных вспышек на основе формулы (1) будет развит в последующих работах автора и А. Л. Мирзояна.

#### КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

On the Distribution of the Frequency of Stellar Flares in Stellar Aggregates. The analytic time-representation of the multiplicity of flares in stellar aggregates based on observational data at present is given under the condition of independency of flares from each other. They are exactly approximated by two "Poisson" groups with stars in each of them having the same frequency:  $N_1 = 670$ ,  $v_1 = 1.1$  flares at all observational time,  $N_2 = 60$ .  $v_2 = 9$ —for Pleiades, and by one Poisson process with N = 1250, v = 0.49—for Orion, N = 330, v = 0.37—for the Dark Nebulae of Taurus.

The total number of flare stars in the Pleiades is nearly equal or less than 750.

12 MAR 1986

Бюраканская астрофизическая обсерватория

М. А. МНАЦАКАНЯН

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. В. А. Амбарцумян, Астрофязника, 14, 367, 1978.

2. G. Haro, E. Chavira, G. Gonzales, Bul. Inst. Tonantzintla, 3, No. 1, 3, 1982.

3. Р. Ш. Наувлишвили, Частное сообщение.

4. А. С. Ходжаев, Астрофизика, 24, 65, 1986.

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 24, 1986 год

Абрания М. Г. Михайлова Е. А., Морозов А. Г. Волны большой амплитулы в	
газовом диске. І. Стационарные периодические волны	167
Аджян Г. С., Вартанян Ю. Л. О наблюдательных проявлениях пионных звезд.	301
Аколян С. А. Две кометарные туманности.	203
Алавердян Г.Б. (см. Вартанян Ю. Л.).	<b>42</b> 0
Аллахвердиев А. О., Гусейнов О. Х., Касумов Ф. К. Новый эффект селекции при статистических исследованиях остатков сверхновых эвезд	97
Аллахвердиев А. О., Гусейнов О. Х., Касумов Ф. К. Существует ли $\Sigma(D)$ -зави- симость для остатков сверхновых звезд?	397
Амбарян В. В. (см. Мирзоян Л. В.).	257
Анареасян Н. К., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование NGC 4922	17
Андреасян Р. Р. Исследование вопроса о наличии крупномасштабной анизотропия в метагалактическом пространстве	363
Афанасьев В. Л., Дорошенко В. Т., Геребиж В. Ю. Распределение поверхностной яркости в галактиках Сейферта. І. Выборка. Результаты сканирования.	333
Афанасьев В. Л., Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. Распределение поверхностной яркости в галактиках Сейферта. II. Мультиапертурная фотометрия	425-
Белецкий Ю. А., Бугрий А. И., Трушевский А. А. О зависимости барионной асим- метрин Вселевной от уравнения состояния	179
Бугрий А. И. (см. Белецкий Ю. А.) . Буренков А. Н., Хачикян Э. Е. Спектрофотомеприческое исследование галактики	179
NGC 3353	349
Варданян Р. С. Точечный источник в бесконечной стохистической среде	549
Вартанян Ю. Л., Алаверяян Г. Б. Максимальная масса пновных звезя	420
Вартанян Ю. Л. (см. Аджян Г. С.).	301
Волков Е. В. Равновесие газа в поле тяготения сD-галактик	. 57
Волков Е. В. Условие существования охлаждающегося течения в галактиках	477

### АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Вощинников Н. В., Ильин А. Е., Ильин В. Б. Поглощение и поляризация света пылью в межавевдной среде: юривые межавездного поглощения	30 <b>7</b>
Вощинников Н. В., Ильин А. Е., Ильин В. Б. Поглощение и поляризация света	
пылью в межавездной среде. Межавездная линейная поляризация	523
Григорян Л. Ш., Саакян Г. С. О теории гравитации с учетом роля вакуума. I.	387
Гризорян Л. Ш., Саакян Г. С. О теории гравитации с учетом роли вакуума. II	591
Гусейнов О. Х. (см. Аллахверлиев А. О.).	97
Гусейнов О. Х. (см. Аллахверлиев А. О.)	397
Гюльбудалян А. Л., Родрилес А. Ф., Канто Х. Раднальные системы темных гло- бул в ассоциации Сер ОВ2.	201
Добродий О. А. (см. Липовецкий В. А.).	437
Дорошева Е. И., Насельский П. Д. «Релакты» ранней Вселенной и вторичная	567
	222
Дорошенко В. Г. (См. Афанасьев В. Л.).	222
Дорошенко В. Т. (см. Афанасьев В. Л.).	425
Ефинов Ю. С., Товмасян Г. Г., Шаховской Н. М. Пятяцветная фотометряя карли- ковой новой SS Aurigae	227
Ильин А. Е. (см. Вощинников Н. В.).	307
Ильин А. Е. (см. Вощинников Н. В.).	523
Ильин В. Б. (см. Вощинников Н. В.)	307
Ильин В. Б. (см. Вощинников Н. В.).	523
Иыэвээр М. М. Дефицит нормальных вллиптических галактик среди галактик Маркаряна	25
Каллоглян А. Т., Кандалян Р. А. О радноизлучении ядор голоктик с перемычкой.	47
Кандалян Р. А. (см. Каллоглян А. Т.).	47
Канто Х. (см. Гюльбудагян А. Л.)	201
Касумов Ф. К. (см. Аллахвердиев А. О.).	97
Касумов Ф. К. (см. Аллахвердиев А. О.).	397
Ковальчук Г. У. О квазипериодической микропеременности V 351 Ori	213
Комберг Б. В. Возможная роль карликовых галактик и шаровых скоплений в фор- мировании линий поглощения L « и 21 см в спектрах далеких КЗО	321
Кравцов О. В. Гравитизрующие ковфитурации с магнитизми полем. Ј. Задача Дирикле	603
Крайчева Э. Т., Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р. Эволюция тесных двойных звезд	
в предположении о потере ими момента посредством малиятного звездного ветов.	287

626

Леэлярв Л. (см. Лууд Л.)	<b>2</b> 65
Анповецкий В. А., Шаповалова А. И., Добродий О. А. Исследование контуров ярких эмиссионных линий в ядре сейфертовской галактики Маркарян 533.	437
Луул Л., Левяярв Л. Свойства холодных компонентов скибнотических звезд.	265
Малков Е. А. К вопросу об устойчивости сферического коллапса бесстолкнови- тельных гравитирующих свстем	377
Малков Е. А. Устойчивость пульсирующей, вращающейся модели звездной системы	416
Малов И. Ф. Об углах между ссью магнитного диполя и осью вращения в пульсарах	507 <sup>.</sup>
Малых С. А., Орлов В. В. Статистическое исследование структуры наблюдаемых кратных систем. 1. Компактные группы галактик	445
Мелик-Алавердян Ю. К. Ослабление блеска звезд типа RCB: модельные расчеты.	79
Мирвоян Л. В., Амбарян В. В. О связи Н II-областей с молекулярными облаками Галактики	257
Михайлова Е. А. (см. Абрамян М. Г.)	167
Мнацаканян М. А. К вопросу о распределении частот эвездных волышек в звезд-	
ных агрегатах.	621
Мовсисян А. Г. (см. Седракян Д. М.).	279
Моровов А. Г., Хоперсков А. В. Каким должен быть градиент дисперсии радиаль- ных скоростей эвеэд в дисках галактик?	467
Морозов А. Г. (см. Абрамян М. Г.).	167 <sup>-</sup>
Насельский П. Д. (см. Дорошева Е. И.).	561
Нерсисян С. Е., Озанесян Р. Х. Спектрофотометрия углеродных эвезд. III. Моле- кулярные полосы поглощения: колячественный аналяз	245.
Никогосян А. Г. Статистическое описание поля излучения на основе принципа	
инвариантности. III. Среднее время пребывания фотона в рассеявающей соеде	149
Нинкович С. К оценке орбитального эксцентриситета.	411
Оленесян Р. Х. (см. Нерсисян С. Е.).	245
<b>Орлов В. В. (см. Малых С. А.)</b>	445
Парсамян Э. С., Погосян Г. А. О характере переменности TZ Ori	239
Петросян А. Р., Туратто М., Хачикян Э. Е. Исследование галактики Маркарян 306 Петросян А. Р. (см. Туратто М.).	5. 205.
Погодин М. А. Профили бальмеровских линий в спектрах Ае/Ве-эвезд	491
Погосян Г. А. (см. Парсанян Э. С.)	239
Решетников В. П. Функция светимости сейфортовских галактик	33:
Родригес А. Ф. (см. Гюльбудагян А. Л.)	201

627

### АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Саакян Г. С. (см. Григорян Л. Ш.)	387
Саакян Г. С. (см. Гризорян Л. Ш.).	591
Седракян Д. М., Мовсисян А. Г. Магнитные моменты нейтронных звезд с разны- ми уравнениями состояния.	279
Сучков Ал. А., Щекинов Ю. А. О свойствах газа в галактическом гало	123
Теребиж В. Ю. (см. Афанасьев В. Л.)	333
Теребиж В. Ю. (см. Афанасьев В. Л.)	425
Товмасян Г. Г. (см. Ефимов Ю. С.).	227
Грушевский А. А. (см. Белецкий Ю. А.).	179
7 уратто М., Петросян А. Р. Пересмотренные значоння лучевых скоростей 12 близ- ких скоплений Цвикки	205
Туратто М. (см. Петросян А. Р.)	5
Тутуков А. В., Фелорова А. В., Эргма Э. В., Юнгельсон Л. Р. Эволюция тесных двойных звезд малых масс с потерей орбитального момента	85
Тутуков А.В (см. Крайчева Э.Т.)	287
·Фесенко Б. И. Парадокс распределения скоплении галактих	453
Федорова А. В. (см. Тутуков А. В.).	85
Фокин А. Б. Исследование резонансов в моделях цефенд II типа населения	109
Франциан Ю. Л. Потеря массы звездами на стадии асимптотической ветви гигантов.	131
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.).	5
Хачикян Э. Е. (см. Андреасян Н. К.).	17
Хачикян Э. Е. (см. Буренков А.Н.)	349
Херсонский В. К. Нагрев первичного газа реликтовым излучением при наличия	
молекулярного водорода.	191
лоджаев А. С. Рісследованне вспыхивающих звезд в области тельца	00
лоперсков А. Б. (см. 17 орозов А. Г.)	467
Шаповалова А. И. (см. Липовецкий В. А.)	437
	223
ления III	579
Эріма Э. В. (см. Тутуков А. В.).	85
Юнгельсон Л. Р. (см. Тутуков А. В.).	. 85
Юнгельсон Л. Р. (см. Крайчсва З. Т.).	287
Яновицкий Э. Г. Рассевние света в многослойных атмосферах. П. Залача Милиа.	535

# СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 24, 1986 год

Выпуск І

Исследование галактики Мархарян 306	5
A. F. HEIDUCAN, M. I Spullo, O. D. AUNGANA	,
Спектрофотомстрическое исследование NGC 4922	
Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян	17
Лефиинт нормальных эллиптических галактик среди галактик Маркарина	
М. М. Йыэвээр	25
Функция светимости сейфортовских галактик В. П. Решетников	33
О радиоизлучении ядер галактях с перемычкой	
А. Т. Каллозлян, Р. А. Кандалян	47
Равновесие газа в поле тяготения сD-галактик	57
Исследование вспыхивающих звезд в области Тельца А. С. Ходжаев	65
Ослабление блеска звезд типа RCB: модельные расчеты	
Ю. К. Мелик-Алавердян	79
Эволюшия тесных ввойных звезя малых масс с потерей орбитального можента	
А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эргма, Л. Р. Юнгельсон	85
Новый эффект селекции при статистических исследованиях остатков сверхновых	
эвсэд А. О. Аллахвердиев, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов	97
Исследование резонансов в моделях цефенд II типа населения А. Б. Фокин	109
О свойствах газа в галахтическом гало Ал. А. Сучков, Ю. А. Щекинов	123
Потеря массы звездами на стадии асимптотической встви гигантов	
Ю. Л. Франуман	131
Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности.	
III. Среднее время пребывањия фотона в рассенвающей среде	
А. Г. Никогосян	149
Волны большой выплитулы в газовом вноке.	

М. Г. Абрамян, Е. А. Михайлова, А: Г. Морозов 167

содержание

О зависныости барионной аснаметрии Вселенной от уравнения состояния Ю. А. Белецкий, А. И. Бугрий, А. А. Трушевский	1 <b>7</b> 9
Натрев первичного газа реликтовым излучением при наличин молекулярного водорода	19 ľ
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Радиальные системы темных глобул в ассоциации Сер ОВ2 А. Л. Гюльбудагии, Л. Ф. Родригес, Х. Канто	201
Две кометарные туманности	203
Пересмотренные значения лучевых скоростей 12 близких скоплений Цвикки М. Туратто, А. Р. Петросян	205
Выпусж 2	
О жвазипержодической микропеременности V 351 Огі Г.У. Ковальчук	213
Пятицветная фотометрия карликовой новой SS Aurigae Ю. С. Ефинов, Г. Г. Товмасян, Н. М. Шаховской	227
О характере переменности ТZ Огі Э. С. Парсамян, Г. А. Полосян	239
Спектрофотомстрия углеродных звезд. III. Молекулярные полосы поглощения: количественный анализ	245
Свойства холодных компонентов симбиотических звезд	
Л. Луул, Л. Левдярь	257
О связи Н II-областей с молекулярными облаками Галектики Л. В. Мирвоян, В. В. Амбарян	265
Магинтные моменты нейтронных эвезд с разными уравнениями состояния	
Д. М. Седракян, А. Г. Мовсисян	279
Эволюция тесных двойных эвезд в предположении о потере вым момента посредством магнитного звездного ветра	
З. Т. Крайчева, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсол	287
О наблюдательных проявлениях пионных звезд Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартанян	301
Поглощение и поляризвция света пылью в межавездной среде: юривые межавездного поглощения И. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин	307
Возможная роль карликовых галактик и шаровых скоплений в формировании ли- ний поглощения La и 21 см в спектрах далеких КЗО Б. В. Комберг	321
Распределение поверхностной яркооти в галактиках Сейферта. І. Выборка. Резуль- таты сканирования В. Л. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж	333
Спектрофотометрическое исследование галактики NGC 3353 А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян	349

630

# СОДЕРЖАНИЕ

Исследование вопроса о наличии крупномасштабной анизотропии в метагалак- тическом простражстве	362
К вопросу об устойчизости сферического коллапса бесстолиновительных грави- тирующих систем	377
О теория гравитации с учетом роли вакуума. І Л. Ш. Гризорян, Г. С. Саакян	387
Существует ли $\Sigma(D)$ -зазяскиссть для остатков сверхновых звезд? А. О. Аллахвердиев, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов	397
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
К оценке орбитального эксцентриситета С. Нинкович	411
Устойчивость пульокрующей, вращающейся модели звездной системы Е. А. Малков	416
Максимальная масса пионных звезя Ю. Л. Вартанян, Г. Б. Алавердян	<b>42</b> 0
Выпуск 3	
Распределение поверхностной яркости в галактиках Сейферта. II. Мультиапер- турная фотометрияВ. Л. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж	425
Исследование контуров ярких эмиссионных линий в ядре сейфертовской галак- тики Маркарян 533	
В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, О. А. Добродий	437
Статистическое исследовазние структуры наблюдаемых кратных систем. І. Ком- пактные группы галактикС. А. Малых, В. В. Орлов	445
Парадокс распределения скоплекий галактик Б. И. Фессико	453
Каким должен быть граднент дисперсии радиальных скоростей звезд в дисках галактик?	467
Условие существования охлаждающегося течения в галактиках	
Е. В. Волков	477
Профили бальмеровских линий в спектрах Ае/Ве-звезд М. А. Погодин	491
Об углах между осью маснитного диполя в осью вращения в пульсарах И. Ф. Малов	507
Поглощение и поляризация света пылью в межзвездной среде. Межзвездная ли- нейная поляризация Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин	523
Рассеяние света в многослойных атмосферах. II. Задача Милна	
Э. Г. Яновицкий	535
Точечный источных в бесконечной стохастической среде Р. С. Варданян	549
«Реликты» ранней Вселевной и вторичная ионизация догалактического вещества Е.И.Дорошева, П. Д. Насельский	561

# СОДЕРЖАНИЕ

Инфракрасное фоновое явлученые, создаваемое звездами населения III Ю. А. Щекиноз 579

О теории гравитации с учетом роли вакуума. II

Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян 591

Гравитирующие конфигурации с магнитным полем. І. Задача Дирихле О. В. Кравцов 603

### краткие сообщения

К вопросу о распределении частот звездных вслышек в звездных агрегатах М. А. Мнацаканян 621

# Number 1

Investigation of the galaxy Markarian 306	
A. K. Petrostan, m. Turatto, E. Te. K. Kachtkian	5-
Spectrophotometric investigation of NGC 4922 N. K. Andreassian, E. Ye. Khachikian	17-
A deficiency of normal elliptical galaxies among Markarian galaxies	
M. M. Jösveer	25
The luminosity function of Seyfert galaxies · · · · V. P. Reshetntkov	33-
On the radio emission of nuclea of barred galaxies A. T. Kalloghlian, R. A. Kandalian	47
Gas equilibrium in the gravitational field of cD galaxies · · E. V. Volkov	57
A study of flare stars in the Taurus region · · · · A. S. Hojaev	65
Brightness decrease of RCB stars: models calculations Yu. K. Melik-Alaverdian	<b>79</b> ⊦
Evolution of low-mass close binaries with orbital momentum losses A. V. Tutukov, A. V. Fedorova, E. V. Ergma, L. R. Yangelson	85-
New selection effect at statistical investigations of supernova remnants A. O. Allakhverdtyev, O. H. Guseinov, F. K. Kasumov	97
A study of resonances in Cepheid II models • • • • • • • A. B. Fokin	109
On the properties of the galactic Halo gas Al. A. Suchkov, Yu. A. Shchektnov	123-
Mass loss by stars on the asymptotic giant branch · · Yu. L. Frantsman	131
The statistical description of a radiation field on the basis of the invariance principle. II. The mean time of photon travel in the scattering medium A. G. Nikoghosstan	149
Strong nonlinear waves in gaseous disks. I. Stationary periodic waves M. G. Abramian, E. A. Mikhailova, A. G. Morozov	167 <sup>-</sup>
The dependence of baryon asymmetry of the Universe on the equation of state Yu. A. Beletsky, A. I. Bugrij, A. A. Trushevsky	179-
Heating of primordial gas by background radiation if molecular hydrogen is available	191

NOTES	
Radial systems of dark globules in the association Cep OB2	
A. L. Gulbudaghian, L. F. Rodrigues, J. Canto	201
Two cometary nebulae • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	203
Revised radial velocities for 12 near Zwicky clusters	205
	103
Number 2	
On the V 351 Ori quasiperiodic micro variability · · · G. U. Kovalchuck	213
UBVRI photometry of dwarf novae SS Aur Yu. S. Efimov, G. H. Tovmassian, N. M. Shakhovskoy	227
On the nature of variability of TZ Ori · E. S. Parsamtan, G. A. Pogostan	239
The spectrophotometry of carbon stars. III. Molecular absorption bands: quan- titative analysis • • • • S. E. Nersissian, R. Ch. Hovhanessian	245
On the connection of Hil-regions with molecular clouds of galaxy L. V. Mirzoyan, V. V. Ambartan	257
Characteristics of the cold components of symbiotic stars L. Luud, L. Leedjarv	265
The magnetic moments of neutron stars with various equations of state D. M. Sedraktan, A. H. Movstssian	279
Evolution of close binares under the assumption of momentum loss by magnetic stellar wind · · Z. T. Kratcheva, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson	287
About observational manifestation of Pion Stars G. S. Hajtan, Yu. L. Vartanlan	301
Light extinction and polarization by dust grains in the interstellar modium: the interstellar extinction curves	
N. V. Voshchinnikov, A. E. Il'in, V. B. Il'in	307
Possible role of dwarf gataxies and globular clusters in the formation of $L_{\alpha}$ and 21 cm absorption lines in the spectra of distant QSO	
B. V. Komberg	321
Surface brightness distributions in Seyfert galaxies. I. The sample. Results of scanning · · V. L. Afanas'ev, V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh	333
Spectrophotemetrical investigation of NGC 3353	
A. N. Burenkov, E. Ye. Khachiktan	349
The investigation of existence of largescale anisotropy in the metagalactic space R. R. Andreasstan	363
The stability of the spherical collapse of the collisionless gravitation systems <i>E. A. Malkov</i>	377
On the theory of gravitation taking into account the role of vacuum I. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian	387

٠.

Is there a Σ(D)-dependency for supernova remnants? A. O. Allakhverdiyev, O. H. Gussinov, F. K. Kasumov 397 NOTES On evaluating of the orbital eccentricity · · · · · S. Ninkovich 411

Stability of a pulsating rotating model of a stellar system • E. A. Malkov 416 Maximum mass of pionic stars • • Yu. L. Vartanian, G. B. Alaverdian 420

Number 3

2	
Surface brightness distributions in Seyfert galaxies. II. Multiaperture photo- metry • • • V. L. Afanas'ev, V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebish	425
A study of profiles of bright emission lines in the nucleus of the Seyfert ga- laxy. Markarian 533	
V. A. Lipovetskij, A. I. Shapovalova, O. A. Dobrodij	437
The statistical investigation of a structure of observed multiple systems. I. Compact groups of galaxies · · · S. A. Malykh, V. V. Orlov	445
A paradox of the distribution of galaxy clusters • • B. I. Feasenko	453
What value must be gradient of dispersion of radial velocities of stars have in the disks of galaxies • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	467
Condition of the existence of cooling flow in galaxies · · E. V. Volkou	477
The profiles of Balmer lines Ae/Be-spectra · · · · M. A. Pogodin	491
On the angles between the axis of magnetic dipole and the axis of rotation of pulsars • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	507
Light extinction and polarization by dust grains in the interstellar medium: interstellar linear polarization N. V. Voshchtnntkov, A. E. Il'in, V. B. Il'in	523
Light scattering in multilayer atmospheres. II. The Milne problem E. G. Yanoottsktj	535
A point source in an infinite stochastic medium · · · R. S. Vardanian	549
"Relicts" of early Universe and secondary ionization of pregalactic matter E. I. Dorosheva, P. D. Nasel'sky	561
Infrared background radiation generated by population III stars Yu. A. Shchekinov	579
On the theory of gravitation taking into account the role of vacuum. II. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian	591
Gravitating configuration with a magnetic field. I. Dirichlet problem	
O. V. Kravtsov	603
NOTES	

On the distribution of the frequency of stellar flares in stellar aggregates M. A. Mnatsakanyan 621

Anthenine

635

SURFACE BRIGHTNESS DISTRIBUTIONS IN SEYFERT GALAXIES. II. MUL- TIAPERTURE PHOTOMETRY	
V. L. Afanas'ev, V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh	425
A STUDY OF PROFILES OF BRIGHT EMISSION LINES IN THE NUCLEUS	
V. A. Linovetskii, A. I. Shancualoua O. A. Dobrodii	437
THE STATISTICAL INVESTIGATION OF A STRUCTURE OF ORSERVED	107
MULTIPLE SYSTEMS. I. COMPACT GROUPS OF GALAXIES	
S. A. Malykh, V. V. Orlov	445
A PARADOX OF THE DISTRIBUTION OF GALAXY CLUSTERS	
B. I. Fessenko	453
WHAT VALUE MUST BE GRADIENT OF DISPERSION OF RADIAL VELO- CITIES OF STARS HAVE IN THE DISKS OF GALAXIES?	
A. G. Morozov, A. V. Hoperskov	467
CONDITION OF THE EXISTENCE OF COOLING FLOW IN GALAXIES	
E. V. Volkov	477
THE PROFILES OF BALMER LINES As/Be-SPECTRA · · · M. A. Pogodin	491
ON THE ANGLES BETWEEN THE AXIS OF MAGNETIC DIPOLE AND THE	
AXIS OF ROTATION OF PULSARS I. F. Malov	507
LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE IN- TERSTELLAR MEDIUM: INTERSTELLAR LINEAR POLARIZATION	
N. V. Voshchinnikov, A. E. Il'in, V. B. Il'in	523
LIGHT SCATTERING IN MULTILAYER ATMOSPHERES. II. THE MILNE	
PROBLEM · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	535
A POINT SOURCE IN AN INFINITE STOCHASTIC MEDIUM	
R. S. Vardanian	549
"RELICTS" OF EARLY UNIVERSE AND SECONDARY IONIZATION OF	×
PREGALACTIC MATTER · · · · · . E. I. Dorosheva, P. D. Nasel'sky	561
INFRARED BACKGROUND RADIATION GENERATED BY POPULATION III	
STARS Yu. A. Shchekinov	579
ON THE THEORY OF GRAVITATION TAKING INTO ACCOUNT THE ROLE OF VACUUM. II. •••••••••. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian	591
GRAVITATING CONFIGURATION WITH A MAGNETIC FIELD. I. DIRICHLET PROBLEM	603
NOTES	
NULES	
ON THE DISTRIBUTION OF THE FREQUENCY OF STELLAR FLARES IN	

STELLAR AGGREGATES . . . . . . . . M. A. Mnatsakanyan 621

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

точечный источник в Бесконечной стохастической среде Р. С. Варданян	549
"РЕЛИКТЫ" РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ И ВТОРИЧНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ДОГА- ЛАКТИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА · · Е. И. Дорошева, П. Д. Насельский	561
ИНФРАКРАСНОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СОЗДАВАЕМОЕ ЗВЕЗДАМИ НАСЕЛЕНИЯ III	579
О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С УЧЕТОМ РОЛИ ВАКУУМА. II Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян	591
ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. 1. ЗА- ДАЧА ДИРИХЛЕ · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	603
К ВОПРОСУ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ · · · · · · · · · · · · · · · · М. Л. Мнацакан ян	621