

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ZW Cl 1710.4+6401 <i>Ф. Бёрниен, А. Т. Каллолян</i>	5
ОПТИЧЕСКИЕ ВСПЫШКИ В ГАЛАКТИКЕ СЕЙФЕРТА NGC 1275 <i>Э. И. Цветанов, И. М. Янкулова</i>	21
СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД. II. ЛИНИИ H _γ И H _β В СПЕКТРАХ WW Vul, VX Cas И UX Ori <i>Е. А. Колотилов</i>	33
ГАЗОВЫЕ ОБОЛОЧКИ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК <i>В. И. Проник</i>	51
КОСМИЧЕСКИЕ ЧИСЛА И ВРАЩЕНИЕ МЕТАГАЛАКТИКИ <i>Р. М. Мурадян</i>	63
О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК. II <i>А. Д. Чернин</i>	69
МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК СО СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ <i>В. А. Кроль, С. А. Силич, П. И. Фомин</i>	79
НЕОДНОРОДНОЕ КРУПНОМАСШТАБНОЕ ПОЛЕ И ГЛОБАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ <i>А. А. Рузмийкин, Д. Д. Соколов</i>	95
О ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В ПОЛИТРОПНЫХ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД <i>В. С. Имшенник, И. А. Климишин, И. В. Отрощенко</i>	103
О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПУЛЬСАЦИОННУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ СВЕРХМАССИВНЫХ ЗВЕЗД <i>В. В. Усов</i>	117
О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ЗВЕЗД <i>Р. А. Биртая, Е. К. Харадзе</i>	123
О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ <i>Г. М. Товмасын</i>	131
О ВАРИАЦИЯХ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В АССОЦИАЦИЯХ И СКОПЛЕНИЯХ ЗВЕЗД КЛАССОВ O И B <i>А. С. Любимков</i>	139
ИНЕРЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабисян, Р. Рудольф</i>	153
О СНЯТИИ ВЫРОЖДЕНИЯ И ПРИБЛИЖЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ХОЛОДНОЙ ПЛОТНОЙ ЗВЕЗДЫ С ВМОРОЖЕННЫМ СВЕРХСИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ <i>Г. А. Шульман, В. С. Секерджицкий</i>	165
ЛУЧИСТАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ <i>Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев</i>	173
ХАРАКТЕРНЫЕ ДЛИНЫ В ЗАДАЧАХ О ПЕРЕНОСЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ <i>С. И. Грачев</i>	185
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ТРЕХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МЕДЛЕННОЙ ВСПЫШКИ В ОБЛАСТИ ОРИОНА <i>О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян</i>	199

Խ Մ Բ Վ Դ Վ Կ Ա Ն Կ Ո Ւ Ե Գ Ի Վ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Զելրովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,

Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),

Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),

Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

„АСТРОФИЗИКА“ — научный журнал, издаваемый Академией наук Армян-
ской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туман-
ностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также
статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов
старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата
за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за
границей через агентство „Международная книга“, Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանդես է, որը ճատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Դիտու-
թյունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինճնատիպ ճողվածներ աստղերի
ֆիզիկայի, միգամաճությունների ու միշաստղային միշավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և
առտագալակտիկայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնա-
գավառների գճավ:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուր-
սերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արճեմ է 1 ուսրի, բաճա-
նողագիճը 4 ուսրի մեկ տարվա համար: Բաճանողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր
բաճանմունճներում, իսկ արտասանմանում «Մեճդունարդեայա կնիգա» ղորճակալության մի-
շոցողվ. Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ZW Cl 1710.4+6401

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 25 октября 1976

Приводятся результаты BV фотографической фотометрии галактик скопления Zw Cl 1710.4+6401 внутри радиуса 12'.6. Измерены эквидиситные диаметры и определены средние поверхностные яркости галактик.

Показатели цвета B-V уменьшаются с убыванием светимости галактик в соответствии с зависимостью (1). В функции светимости скопления в B и V нет явно выраженного локального максимума. Интегральные функции светимости в B и V выражаются уравнениями (2) и (3) соответственно. Различие между угловыми коэффициентами этих уравнений обусловлено наличием зависимости (1) между B-V и V.

В скоплении имеется много компактных галактик как согласно Цвикки, так и по методу, предложенному авторами в [8].

Скопление галактик Zw Cl 1710.4+6401 = Эйбелл 2255 содержит много компактных объектов. В каталоге [1] даются звездные величины 46 галактик, являющихся по критерию Цвикки компактными. Согласно Эйбеллу скопление принадлежит к классу богатства 2 [2]. Известны радиальные скорости пяти галактик, находящихся в области скопления. Средняя радиальная скорость по этим галактикам равна 23300 км/сек. Четыре из этих пяти галактик находятся на периферии скопления. У одной из двух ярчайших центральных галактик, обозначенной в каталоге Цвикки через A (в табл. 1 настоящей работы она стоит под номером 1), радиальная скорость равна 21818 км/сек. В дальнейшем мы будем использовать значение средней радиальной скорости по пяти галактикам, считая, что вероятность проектирования ярких галактик поля на круг с радиусом в 17', в пределах которого находятся упомянутые пять галактик, очень мала.

В настоящей работе определены B и V величины около 400 галактик в области скопления с радиусом около 13' или 1.6×10^4 пс при $H = 55$ км/сек на Mpc. На основании этих данных исследовано распределение галактик по

цветам, по поверхностным яркостям, построена функция светимости скопления в обоих цветах.

1. *Наблюдательный материал и методика измерений.* Наблюдательный материал получен осенью 1975 г. в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории. В цвете В использованы пластинки ZU-2 со светофильтром GG-13, в цвете V—пластинки Kodak 103a-D со светофильтром GG-11. Стандартами послужили шаровые скопления и компактные галактики в области M31, В и V величины которых приведены в [3—5]. Измерения велись на ирисовом фотометре Таутенбургской обсерватории. Для построения характеристических кривых использовались 25—30 объектов в каждом из цветов, отобранных по возможности дальше от основного тела M31. В каждом цвете измерены по две пластинки. V-величины были определены для 470 объектов, однако после тщательного просмотра снимков и Паломарских карт в списке были оставлены 396 объектов, уверенно отождествленных с галактиками. Предельная V-величина равна $18^m.5$. В-величины были измерены для 381 галактики до $19^m.4$. Отклонение отдельных измерений от средних значений в среднем составляет $\pm 0^m.06$ для обоих цветов.

Сотрудник Таутенбургской обсерватории В. Хёгнер любезно получил эквиденситы объектов в области скопления в цвете V. При этом были получены два рода эквиденсит, соответствующие некоторой средней и некоторой низкой плотности, соответственно. Плотность в случае последних эквиденсит лишь немного превышает плотность фона пластинки. Угловые диаметры галактик, определенные по эквиденситам средних плотностей, соответствуют размерам, внутри которых определены звездные величины галактик. Ошибка измерения угловых диаметров около 0.5. Для очень слабых галактик диаметры по эквиденситам средних плотностей трудно измерить.

На рис. 1 приведен снимок скопления Zw Cl 1710.4+6401, полученный в цвете V. На снимке измеренные галактики пронумерованы по возрастающим V-величинам. С целью более удобного отождествления галактик, область скопления разбита на три концентрических кольца *a*, *b* и *c*. Снимок центрального круга с большим увеличением приведен на рис. 2.

В табл. 1 собраны данные об измеренных галактиках. В последующих столбцах таблицы приводятся номера галактик с индексами *a*, *b* и *c*, соответствующие номерам галактик и колец на рис. 1 и 2, интегральные V-величины, показатели цвета $B-V$, большие диаметры d_1 и d_2 , определенные по двум эквиденситам, и средние поверхностные яркости, вычисленные по значениям V и d_1 .

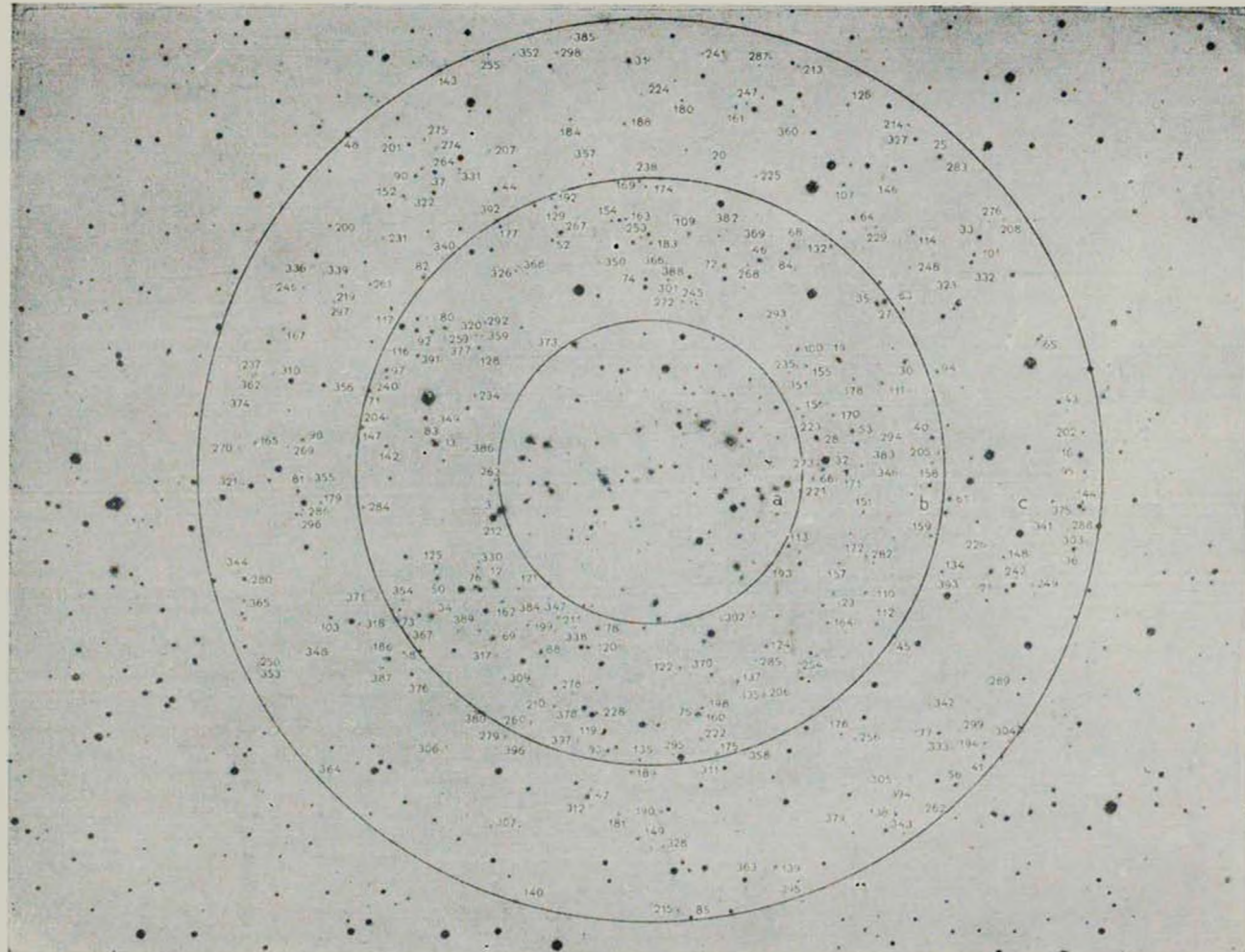


Рис. 1. Снимок скопления галактик Zw Cl 1710.4+6401 в цвете V. Масштаб 5'' на мм.

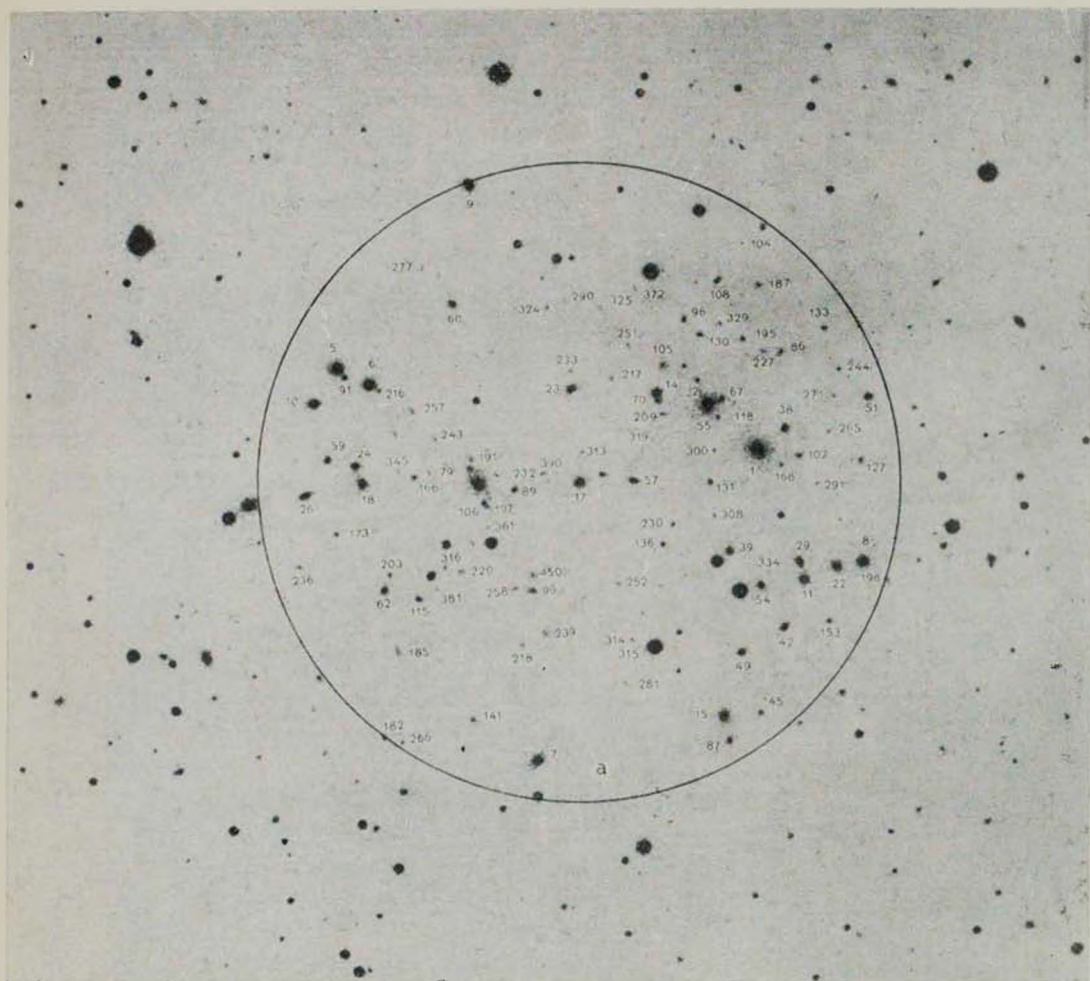


Рис. 2. Снимок центральной части скопления галактик Zw Cl 1710.4+6401 в цвете V. Масштаб: 2."5 на мм.

К ст. Ф. Бёргена, А. Т. Калмогояна

Таблица

ФОТО МЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ
Zw Cl 1710.4-6401

№	V	B-V	d_1	d_2	$V/\square''$	№	V	B-V	d_1	d_2	$V/\square''$
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1 a	14 ^m 42	2 ^m 41	13.4	27.2	19 ^m 81	36 ^c	16 ^m 85	1 ^m 48	6.9	10.8	20 ^m 79
2 a	14.89	2.22	12.8	23.6	20.18	37 c	16.86	1.39	6.2	10.8	20.55
3 b	14.93	2.11	13.4	23.1	20.32	38 a	16.87	1.41	6.3	10.8	20.81
4 a	14.95	2.13	12.3	29.3	20.14	39 ^a	16.88	1.32	6.7	11.3	20.77
5 ^a	15.26	1.99	10.3	17.5	20.05	40 ^b	16.88	1.39	6.2	12.1	20.57
6 ^a	15.45	1.75	10.8	17.5	20.34	41 c	16.88	1.33	8.2	14.9	21.17
7 a	15.58	1.83	10.3	18.0	20.37	42 a	16.89	1.33	7.7	13.4	21.08
8 ^a	15.70	1.78	9.8	15.4	20.39	43 c	16.89	1.35	6.7	10.8	20.78
9 ^a	15.73	1.62	10.3	13.9	20.52	44 c	16.90	1.36	6.2	11.3	20.59
10 a	15.85	1.57	10.3	15.9	20.64	45 c	16.90	1.10	6.7	11.3	20.79
11 ^a	15.90	1.71	8.2	14.4	20.19	46 b	16.93	1.27	7.7	13.9	21.12
12 b	15.91	1.91	10.0	19.5	20.65	47 c	16.93	0.96	6.2	12.1	20.62
13 ^b	16.06	1.58	8.7	15.4	20.50	48 c	16.94	1.15	7.2	13.9	20.98
14 ^a	16.11	1.62	8.2	14.4	20.40	49 a	16.95	1.44	6.7	12.3	20.84
15 a	16.14	1.70	8.7	15.4	20.58	50 ^b	16.95	1.43	5.7	10.5	20.49
16 ^c	16.14	1.61	8.5	14.9	20.53	51 ^a	16.96	1.17	6.7	10.8	20.85
17 a	16.18	1.61	8.2	13.4	20.47	52 b	16.97	0.77	6.7	12.1	20.86
18 ^a	16.18	1.70	8.2	14.4	20.47	53 ^b	16.97	1.30	6.2	9.8	20.66
19 b	16.21	1.43	11.3	20.6	21.20	54 ^a	16.99	1.28	6.2	11.3	20.68
20 c	16.28	1.45	8.7	14.4	20.72	55 a	17.01	1.64	—	—	—
21 c	16.39	1.13	8.2	13.6	20.68	56 c	17.01	1.31	6.2	12.1	20.70
22 a	16.47	1.62	8.2	15.4	20.76	57 a	17.02	1.27	6.7	12.3	20.91
23 a	16.51	1.33	7.7	14.4	20.70	58 c	17.03	1.35	6.5	9.8	20.82
24 ^a	16.54	1.48	7.7	12.6	20.73	59 ^a	17.04	1.29	6.4	9.8	20.83
25 ^c	16.55	1.47	7.7	12.9	20.74	60 a	17.06	1.34	5.1	10.8	20.35
26 a	16.60	1.35	9.8	17.0	21.29	61 c	17.08	1.24	6.2	10.8	20.77
27 b	16.60	1.10	7.2	15.4	20.64	62 ^a	17.14	1.10	6.2	10.0	20.83
28 ^b	16.66	1.44	7.2	14.4	20.70	63 c	17.14	1.20	6.9	10.3	21.98
29 a	16.67	1.41	8.7	12.9	21.11	64 c	17.15	0.85	6.2	11.3	20.84
30 b	16.68	1.41	6.7	12.3	20.57	65 c	17.15	1.24	5.1	9.8	20.44
31 c	16.71	1.28	7.2	12.9	20.75	66 ^b	17.16	1.42	5.7	11.3	20.70
32 b	16.78	1.32	6.2	12.9	20.47	67 a	17.17	1.52	4.6	10.3	20.21
33 c	16.79	1.31	7.2	11.3	20.83	68 b	17.17	1.23	6.2	10.8	20.86
34 b	16.80	1.11	6.2	12.3	20.49	69 b	17.18	1.08	6.7	12.9	21.07
35 b	16.85	1.33	6.7	13.4	20.74	70 a	17.19	1.49	4.6	10.3	20.23

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
71 б	17 ^m 19	1 ^m 23	5.7	10.0	20 ^m 73	109 б	17 ^m 58	1 ^m 03	—	—	—
72 б	17.21	0.41	5.1	9.8	20.50	110 б	17.58	1.18	4.1	9.0	20 ^m 37
73*б	17.21	1.16	5.7	9.8	20.75	111 б	17.59	0.99	3.9	8.2	20.28
74 б	17.23	0.62	5.4	8.7	20.62	112 б	17.59	1.12	4.1	8.2	20.38
75*б	17.23	1.23	6.2	12.3	20.92	113 б	17.60	1.14	4.6	8.2	20.64
76 б	17.23	1.35	5.6	9.3	20.72	114 с	17.60	1.07	4.6	9.3	20.64
77 с	17.24	1.21	6.2	10.8	20.93	115 а	17.62	1.20	4.6	8.2	20.66
78*б	17.26	1.19	4.9	8.2	20.45	116 б	17.63	1.15	4.1	8.2	20.42
79 а	17.34	1.64	4.1	8.7	20.13	117 с	17.63	1.06	4.6	8.2	20.67
80*б	17.34	1.09	5.1	11.3	20.63	118 б	17.64	1.16	3.1	6.7	19.83
81 с	17.37	1.11	5.1	8.7	20.66	119*б	17.64	1.16	4.1	7.2	20.43
82*с	17.37	1.28	4.1	10.3	20.16	120*б	17.65	1.16	4.1	7.7	20.44
83 б	17.39	1.05	5.7	11.3	20.93	121 б	17.65	0.18	4.1	8.7	20.44
84 б	17.40	0.94	5.1	9.8	20.69	122 б	17.67	1.22	3.6	7.2	20.21
85 с	17.40	0.81	4.6	7.7	20.44	123 б	17.68	1.12	2.8	8.2	19.67
86 а	17.43	1.23	4.1	9.3	20.22	124 б	17.68	1.17	4.1	7.7	20.47
87 а	17.43	1.13	4.6	10.3	20.47	125 б	17.68	1.03	5.1	9.5	20.97
88*б	17.45	1.19	5.1	8.7	20.74	126 с	17.69	0.84	—	—	—
89 а	17.46	0.93	5.1	10.3	20.75	127 а	17.70	1.07	3.3	8.2	20.04
90 с	17.47	0.96	4.6	8.5	20.51	128 б	17.70	1.18	4.6	8.7	20.74
91 а	17.48	1.26	4.6	8.0	20.52	129 б	17.70	0.93	3.1	9.3	19.89
92*б	17.48	1.21	4.6	9.3	20.52	130 а	17.71	1.05	4.6	9.8	20.75
93*б	17.50	1.33	4.1	7.7	20.29	131 а	17.71	1.13	3.3	7.2	20.05
94 с	17.50	1.26	4.1	9.3	20.29	132 б	17.71	0.95	3.6	10.8	20.25
95 с	17.51	1.17	4.6	9.8	20.55	133 а	17.72	0.78	4.6	7.7	20.76
96 а	17.53	1.16	4.1	8.2	20.32	134 с	17.72	1.18	3.6	7.7	20.26
97 б	17.53	0.71	4.6	8.2	20.57	135 б	17.73	1.14	3.6	8.2	20.27
98 с	17.53	0.81	3.6	8.7	20.07	136 а	17.74	1.28	3.6	7.7	20.28
99 а	17.54	1.19	4.9	10.3	20.73	137 б	17.77	1.19	3.9	7.7	20.46
100 б	17.54	1.11	5.1	10.8	20.83	138 с	17.77	0.63	4.1	7.7	20.56
101 с	17.54	1.18	4.9	8.0	20.73	139 с	17.77	0.97	2.1	10.8	19.11
102 а	17.55	1.15	3.9	9.8	20.24	140 с	17.79	0.73	—	—	—
103 с	17.55	1.03	4.1	8.7	20.34	141 а	17.80	1.05	2.6	8.2	19.62
104 а	17.56	0.43	4.6	8.2	20.60	142 б	17.80	0.93	3.9	9.3	20.49
105 а	17.56	1.08	3.6	10.3	20.10	143 с	17.80	1.13	—	—	—
106 а	17.56	1.16	4.1	7.7	20.35	144 с	17.80	1.08	3.6	7.2	20.34
107 с	17.56	1.01	3.9	9.8	20.25	145 а	17.81	1.10	3.6	7.2	20.35
108 а	17.57	0.36	4.6	8.7	20.61	146 с	17.81	0.89	—	—	—

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
147 б	17 ^m 82	0 ^m 94	—	—	—	185 а	17 ^m 95	1 ^m 08	—	—	—
148 с	17.82	0.70	3.9	8.5	20 ^m 51	186 с	17.95	1.12	1.8	6.2	18 ^m 99
149 с	17.82	1.04	3.1	9.3	20.01	187 а	17.96	1.04	2.1	7.7	19.30
150 а	17.83	0.94	—	—	—	188 с	17.96	1.10	3.6	6.2	20.50
151 б	17.83	1.02	3.1	7.2	20.02	189 с	17.96	0.90	—	—	—
152 с	17.83	1.18	2.6	7.7	19.65	190 с	17.97	0.86	—	—	—
153 а	17.84	1.04	3.1	8.0	20.03	191 а	17.98	0.77	—	—	—
154 б	17.85	1.24	3.6	7.2	20.39	192 б	17.98	1.07	3.1	6.7	20.17
155 б	17.85	1.05	2.6	7.7	19.67	193 б	17.98	0.93	2.8	7.7	19.97
156 б	17.85	1.07	3.1	7.7	20.04	194 с	17.98	0.74	2.6	7.5	19.80
157 б	17.85	1.33	2.6	6.4	19.67	195 а	17.99	0.91	3.1	7.7	20.18
158 б	17.86	1.06	—	—	—	196 а	18.00	1.00	—	—	—
159 б	17.86	0.85	3.1	8.2	20.05	197 а	18.00	1.00	—	—	—
160 б	17.86	1.20	2.6	7.7	19.68	198 б	18.00	0.84	2.6	6.7	19.82
161 с	17.86	0.82	3.1	7.7	20.05	199 б	18.00	1.04	—	6.1	—
162 б	17.87	0.98	2.6	8.2	19.69	200 с	18.00	0.87	1.8	6.2	19.04
163 б	17.88	1.15	4.1	8.2	20.67	201 с	18.00	0.47	3.1	6.7	20.19
164 б	17.88	0.50	3.6	7.7	20.42	202 с	18.00	0.93	3.6	6.7	20.54
165 с	17.88	0.94	3.1	7.7	20.07	203 а	18.01	1.00	1.8	6.2	19.05
166 а	17.89	1.02	3.1	6.2	20.08	204 б	18.02	1.15	—	5.1	—
167 с	17.89	0.96	2.3	7.7	19.43	205 б	18.02	1.01	—	7.7	—
168 а	17.90	0.90	—	—	—	206 б	18.02	0.87	—	5.1	—
169 б	17.90	0.68	3.6	7.2	20.44	207 с	18.02	0.94	—	5.1	—
170 б	17.90	1.14	3.6	7.2	20.44	208 с	18.02	0.55	—	5.6	—
171 б	17.90	0.83	3.3	6.2	20.24	209 а	18.03	0.85	—	6.1	—
172 б	17.90	1.03	2.1	5.7	19.24	210 б	18.03	1.04	2.3	6.7	19.57
173 а	17.91	1.15	3.1	6.7	20.10	211 б	18.03	0.98	—	6.1	—
174 б	17.91	1.06	1.5	7.2	18.55	212 б	18.03	1.09	—	5.6	—
175 б	17.91	1.03	2.1	7.2	19.25	213 с	18.03	0.75	—	6.1	—
176 с	17.91	0.62	3.3	7.7	20.25	214 с	18.03	0.67	3.1	6.7	20.22
177 б	17.92	1.08	3.9	7.5	20.61	215 с	18.04	0.61	—	5.1	—
178 б	17.93	1.07	3.3	7.2	20.27	216 а	18.05	1.06	—	5.1	—
179 с	17.93	0.74	2.6	6.7	19.75	217 а	18.05	0.84	—	6.1	—
180 с	17.93	0.82	3.6	7.7	20.47	218 а	18.05	1.14	—	5.1	—
181 с	17.93	0.95	2.1	6.2	19.27	219 с	18.05	0.36	3.1	7.2	20.24
182 а	17.94	1.05	4.1	7.2	20.73	220 а	18.06	0.66	—	5.6	—
183 б	17.94	1.03	3.6	6.2	20.48	221 б	18.06	1.00	2.8	6.7	20.05
184 с	17.94	0.81	3.1	7.2	20.13	222 б	18.06	0.99	—	5.6	—

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
223 б	18 ^m 07	0 ^m 77	2.6	7.7	19 ^m 89	261 с	18 ^m 16	0 ^m 80	2.6	6.2	19 ^m 98
224 с	18.07	1.06	—	5.1	—	262 с	18.16	0.81	—	5.1	—
225 с	18.07	1.11	—	5.6	—	263 б	18.17	0.69	—	5.6	—
226 с	18.07	1.14	—	5.1	—	264 с	18.17	0.91	—	5.1	—
227 а	18.08	0.86	—	5.1	—	265 а	18.18	1.00	—	5.1	—
228 б	18.08	1.00	2.6	6.2	19.90	266 а	18.18	0.80	—	7.1	—
229 с	18.08	0.88	—	5.6	—	267 б	18.18	0.75	—	5.1	—
230 а	18.09	1.04	2.6	6.2	19.91	268 б	18.18	0.89	—	5.1	—
231 с	18.09	0.94	—	5.1	—	269 с	18.18	0.86	—	6.1	—
232 а	18.10	0.92	—	7.1	—	270 с	18.18	1.05	—	5.6	—
233 а	18.10	0.91	—	5.6	—	271 а	18.19	—	—	6.1	—
234 б	18.10	0.61	—	7.1	—	272 б	18.19	0.65	1.5	5.7	18.83
235 б	18.10	1.00	2.6	6.9	19.92	273 б	18.19	0.72	—	6.1	—
236 а	18.11	0.84	—	7.7	—	274 с	18.19	—	—	5.6	—
237 с	18.11	0.93	—	6.1	—	275 с	18.19	1.01	—	6.6	—
238 с	18.11	0.61	—	5.6	—	276 с	18.19	0.78	—	5.1	—
239 а	18.12	0.88	—	6.1	—	277 а	18.20	0.90	—	5.6	—
240 б	18.12	1.02	2.8	6.7	20.11	278 б	18.20	0.80	—	5.6	—
241 с	18.12	0.91	—	5.1	—	279 с	18.20	0.85	2.3	5.1	19.74
242 с	18.12	1.11	—	5.6	—	280 с	18.20	0.71	—	4.6	—
243 а	18.13	0.90	—	6.1	—	281 а	18.21	0.94	—	5.6	—
244 а	18.13	0.89	—	5.6	—	282 б	18.21	0.86	—	5.1	—
245 б	18.13	0.58	—	5.6	—	283 с	18.21	0.81	—	3.6	—
246 с	18.13	0.93	2.6	6.4	19.95	284 б	18.22	0.78	—	5.6	—
247 с	18.13	0.72	—	6.1	—	285 б	18.22	0.80	—	5.1	—
248 с	18.13	0.89	1.5	5.7	18.77	286 с	18.22	0.66	—	5.6	—
249 с	18.13	0.81	—	5.1	—	287 с	18.22	0.68	2.6	5.7	20.04
250 с	18.13	0.77	—	7.7	—	288 с	18.22	0.86	—	5.1	—
251 а	18.14	1.02	—	5.1	—	289 с	18.22	0.73	—	5.1	—
252 а	18.14	0.93	—	5.1	—	290 а	18.23	0.93	—	4.6	—
253 б	18.14	0.80	2.3	6.2	19.68	291 а	18.23	0.99	—	5.1	—
254 б	18.15	0.89	—	5.6	—	292 б	18.23	0.90	1.8	5.7	19.27
255 с	18.15	0.73	2.3	5.7	19.69	293 б	18.23	0.67	—	5.1	—
256 с	18.15	0.85	—	6.1	—	294 б	18.23	1.08	—	5.1	—
257 а	18.16	0.89	—	6.6	—	295 б	18.23	0.84	1.8	5.7	19.27
258 а	18.16	0.98	—	6.1	—	296 с	18.23	0.66	—	5.1	—
259 б	18.16	0.99	—	6.1	—	297 с	18.23	0.95	1.5	5.7	18.87
260 б	18.16	0.99	—	5.6	—	298 с	18.23	0.74	—	5.6	—

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
299 e	18 ^m 23	0 ^m 99	—	2.6	—	337 b	18 ^m 31	0 ^m 91	—	4.6	—
300 a	18.24	0.87	—	5.1	—	338 b	18.31	0.84	—	4.1	—
301 b	18.24	0.68	—	5.6	—	339 e	18.31	—	—	5.1	—
302 b	18.24	0.82	—	5.6	—	340 e	18.31	—	—	3.6	—
303 e	18.24	0.80	—	5.1	—	341 e	18.31	0.91	—	4.1	—
304 e	18.24	0.73	—	5.6	—	342 e	18.31	0.84	—	5.6	—
305 e	18.24	0.90	—	5.1	—	343 e	18.31	0.71	—	5.1	—
306 e	18.24	0.82	—	5.1	—	344 e	18.31	0.73	—	5.1	—
307 e	18.24	0.57	1.5	7.2	18 ^m 88	345 a	18.32	0.82	—	4.6	—
308 a	18.25	0.80	—	5.1	—	346 b	18.32	0.75	—	5.1	—
309 b	18.25	0.75	—	5.6	—	347 b	18.32	0.81	—	5.1	—
310 e	18.25	0.80	—	5.1	—	348 e	18.32	0.80	—	4.6	—
311 e	18.25	0.76	—	5.6	—	349 b	18.33	0.76	—	5.1	—
312 e	18.25	0.74	—	5.6	—	350 b	18.33	—	—	5.1	—
313 a	18.26	0.94	—	5.1	—	351 b	18.33	0.84	—	5.1	—
314 a	18.26	0.82	—	5.6	—	352 e	18.33	0.64	—	5.6	—
315 a	18.26	0.89	—	4.1	—	353 e	18.33	0.69	—	4.6	—
316 a	18.26	0.84	—	5.1	—	354 b	18.34	0.82	—	5.1	—
317 b	18.26	0.75	—	5.1	—	355 e	18.34	0.75	—	4.1	—
318 e	18.26	0.47	—	5.1	—	356 e	18.34	0.68	—	3.1	—
319 a	18.27	0.91	—	5.1	—	357 e	18.34	0.53	—	4.6	—
320 b	18.27	0.63	—	5.1	—	358 e	18.34	—	—	5.1	—
321 e	18.27	0.55	—	5.1	—	359 b	18.35	0.68	—	5.6	—
322 e	18.27	—	—	5.1	—	360 e	18.35	0.93	—	5.1	—
323 e	18.27	0.79	—	4.6	—	361 a	18.36	0.70	—	3.6	—
324 a	18.28	0.82	—	5.6	—	362 e	18.36	0.80	—	5.1	—
325 a	18.28	0.87	—	5.6	—	363 e	18.36	—	—	5.1	—
326 b	18.28	0.98	2.1	5.7	19.62	364 e	18.36	—	—	3.1	—
327 e	18.28	0.82	—	5.1	—	365 e	18.36	—	—	3.1	—
328 e	18.28	0.69	2.1	6.2	19.62	366 b	18.37	0.60	—	4.6	—
329 a	18.29	0.64	—	5.6	—	367 b	18.37	0.62	—	4.1	—
330 b	18.29	1.04	—	4.6	—	368 b	18.38	0.82	—	5.1	—
331 e	18.29	0.72	—	5.1	—	369 b	18.38	0.79	—	5.1	—
332 e	18.29	0.76	—	2.6	—	370 b	18.38	0.89	—	4.6	—
333 e	18.29	0.61	—	3.1	—	371 e	18.38	0.70	—	4.1	—
334 a	18.30	0.89	—	3.6	—	372 a	18.39	0.83	—	3.9	—
335 b	18.30	0.83	—	3.1	—	373 b	18.39	0.67	—	5.1	—
336 e	18.30	0.80	—	3.9	—	374 e	18.39	0.63	—	4.6	—

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
375 с	18 ^m 39	0 ^m 71	—	4.1	—	386 б	18 ^m 42	—	—	5.1	—
376 с	18.39	—	—	4.6	—	387 с	18.42	0 ^m 44	—	7.7	—
377 б	18.40	—	—	3.6	—	388 б	18.43	0.51	—	4.1	—
378 б	18.40	0.68	—	3.6	—	389 б	18.43	—	—	4.1	—
379 с	18.40	0.87	—	4.6	—	390 а	18.44	0.75	—	2.6	—
380 с	18.40	0.69	—	2.6	—	391 б	18.44	0.60	—	2.6	—
381 а	18.41	0.79	—	4.6	—	392 с	18.44	—	—	2.6	—
382 б	18.41	0.49	—	5.1	—	393 с	18.44	0.52	—	3.6	—
383 б	18.41	0.86	—	4.6	—	394 с	18.44	0.64	—	4.1	—
384 б	18.41	0.79	—	3.1	—	395 с	18.46	0.77	—	4.1	—
385 с	18.41	0.72	—	5.1	—	396 с	18.53	0.58	—	2.6	—

2. *Распределение галактик в скоплении и сегрегация галактик по яркости.* Подсчеты и измерения галактик до $V = 18^m.5$ произведены внутри радиуса $12''.6$. Вблизи центра скопления выделяются две яркие галактики (галактики № 1 и 2 в табл. 1), являющиеся согласно Цвикки нормальными эллиптическими галактиками. Однако они не находятся в геометрическом центре скопления. За центр скопления в настоящей работе мы условно приняли галактику № 17 (рис. 2). Из 44 компактных галактик Цвикки внутри радиуса $12''.6$ попадают лишь 32 галактики. Эти галактики в табл. 1 отмечены звездочкой.

Для изучения распределения галактик выбранная нами область скопления разбита на шесть концентрических колец с шириной около $2''$ каждое. Радиальное распределение галактик показано на рис. 3. По оси абсцисс отложено расстояние середины колец от центра скопления в минутах дуги, по оси ординат — нормированное число галактик в соответствующих кольцах на квадратный градус. На среднем расстоянии последнего кольца ($r \sim 11''$) плотность галактик по сравнению с центральным кругом падает более чем в пять раз. Плотность галактик в центральном круге с радиусом около $2''$ превышает среднюю плотность по всему скоплению (в радиусе $12''.6$) в три раза. Компактные галактики Цвикки показывают более сильную тенденцию к сгущению к центру скопления. Плотность компактных галактик в центральном круге с радиусом в $4''$ превышает плотность этих галактик вне этого радиуса в 7 раз. Это различие скорее всего указывает на наличие в скоплении сегрегации галактик по яркости.

Для исследования эффекта сегрегации область скопления была разбита на две части: на центральный круг с радиусом около $6''$ и на внешнюю часть. Отношения чисел галактик ярче и слабее $V = 16^m.5$ друг к другу

для центрального круга и для внешней области соответственно равны 0.15 и 0.02. При выборе для граничной звездной величины значения $V = 17^m0$, эти отношения равняются 0.30 и 0.14, соответственно. Сопоставление приведенных цифр показывает, что к центру скопления сильнее концентрируются более яркие галактики. При этом из 19 галактик ярче $V = 16^m5$, попадающих в область центрального круга, половина является компактными галактиками.

3. *Угловые диаметры галактик и распределение по поверхностным яркостям.* Угловые диаметры галактик были измерены на эквиденситных пленках. При этом размеры эквиденсит для средних плотностей соответствуют размерам областей, внутри которых измерены яркости галактик. Размеры же галактик, определенные на эквиденситах для более низких плотностей существенно больше. В обоих случаях были измерены большие диаметры галактик. Распределение галактик по обоим эквиденситным диаметрам d_1 и d_2 приведено в табл. 2. В первой строке таблицы приведены интервалы диаметров, во второй и третьей — числа галактик n_1 и n_2 с угловыми диаметрами d_1 и d_2 соответственно.

Мы видим, что число галактик регулярно возрастает при уменьшении диаметров. Недостаток галактик в интервале $0-2''$ должен быть в основном связан с тем, что при малых размерах галактики трудно отличить от звезд и поэтому много галактик теряется.

Отметим, что в случае скоплений галактик A193 и Coma в распределении диаметров галактик по данным авторов [6] наблюдается минимум в интервале $7-11''$.

Средние поверхностные яркости галактик были вычислены по звездным величинам V и диаметрам d_1 (табл. 1). Из 396 галактик только для 209 были измерены диаметры d_1 . Для слабых галактик эти диаметры трудно измеримы, и в табл. 1 для них даются лишь диаметры d_2 .

Распределение галактик по интервалам поверхностной яркости приведено в табл. 3, где в первой строке даны интервалы поверхностных яркостей, во второй — число галактик в каждом интервале, в третьей — средние диаметры галактик, имеющих поверхностную яркость в данном интервале, и в четвертой — средняя ошибка средних арифметических диаметров. Из данных таблицы видно, что 60% галактик имеют поверхностную яркость, превышающую 20^m5 с кв. секунды дуги в V . Это означает, что в красном цвете они удовлетворяют критерию компактности, принятому В. А. Амбарцумяном и др. [7]. Применение предложенного нами метода обнаружения компактных галактик в [8] по отношению исследуемого в настоящей работе скопления показало, что 40% галактик являются очень компактными. Таким образом, применение по существу двух разных критериев

рион приводит к одному и тому же выводу, что скопление Zw Cl 1710.4+6401 весьма богато компактными галактиками.

Второй вывод из данных табл. 3 заключается в том, что диаметры галактик в среднем уменьшаются при увеличении их поверхностной яркости. Как было показано в [6], то же самое имеет место и в скоплениях A193 и Сома. Из третьей строки таблицы видно, что дисперсия в диаметрах у галактик высокой поверхностной яркости существенно меньше, чем у галактик с более низкой поверхностной яркостью. Отсюда следует, что среди объектов с большими размерами, компактные галактики высокой поверхностной яркости встречаются редко.

4. *Распределение галактик по показателям цвета и зависимость $B-V$ от V .* Распределение галактик по показателям цвета приведено в табл. 4. В первой строке таблицы приведены интервалы показателя цвета, во второй — число галактик n в каждом интервале, в третьей — доля n от общего числа галактик N с измеренными $B-V$.

По данным табл. 4 максимум распределения попадает в интервал 0^m8-1^m0 . Бросается в глаза довольно широкий диапазон показателей цвета. Этим исследуемое скопление существенно отличается от скопления A193, также богатого компактными галактиками [6]. К тому же 75% галактик в исследуемом скоплении обладают показателями цвета от 0^m6 до 1^m2 , а в скоплении A193 — от 0^m9 до 1^m3 . Для компактных галактик Цвикки, отмеченных в табл. 1 звездочками, $B-V > 1^m0$ со средним значением 1^m4 , т. е. на 0^m4 больше, чем для остальных галактик.

В табл. 5 приводится зависимость $B-V$ от V . В первой строке таблицы приведены интервалы V , во второй — показатели цвета $B-V$, усредненные по галактикам в данном интервале V , в третьей — число галактик n . Как видно, показатели цвета постепенно уменьшаются при ослаблении галактик. Этот эффект в исследуемом скоплении выражен сильнее, чем в других скоплениях. Данные табл. 5 хорошо аппроксимируются линейной функцией, выраженной следующим уравнением:

$$B - V = -0.389 V + 7.885 \quad (1) \\ \pm 0.012 \quad \pm 0.205$$

Эффект посинения галактик с уменьшением светимости наблюдается также для компактных галактик Цвикки; от значения 1^m9 в интервале $V = 15^m0-15^m5$, показатель цвета $B-V$, постепенно убывая, доходит до значения 1^m2 в интервале $V = 17^m5-18^m0$.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО УГЛОВЫМ ДИАМЕТРАМ d_1 И d_2

d''	0-2	2-4	4-6	6-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-24	24-26	26-28	28-30
n_1	10	78	56	40	15	6	4								
n_2	0	22	138	101	53	33	22	16	4	1	1	2	0	1	1

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО ПОВЕРХНОСТНЫМ ЯРКОСТЯМ

$V/\square''$	18.5-19.0	19.0-19.5	19.5-20.0	20.0-20.5	20.5-21.0	21.0-21.5
n	6	10	25	82	77	8
d_1	1.6	2.0	2.6	4.7	6.1	8.4
σ	± 0.06	0.06	0.05	0.27	0.17	0.54

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО ПОКАЗАТЕЛЯМ ЦВЕТА

$B-V$	0.0-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.2	1.2-1.4	1.4-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.2	2.2-2.4
n	1	2	17	83	112	93	38	16	12	3	2	2
n/N	0	0.01	0.04	0.21	0.30	0.24	0.10	0.04	0.03	0.01	0.01	0.01

Таблица 5

ЗАВИСИМОСТЬ $B-V$ ОТ V

V	14.5-15.5	15.5-16.0	16.0-16.5	16.5-17.0	17.0-17.5	17.5-18.0	18.0-18.5
$\overline{B-V}$	2.10	1.73	1.54	1.30	1.18	0.99	0.81
n	6	6	10	32	40	108	179

5. *Функция светимости галактик скопления.* Дифференциальная и интегральная функции светимости скопления в В и V, не исправленные за галактики поля, представлены на рис. 4 и 5. Как видно из рисунков, подсчеты галактик являются полными до $B = 19^m.2$ и $V = 18^m.4$.

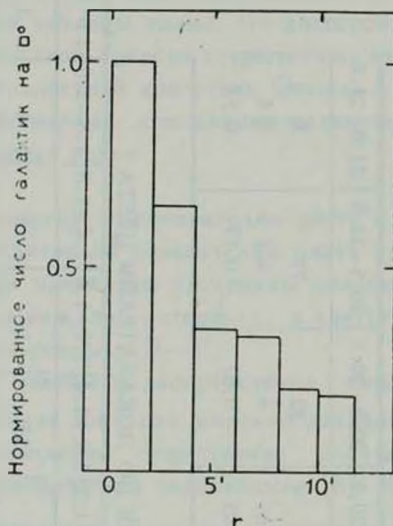


Рис. 3. Распределение галактик в скоплении Zw Cl 1710.4+6401.

В функции светимости скопления нет явно выраженного локального максимума, наблюдаемого в случае других скоплений галактик [6, 9, 10]. Интегральная логарифмическая функция светимости в обоих цветах хорошо представляется прямыми линиями, для которых способом наименьших квадратов получены следующие уравнения:

$$\lg N_B = 0.941 B - 15.496 \quad (2)$$

$$\pm 0.021 \quad \pm 0.381$$

$$\lg N_V = 0.604 V - 8.558 \quad (3)$$

$$\pm 0.008 \quad \pm 0.145.$$

При этом первая точка, относящаяся к наиболее яркой галактике, в обоих уравнениях не учитывалась. В уравнении (3) угловой коэффициент меньше, чем в случае скоплений A193 [6] и Coma [9]. С другой стороны коэффициент при В существенно больше, чем при V. То же самое наблюдалось в случае скопления A 193, причем коэффициент при В для яркой части интегральной функции светимости этого скопления также равен 0.94*.

*) В статье [6] значение углового коэффициента в уравнении (1) вместо 0.98 должно быть 0.94.

В работе [6] нами было высказано предположение, что различие в угловых коэффициентах интегральных функций светимости в B и V может быть вызвано тем, что галактики становятся менее красными с уменьшением их светимости. Это предположение может быть легко проверено в случае исследуемого скопления, где имеется достаточно много галактик и зависимость (1) между $B-V$ и V является достоверной. Для этого инте-

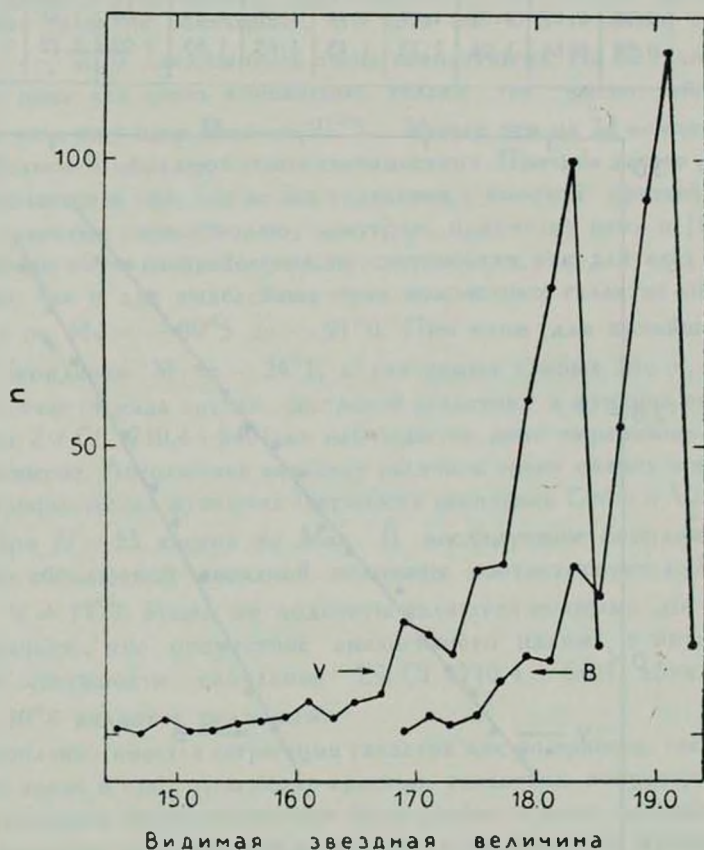


Рис. 4. Дифференциальная функция светимости скопления галактик Zw Cl 1710.4 + 6401 в B и V .

гральную функцию светимости в V возьмем в качестве исходной. Тогда, заменяя в (3) по зависимости (1) V через B и, следовательно, $\lg N_V$ через $\lg N_B^*$, для интегральной функции светимости в B получим следующее уравнение:

$$\lg N_B^* = 0.988 B - 16.353.$$

Мы видим, что коэффициенты при B в (4) и (2) мало отличаются друг от друга. В табл. 6 значения $\lg N_B^*$, вычисленные по (4), сопоставлены со значениями $\lg N_B$, вычисленными по (2).

Таблица 6

B	17.2	17.4	17.6	17.8	18.0	18.2	18.4	18.6	18.8	19.0	19.2
$\lg N_B$	0.71	0.89	1.08	1.27	1.46	1.65	1.84	2.02	2.21	2.40	2.59
$\lg N_B^*$	0.58	0.84	1.04	1.23	1.43	1.63	1.83	2.02	2.22	2.42	2.62

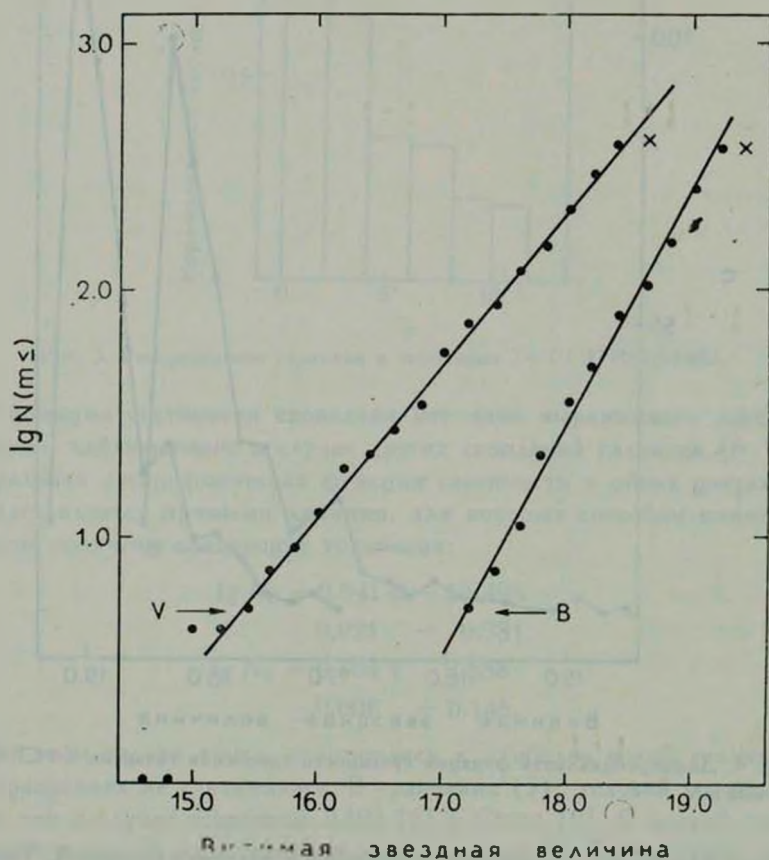


Рис. 5. Интегральная логарифмическая функция светимости скопления галактик Zw Cl 1710.4+6401 в B и V.

Из данных табл. 6. видно, что расхождения между вычисленной и наблюдаемой интегральными функциями светимости в B небольшие. Таким образом, различие между наклонами интегральных функций светимости в

B и V в основном обусловлено наличием наблюдаемой зависимости (1) между $B-V$ и V .

6. *Заключение.* Характерной особенностью скопления галактик Zw Cl 1710.4+6401 является наличие в нем большого количества компактных галактик. 30% всех галактик ярче $M_V = -21^m0$ являются компактными по Цвикки. Применение предложенного нами метода обнаружения компактных галактик показывает, что хотя бы 40% галактик скопления ярче $M_V = -20^m0$ должны быть очень компактными. Из 82 галактик, выделенных нами как очень компактные, только три имеют абсолютную звездную величину ярче $M_V = -21^m5$. Между тем из 32 компактных галактик Цвикки 10 обладают этими светимостями. Причина такого расхождения заключается в том, что не все галактики с высокой средней поверхностной яркостью удовлетворяют критерию, принятому нами в [8]. Отметим, что максимум распределения по светимостям как для всех галактик скопления, так и для выделенных нами компактных галактик попадает в интервал от $M_V = -20^m5$ до -21^m0 . При этом для ярчайшей галактики в скоплении $M_V = -24^m1$, а для самых слабых $M_V = -20^m0$.

В отличие от ряда других скоплений галактик, в функции светимости скопления Zw Cl 1710.4+6401 не наблюдается явно выраженного локального максимума. Абсолютная звездная величина точки излома в интегральных логарифмических функциях светимости скоплений Coma и Virgo равна -20^m8 при $H = 55$ км/сек на Мпс. В исследуемом скоплении этому значению абсолютной звездной величины соответствует видимая величина $V = 17^m7$. Наши же подсчеты являются полными до $V = 18^m4$. Это означает, что отсутствие аналогичного излома в интегральной функции светимости скопления Zw Cl 1710.4 + 6401 хотя бы при $M_V = -20^m8$ является реальным.

В скоплении имеется сегрегация галактик как по яркости, так и по цвету. Более яркие и при этом более красные галактики концентрируются к центру скопления более сильно, чем более слабые и менее красные галактики. Наблюдаемое различие между наклонами интегральной функции светимости и B и V в основном объясняется наличием линейной зависимости между цветом и светимостью галактик.

Один из авторов (А. Т. К.) выражает глубокую благодарность руководству ЦИА за предоставленные возможности при выполнении настоящей работы.

Центральный институт
астрофизики АН ГДР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A STUDY OF THE CLUSTER OF GALAXIES ZW Cl 1710.4 + 6401

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGLIAN

The results of BV photometry of galaxies in the ZwCl 1710.4 + 6401 within a radius 12.6 are presented. The equidensity diameters are measured and the mean surface brightnesses of galaxies are calculated.

The B—V colour indices decrease with the decrease of galaxy luminosity in accordance with relation (1). There exists no local maximum in the luminosity function in B or V. The integral luminosity functions in B and V are given by equations (2) and (3) respectively. The difference between the slopes of those lines is caused by relation (1).

There are many compact galaxies in the cluster according both to Zwicky and the method proposed by the authors in [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, Zwitterland, 1971.
2. G. O. Abell, Ap. J. Suppl., 3, 211, 1958.
3. S. van den Berg, Ap. J. Suppl., 19, 145, 1969.
4. M. Vettesnik, Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia, 13, 180, 1962.
5. А. С. Шаров, Астрон. ж., 50, 263; 1023, 1973.
6. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, Астрофизика, 12, 397, 1976.
7. V. A. Ambartzumian, H. C. Arp, A. A. Hoag, L. V. Mirzoyan, Astrofizika, 11, 193, 1975.
8. А. Т. Каллоглян, Ф. Бёрнген, Астрофизика, 12, 697, 1976.
9. G. O. Abell, Problems of Extra-Galactic Research, ed. G. C. McVittie, N-Y., 1962, p. 213.
10. A. Oemler, Ap. J., 194, 1, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ОПТИЧЕСКИЕ ВСПЫШКИ В ГАЛАКТИКЕ СЕЙФЕРТА NGC 1275

З. И. ЦВЕТАНОВ, И. М. ЯНКУЛОВА

Поступила 10 июня 1976

Радионаблюдения галактики Сейферта NGC 1275 за период 1960—1973 гг. [1—21] представлены в функции времени. В оптической области использовались UVB наблюдения Лютого [27, 28]. На основе этих данных построен спектр источника в интервале 10^7 — 10^{15} эв.

В предположении, что нетепловое излучение имеет синхротронную природу, вычислены физические параметры, характеризующие релятивистские электроны, излучающие в радио и оптической областях. Получены также и энергетические спектры этих электронов. Сделан вывод, что оптические вспышки отличаются друг от друга только по числу инжектированных электронов. В минимуме вспышек плотность энергии релятивистских электронов в единичном энергетическом интервале меняется больше, чем в максимуме. Возможно, что эти вспышки (~ 150 дней) накладываются на другие, более длительные (~ 1.5 года) вариации.

За период времени с 1960 г. по 1973 г. частота ν_m , при которой радиокомпонента S имеет максимум, уменьшается, в то время, как поток I_{ν_m} при этой частоте увеличивается, т. е. наблюдения не согласуются с теорией ван дер Лаана [31].

1. *Радиоспектр галактики Сейферта NGC 1275.* Рассмотренная в настоящей работе галактика NGC 1275 (Per A, 3C 84) является одним из наиболее сильных внегалактических радиоисточников. На рис. 1 в функции времени представлены результаты наблюдательных данных за период 1960—1973 гг. [1—21]. Поведение 3C 84 на разных частотах в радиодиапазоне (рис. 1) приблизительно можно описать следующим образом. На 22 см, 40 см и более длинных волнах поток не меняется. На 11 см он увеличивается линейно со скоростью около 3% в год. В диапазоне от 6 до 2.8 см также наблюдается увеличение потока. При этом, однако, скорость увеличения постепенно растет с уменьшением λ , и на кривой непрерывного нарастания потока накладываются отдельные вспышки с амплитудой, до-

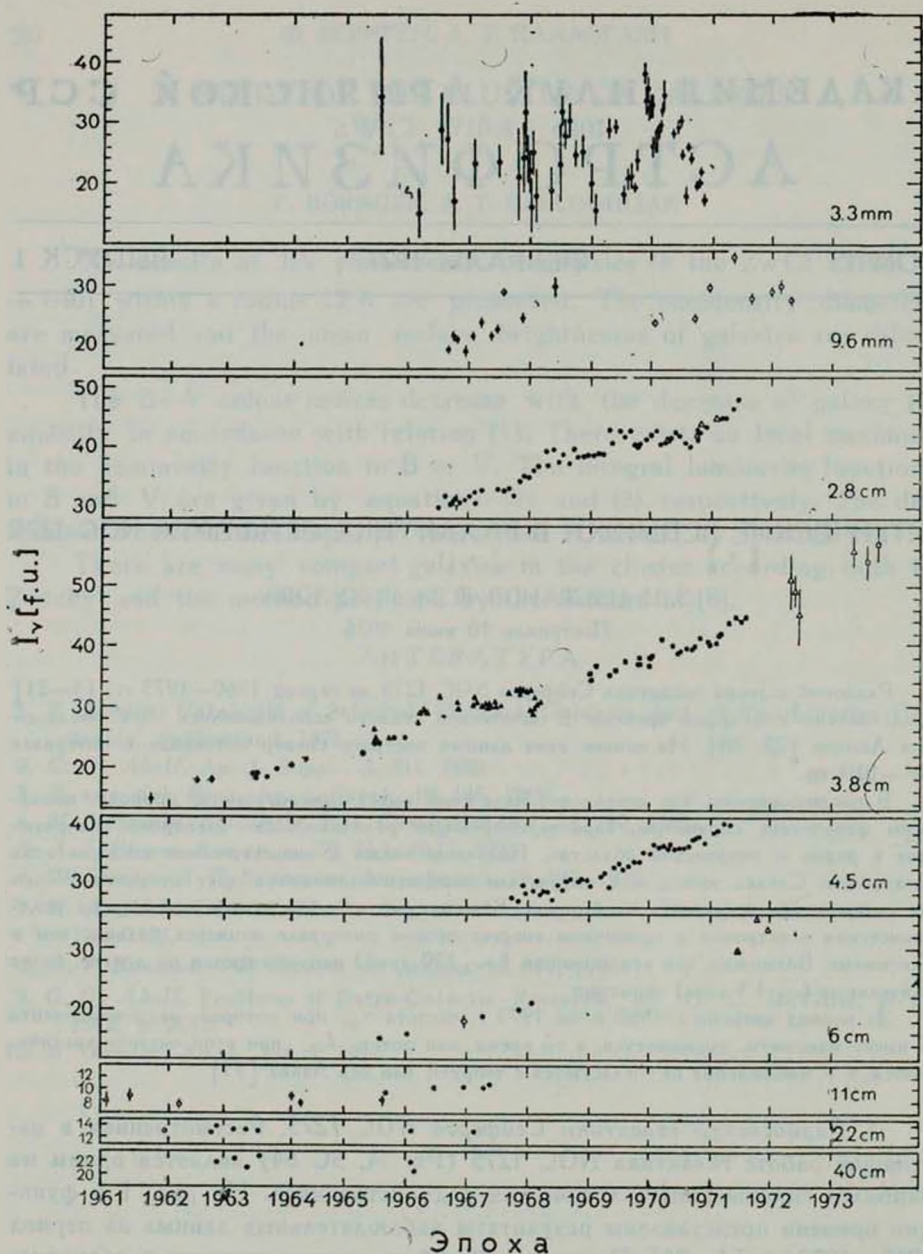


Рис. 1. Радионаблюдения NGC 1275 в области частот от 40 мм до 3.3 мм в функции времени. Значения величины потока излучения I_v (в единицах 10^{-26} Вт/м²/Гц) брались согласно: 40 см — ● Келлермани, Паулини-Тот [1], 22 см — ● Келлермани, Паулини-Тот [1], ○ Аллен и др. [2], 11 см — ● Келлермани, Паулини-Тот [1], Келлермани, Паулини-Тот, Тилер [3], ○ Келлермани [4], ▲ Хишен [5], 6 см — ● Паулини-Тот, Келлермани [6], ○ Келлермани и др. [7], △ Берг, Сейелстад [8], 4.5 см — ● Медд и др. [9], ● Медд и др. [10], 3.8 см — ● Дент и др. [11], ▲ Аллер [12], ■ Дент, Коуан [13], □ Роджерс и др. [14], △ Уиттелс и др. [15], 2.8 см — ● Медд и др. [10], ● Медд и др. [9], ○ Дохерти и др. [16], △ Келлермани, Паулини-Тот [17], 9.6 мм — ● Хоббс и др. [18], ● — Хоббс и др. [19], ○ Дент, Хоббс [20], 3.3 мм — ● Фогарти и др.

стигающей 4 Jy^* (при $\lambda = 3.8 \text{ см}$ [13]). При дальнейшем уменьшении длины волны величина потока продолжает увеличиваться, однако скорость увеличения уменьшается с уменьшением λ . При $\lambda = 3.3 \text{ мм}$ уже не наблюдается увеличение потока и на постоянном континууме накладываются отдельные повторяющиеся вспышки с амплитудой, достигающей 13 Jy [21].

Полный спектр NGC 1275 представлен на рис. 2. В радиобласти он состоит из трех хорошо определенных компонент *A*, *B* и *C*. Они представлены на рис. 2 пунктирными линиями, при этом спектр компоненты *C* от-

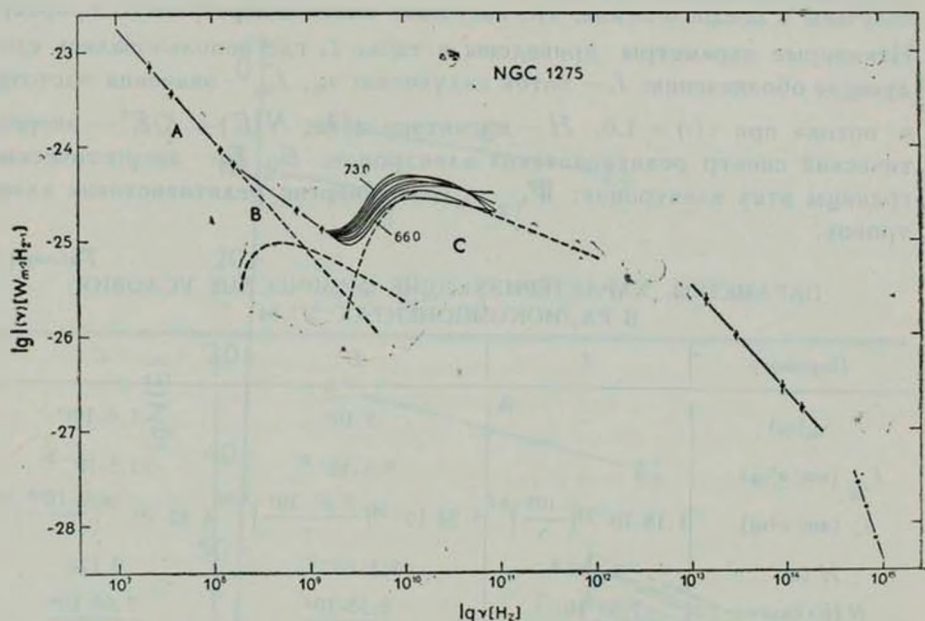


Рис. 2. Спектр излучения NGC 1275. В радиодиапазоне использованы наблюдения, представленные на рис. 1, а также наблюдения Келлерманна и др. [7] ($38 M_{10}$ и $178 M_{10}$), Роджера и др. [32] ($22.25 M_{10}$), Ериксона и др. [33] ($121.16 M_{10}$). В инфракрасной области наблюдения брались по данным Клейнмана и Лоу [34], Рике и Лоу [35], а в оптической области согласно Лютому [27, 28].

носит к 1967 г. Спектры оптически толстых компонент *B* и *C* получены вычитанием из общего наблюдаемого потока экстраполированного спектра низкочастотной компоненты *A*. Компонента *C* является самой внутренней из трех. Она очень компактна и практически совпадает с ядром галактики. Угловые размеры этой компоненты, согласно радиointерферометрическим наблюдениям с межконтинентальными базами [22], равны $0.''001$. При $H = 100 \text{ км/сек}$ M_{10} им отвечают линейные размеры

* $1 \text{ Jy} = \text{ед. потока} = 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{м}.$

$d_C \approx 0.25$ пс. Недавние радиоинтерферометрические наблюдения NGC 1275 на 2 и 2.8 см [23, 24] показывают, что радиокомпонента С имеет сложную структуру. В интервале частот $2.7 \cdot 10^9 \leq \nu \leq 1.6 \cdot 10^{10}$ гц в ней имеет место самопоглощение, а в области частот $2.51 \cdot 10^{10} \leq \nu \leq 10^{12}$ гц она является оптически тонкой. Поток излучения компоненты С меняется во времени и медленно увеличивается в коротком сантиметровом диапазоне. Поток излучения компонент А и В остается постоянным во времени.

Параметры, характеризующие физические условия радиокомпонент, получены в предположении, что излучение имеет синхротронную природу. Некоторые параметры приведены в табл. 1, где использовались следующие обозначения: I_ν — поток излучения; ν_m , I_{ν_m} — значения частоты и потока при $\tau(\nu) = 1.0$; H — магнитное поле; $N(E) = K/E^\Gamma$ — энергетический спектр релятивистских электронов; E_1 , E_2 — энергетические границы этих электронов; W_e — полная энергия релятивистских электронов.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ
В РАДИОКОМПОНЕНТАХ 3С 84

Параметр	А	В	С
ν_m (гц)		$5 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^{10}$
I_{ν_m} (вт/м ² гц)		$9.6 \cdot 10^{-26}$	$33.5 \cdot 10^{-26}$
I_ν (вт/м ² гц)	$1.18 \cdot 10^{-24} \left(\frac{10^8}{\nu} \right)^{1.2}$	$5.24 \cdot 10^{-26} \left(\frac{2.51 \cdot 10^9}{\nu} \right)^{0.53}$	$1.82 \cdot 10^{-25} \left(\frac{9 \cdot 10^{10}}{\nu} \right)^{0.48}$
H (гс)	$2 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.128
$N(E)$ (электрон/см ⁻³ эв ⁻¹)	$\frac{7.37 \cdot 10^{-7}}{E^{3.4}}$	$\frac{1.55 \cdot 10^4}{E^{2.06}}$	$\frac{2.69 \cdot 10^9}{E^{1.96}}$
W_e (эрг)	10^{57}	10^{51}	$3.53 \cdot 10^{51}$
E_1 (эв)	$1.03 \cdot 10^8$	$2.77 \cdot 10^7$	$8.35 \cdot 10^7$
E_2 (эв)	$7.75 \cdot 10^9$	$6.67 \cdot 10^8$	$3.98 \cdot 10^9$

Величина магнитного поля H компоненты А получена на основе предположения о равномерном распределении энергии космических лучей и магнитного поля. Для остальных двух компонент В и С величины магнитного поля определяются исходя из того, что в них имеет место самопоглощение, при этом значения частоты ν_m и потока I_{ν_m} , где $\tau(\nu) = 1.0$, определяются из наблюдаемого спектра. Вычисленные значения магнитного поля 0.128 гаусс (С), $3.5 \cdot 10^{-2}$ гаусс (В) и $2 \cdot 10^{-5}$ гаусс (А) показывают, что оно быстро уменьшается при переходе от центральных частей к гало. Вычисленные значения энергии магнитного поля

$$W_m = \frac{H^2}{8\pi} = \begin{cases} 3.73 \cdot 10^{53} \text{ эрг} & \text{для компоненты } B \\ 2 \cdot 10^{50} \text{ эрг} & \text{для компоненты } C \end{cases}$$

показывают, что в области C энергия космических лучей $W_{GR} \approx 10^2 W_m$ на три порядка превосходит энергию, содержащуюся в магнитном поле, тогда как в области B $W_{GR} \approx W_m$, т. е. имеет место равнораспределение энергии космических лучей и поля. Необходимо сразу же отметить, что значения W_{GR} и W_m для компонент B и C получены независимо друг от друга.

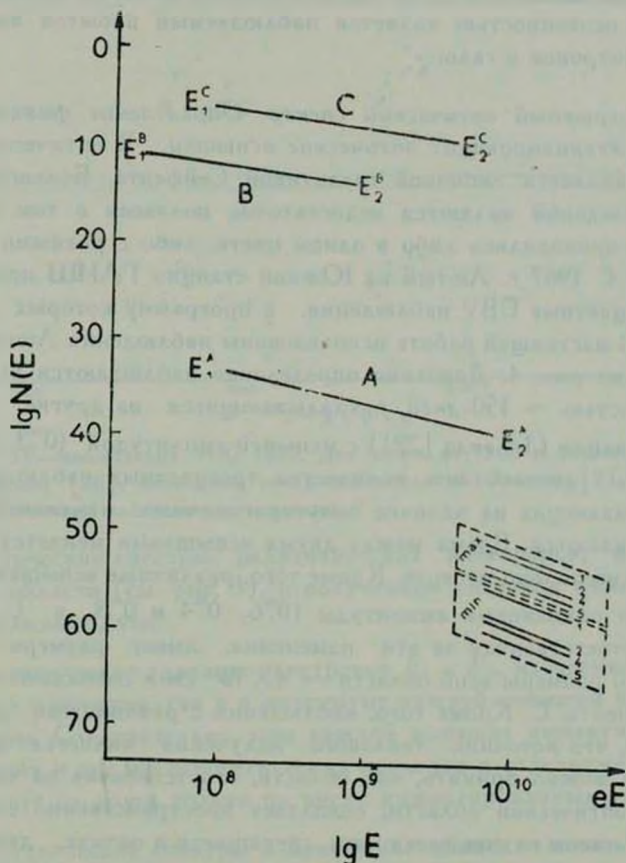


Рис. 3. Энергетический спектр $N(E)$ (электроны, $\text{см}^{-3} \text{ эв}^{-1}$) релятивистских электронов, ответственных за излучение радиокомпонент A , B , C и энергетический спектр релятивистских электронов, обуславливающих оптические вспышки.

На рис. 3 представлен полный энергетический спектр релятивистских электронов, ответственных за излучение всех трех радиокомпонент. Видно, что между энергетическими спектрами компонент B и C нет больших различий и, в частности, что они имеют приблизительно одинаковые накло-

ны $\gamma_C \sim \gamma_B$. С другой стороны, в области C $W_{GR} \gg W_m$, т. е. здесь магнитное поле не может задержать релятивистские электроны и они быстро переходят в область B и обуславливают ее светимость. Далее можно ожидать, что электроны медленно вытекают из области B в гало. Необходимо, однако, отметить, что вычисленный энергетический спектр релятивистских электронов компоненты A имеет две важные особенности. Во-первых, следовало бы ожидать, что $E_1^A < E_2^B$, тогда как на рис. 3 наблюдается обратное. Причина этого несоответствия в том, что энергия E_1^A определяется наименьшей частотой $\nu \sim 10^7$ гц, для которой имеются наблюдения. Второй важной особенностью является наблюдаемый избыток высокоэнергетических электронов в гало.

2. *Непрерывный оптический спектр. Определение физических параметров, характеризующих оптические вспышки.* В оптической области NGC 1275 является типичной галактикой Сейферта. Большинство более ранних наблюдений являются недостаточно полными в том смысле, что наблюдения проводились либо в одном цвете, либо с разными диафрагмами [25, 26]. С 1967 г. Лютый на Южной станции ГАИШ проводит регулярные трехцветные UBV наблюдения, в программу которых включена и NGC 1275. В настоящей работе использованы наблюдения Лютого [27, 28], показанные на рис. 4. Довольно определенно наблюдаются вспышки продолжительностью ~ 150 дней, накладывающиеся на другие, более длительные вариации (1.5 года [29]) с меньшей амплитудой ($0^m3 - 0^m5$ в U). Поскольку нет достаточного количества трехцветных наблюдений, убедительно указывающих на наличие полуторогодичных изменений, последние не рассматриваются. Время между двумя вспышками меняется от нескольких дней до несколько месяцев. Кроме того, различные вспышки имеют приблизительно одинаковые амплитуды (0^m6 , 0^m4 и 0^m3 в U, B и V). Область, ответственная за эти изменения, имеет размеры $\lesssim$ ст. При $t \sim 150$ дней размеры этой области $\sim 4 \times 10^{17}$ см и совпадают с размерами радиокомпоненты C. Кроме того, наблюдения с различными диафрагмами показывают, что источник теплового излучения является центральным [28]. Тогда можно принять, что область, ответственная за изменения излучения в оптической области, совпадает пространственно с радиокомпонентой C. В таком случае электроны, светящиеся в оптике, движутся в том же магнитном поле, в котором движутся электроны, излучающие в миллиметровом и сантиметровом диапазонах, т. е. в поле, определенном для области C.

Физические параметры оптических вспышек в предположении, что излучение имеет синхротронную природу, получены для максимумов и минимумов отдельных вспышек и приведены в табл. 2. Значения потока I_ν

в максимуме и минимуме каждой вспышки определялись с использованием значения UBV и калибровки Джонсона [30].

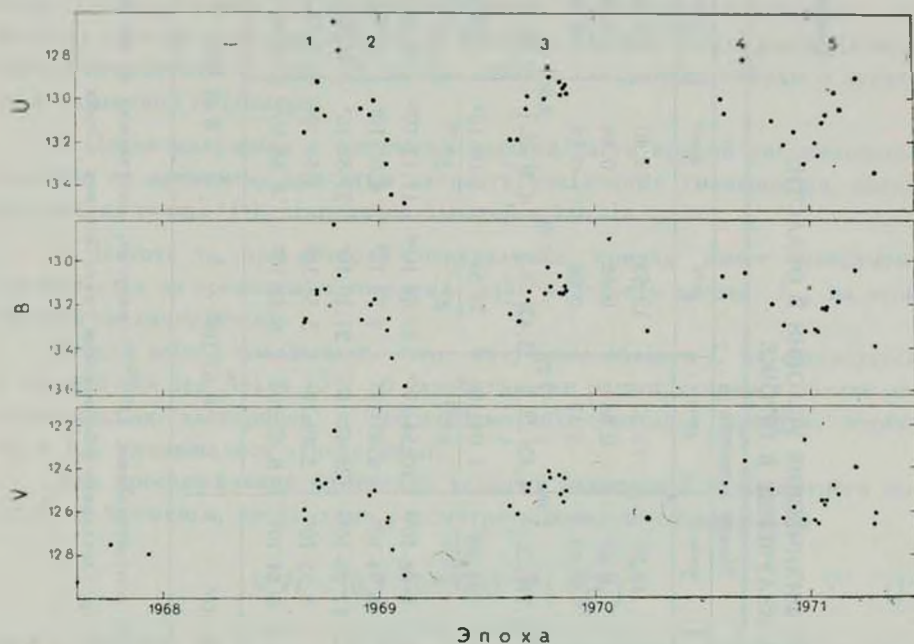


Рис. 4. UBV —наблюдения NGC 1275. Две точки до 1968 г. соответствуют наблюдениям Петерсона [26], остальные точки—наблюдениям Лютого [27, 28]. Числами 1—5 условно отмечены наблюдаемые вспышки.

Энергетические спектры релятивистских электронов, излучающих в оптической области (см. рис. 3), и полученные значения физических параметров показывают, что

1. Энергетические границы электронов E_1 и E_2 , их времена жизни t_{E_1} и t_{E_2} как в минимуме, так и в максимуме каждой вспышки приблизительно одинаковы. Следовательно, при каждой вспышке инжектируются электроны в одних и тех же энергетических пределах и отдельные вспышки отличаются друг от друга только по числу инжектированных электронов.

2. Энергетические спектры в максимуме можно отличить от энергетических спектров в минимуме только по числу инжектированных электронов. Необходимо отметить, что в минимуме плотность энергии (K) в единичном энергетическом интервале меняется больше, чем в максимуме. Возможно, что это является следствием наличия полугодовых изменений.

Необходимо также отметить, что энергия $\Delta F_{\text{набл.}}$, выделяемая во время вспышки над уровнем континуума (в интервале 3000—8000 Å), приблизительно одна и та же для разных вспышек.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОБЛАСТИ,
ОТВЕТСТВЕННОЙ ЗА ИЗЛУЧЕНИЕ В ОПТИКЕ

Параметр	Номер вспышки							
	1 ^{max}	1 ^{min}	2 ^{max}	2 ^{min}	4 ^{max}	4 ^{min}	5 ^{max}	5 ^{min}
V^m	12.23	12.64	12.52	12.90	12.37	12.63	12.40	12.66
$(B-V)^m$	0.61	0.66	0.66	0.68	0.64	0.66	0.64	0.66
$(U-B)^m$	-0.19	-0.14	-0.18	-0.09	-0.19	-0.08	-0.14	-0.06
$I_v \cdot 10^{26} \text{ вт/м}^2 \text{ мк}$	$5.02 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.21}$	$3.44 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.43}$	$3.85 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.34}$	$2.71 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.58}$	$4.42 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.27}$	$3.42 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.56}$	$4.3 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.38}$	$3.38 \left(\frac{v_0}{v} \right)^{2.62}$
$N(E)$ (электроны/см ⁻³ эв ⁻¹)	$\frac{1.85 \cdot 10^3}{E^{5.52}}$	$\frac{2.20 \cdot 10^3}{E^{5.86}}$	$\frac{5.06 \cdot 10^3}{E^{5.68}}$	$\frac{51.68}{E^{6.16}}$	$\frac{1.01 \cdot 10^3}{E^{5.54}}$	$\frac{76.51}{E^{6.12}}$	$\frac{4.09 \cdot 10^3}{E^{5.76}}$	$\frac{19.16}{E^{6.24}}$
W_e (эрг)	$11.30 \cdot 10^{50}$	$9.22 \cdot 10^{50}$	$9.73 \cdot 10^{50}$	$8.08 \cdot 10^{50}$	$10.54 \cdot 10^{50}$	$10.04 \cdot 10^{50}$	$11.12 \cdot 10^{50}$	$10.35 \cdot 10^{50}$
E_1 (эв)	$6.9 \cdot 10^9$	$6.79 \cdot 10^9$	$6.82 \cdot 10^9$	$6.74 \cdot 10^9$	$6.85 \cdot 10^9$	$6.74 \cdot 10^9$	$6.81 \cdot 10^9$	$6.73 \cdot 10^9$
E_2 (эв)	$28.84 \cdot 10^9$	$27.88 \cdot 10^9$	$28.09 \cdot 10^9$	$27.06 \cdot 10^9$	$28.42 \cdot 10^9$	$27.10 \cdot 10^9$	$27.89 \cdot 10^9$	$26.84 \cdot 10^9$
t_{E_1} с	$3.47 \cdot 10^6$	$3.52 \cdot 10^6$	$3.51 \cdot 10^6$	$3.55 \cdot 10^6$	$3.49 \cdot 10^6$	$3.55 \cdot 10^6$	$3.51 \cdot 10^6$	$3.56 \cdot 10^6$
t_{E_2} с	$8.3 \cdot 10^5$	$8.58 \cdot 10^5$	$8.52 \cdot 10^5$	$8.84 \cdot 10^5$	$8.42 \cdot 10^5$	$8.83 \cdot 10^5$	$8.58 \cdot 10^5$	$8.91 \cdot 10^5$
$\Delta F_{\text{набл. эрл}}$	$0.41 \cdot 10^{50}$		$0.59 \cdot 10^{50}$		$0.67 \cdot 10^{50}$		$0.61 \cdot 10^{50}$	

t_{E_1} , t_{E_2} — времена жизни электронов с энергиями E_1 и E_2 соответственно; $\Delta F_{\text{набл.}}$ — энергия, излучаемая во время оптической вспышки над уровнем континуума; $v_0 = 5.45 \cdot 10^{14}$ цз. Остальные обозначения такие же, как в табл. 1.

3. *Переменность радиокомпоненты С.* При определении физических параметров, характеризующих оптическое излучение, существенное значение имеет величина магнитного поля. Поскольку использовалась величина H , определенная для радиокомпоненты C , необходимо рассмотреть изменение спектра этой компоненты во времени. Прежде всего, рассматривая спектр компоненты C (рис. 2), можно сделать следующие выводы о характере изменений ее спектра:

1. Поток излучения в оптически толстой части кривой увеличивается линейно со временем, при этом скорость увеличения уменьшается, когда оптическая толщина $\tau(\nu)$ становится близкой к 1.0.

2. Частота ν_m , при которой спектральная кривая имеет максимум, уменьшается со временем, в то время как плотность потока I_{ν_m} на этой частоте увеличивается.

Второй вывод показывает, что излучение области C не согласуется с теорией ван дер Лаана [31] об адиабатически расширяющемся облаке релятивистских электронов в магнитном поле, которое требует, чтобы ν_m и I_{ν_m} уменьшались одновременно.

Для прослеживания изменений угловых размеров θ и магнитного поля H со временем, необходимо рассмотреть поведение выражения

$$\theta^4/H = [8.9 \cdot 10^{21} F(\alpha)^{1/2}]^4 \left(\frac{I_{\nu_m}}{\nu_m^5} \right)^2, \quad (1)$$

при изменении ν_m и I_{ν_m} . Из рис. 2 можно определить значения ν_m , I_{ν_m} и величину спектрального индекса α для 1967 г., 1968 г. и 1972 г. Это дает возможность по формуле (1) рассчитать величину θ^4/H . Результаты расчета приведены в табл. 3. Необходимо отметить, что ν_m определяется не с высокой точностью, что приводит к относительно большой ошибке при

Таблица 3
ЗНАЧЕНИЯ ЧАСТОТЫ ν_m , ПОТОКА I_{ν_m} ,
СПЕКТРАЛЬНОГО ИНДЕКСА α И θ^4/H

Параметр	1967	1968	1972
ν_m мк	$1.6-2 \cdot 10^{10}$	$1.4-1.8 \cdot 10^{10}$	$1.12-1.26 \cdot 10^{10}$
I_{ν_m} f. U.	33.5	37.67	46.77
α	0.48	0.4	0.25
θ^4/H	$0.78 \cdot 10^{-11}$	$1.5 \cdot 10^{-11}$	$2.48 \cdot 10^{-11}$

определении θ^4/H . Мала также и точность при определении α из-за малого количества наблюдений в миллиметровом диапазоне и относительно большой ошибки измерений. Табл. 3 показывает, что величина θ^4/H увеличивается со временем. Формально это может произойти в нескольких случаях,

например, когда $\theta = \text{const}$, а H меняется; или $H = \text{const}$, а θ меняется и т. д. Если предположить, что размер компоненты C не меняется, т. е. остается таким же, как и в 1967 г., то в таком случае магнитное поле уменьшается примерно в 2—3 раза. В противном случае, если предположить, что магнитное поле остается постоянным, тогда согласно (1) в 1972 г. размеры компоненты C должны быть около $\theta = 0.0018$ и им соответствует скорость расширения примерно 4000—5000 км/сек. По-видимому, можно сказать, что магнитное поле H и размеры компоненты C не менялись существенно за период 1967—1972 гг. Однако, тем не менее, можно думать, что изменения v_m и $I_{\nu m}$ являются результатом непрерывного увеличения числа инжектированных электронов.

Софийский университет
им. Климента Охридского

OPTICAL OUTBURSTS IN SEYFERT GALAXY NGC 1275

Z. I. TSVETANOV, I. M. YANKULOVA

The results of radio-observations of NGC 1275 made in 1960—1973 that are available from literature are used, which occurred in the optical region of the UBV observations made by V. M. Lyuty. On these data the spectrum of the source in the interval 10^7 — 10^{15} Hz is given.

Considering the synchrotron nature of emission in the radio and optical regions, the physical parameters of the relativistic electrons are found.

Their energy distribution is also obtained. It is concluded that the optical outbursts differ from one another by the number of the injected electrons.

The energy density per unit energy interval at the minimum of the outbursts varies more than at the maximum. It is possible that these outbursts ($\sim 150''$) may superpose on more prolonged (~ 1.5 year) variations.

For the period of 1960—1973 the frequency ν_m (at which the radiocomponent C has a maximum) decreases while the flux in this frequency increases, i. e. the observations do not agree with the van der Laan theory.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. I. Kellermann, I. I. K. Paulini-Toth, *Ap. J.*, 152, 639, 1968.
2. R. J. Allen, A. H. Barret and P. P. Crowther, *Ap. J.*, 151, 43, 1968.
3. K. I. Kellermann, I. I. K. Paulini-Toth, W. C. Tyler, *A. J.*, 73, 298, 1968.
4. K. I. Kellerman, *A. J.*, 69, 205, 1964.
5. D. S. Heeschen, *Ap. J.*, 133, 322, 1961.
6. I. I. K. Paulini-Toth, K. I. Kellermann, *A. J.*, 73, 953, 1968.
7. K. I. Kellermann, I. I. K. Paulini-Toth, P. Williams, *Ap. J.*, 157, 1, 1969.
8. C. L. Berg, G. A. Seilstad, *A. J.*, 77, 810, 1972.
9. W. J. Medd, B. H. Andrew, J. L. Lock, *Mem. Roy. Astron.*, 77, 109, 1972.
10. W. J. Medd, J. L. Locke, B. H. Andrew, S. van der Bergh, *A. J.*, 73, 293, 1968.
11. W. A. Dent, *Ap. J.*, 144, 843, 1966.
12. H. D. Aller, *Ap. J.*, 161, 1, 1970.
13. W. A. Dent, G. Kojoian, *A. J.*, 77, 819, 1972.
14. A. E. E. Rogers, H. F. Hinteregger, A. R. Whitney, *Ap. J.*, 193, 293, 1974.
15. J. J. Wittels, C. A. Knight, I. I. Shapiro, H. F. Hinteregger, A. E. E. Rogers, A. R. Whitney, T. A. Clark, L. K. Hutton, G. E. Marandino, A. E. Niell, B. G. Rönngang, O. E. H. Rydbeck, W. K. Klemperer W. W. Wurnock, *Ap. J.*, 196, 13, 1975.
16. L. H. Doherty, J. M. MacLeod, C. R. Purton, *A. J.*, 74, 827, 1969.
17. K. I. Kellermann, I. I. K. Paulini-Toth, *A. J.*, 78, 828, 1973.
18. R. W. Hobbs, H. H. Corbert, N. J. Santini, *Ap. J.*, 152, 43, 1968.
19. R. W. Hobbs, H. H. Corbert, N. J. Santini, *Ap. J.*, 156, L 15, 1969.
20. W. A. Dent, R. W. Hobbs, *A. J.*, 78, 163, 1973.
21. W. G. Fogarty, E. E. Epstein, J. W. Montgomery, M. M. Dworetsky, *A. J.*, 76, 537, 1971.
22. K. I. Kellermann, B. G. Clark, G. G. Bure, *Ap. J.*, 153, L209, 1968.
23. T. H. Legg, N. W. Broten, D. N. Fort, J. L. Yen, F. V. Bale, P. C. Barber, M. J. S. Quigley, *Nature*, 244, 18, 1973.
24. A. E. Niell, K. I. Kellermann, B. G. Clark, *Ap. J.*, 197, L109, 1975.
25. D. M. Selove, *Ap. J.*, 158, L19, 1969.
26. B. A. Peterson, *Ap. Lett.*, 3, 103, 1969.
27. В. М. Лютый, *Астрон. цирк.*, № 528, 1969.
28. В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 49, 930, 1972.
29. В. М. Лютый, В. И. Проник, *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symp. No. 67, 1975.
30. H. L. Johnson, *Com. L. P. L.*, 3, 73, 1965.
31. H. van der Laan, *Nature*, 213, 1131, 1966.
32. R. S. Roger, C. H. Costain, J. D. Lacey, *A. J.*, 74, 366, 1969.
33. W. C. Erickson, T. B. H. Kuiper, T. A. Clark, S. H. Knowles, J. J. Broaderick, *Ap. J.*, 177, 101, 1972.
34. D. E. Kleinman, F. J. Low, *Ap. J.*, 159, L165, 1970.
35. G. H. Rieke, F. J. Low, *Ap. J.*, 177, L115, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД II. ЛИНИИ H_α И H_β В СПЕКТРАХ WW Vul, VX Cas И UX Ori

Е. А. КОЛОТИЛОВ

Поступила 9 августа 1976

Получено в 1971—1975 гг. 90 спектрограмм области H_α и 13 спектрограмм области H_β в спектрах быстрых неправильных переменных WW Vul, VX Cas и UX Ori. Наблюдения проведены на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ с помощью спектрографа, работающего с контактным ЭОП, дисперсия спектрограмм 20 Å/мм. Приведены контуры переменной H_α -эмиссии и линии поглощения H_β в спектрах наблюдавшихся переменных. Обсуждается характер переменности контуров линии H_α , а также зависимости потоков излучения в линии от флуктуаций блеска звезд. Контуры H_β хорошо согласуются с контурами линии поглощения H_β у звезд спектральных классов A0V — A3V. Предполагено, что H_α -эмиссия возникает в газовых оболочках переменных звезд; определены скорости вращения оболочек. Изменения интенсивности и структуры контура H_α -эмиссии вызваны, по-видимому, выбросами вещества у WW Vul и аккрецией у VX Cas и UX Ori.

В работе I были проанализированы спектральные и фотометрические наблюдения быстрой неправильной переменной звезды BN Ori [1]. В данной работе, продолжающей изучение подобных по типу переменности звезд, представлены результаты наблюдений контуров линий H_α и H_β в спектрах WW Vul, VX Cas и UX Ori.

Присутствие в спектре эмиссионной линии H_α служит одним из критериев при обнаружении молодых звезд. Но обычно такие поисковые наблюдения проводятся со спектральным разрешением, недостаточным для построения контура эмиссионной линии. Анализ и сравнение наблюдаемых контуров эмиссионных линий с теоретическими позволяет получить информацию о физических свойствах и кинематических характеристиках газовой оболочки, что представляется интересным в процессе изучения таких нестационарных объектов, как молодые звезды. H_α -эмиссия в спектрах многих из них является переменной, что приводит к необходимости прове-

дения достаточно длительных наблюдений с целью сопоставления интенсивности и контура линии с другими переменными характеристиками звезды.

К настоящему времени результаты изучения эмиссионных линий в спектрах молодых звезд по спектрограммам с дисперсией, достаточной для анализа контуров, немногочисленны из-за слабости блеска звезд этого типа. Из работ, в которых содержатся результаты наблюдений, можно указать [2—10]. Здесь необходимо отметить, что существенный выигрыш в процесс наблюдений приносит применение усилителей изображения: электронных камер и электронно-оптических преобразователей. Теоретическая интерпретация наблюдаемых в спектрах молодых звезд контуров эмиссионных линий предпринята в [3] и [11, 12].

Переменность контуров H_α -эмиссии в спектрах WW Vul, VX Cas и UX Ori была обнаружена нами совместно с Г. В. Зайцевой в 1971—72 гг. [5]. В дальнейшем, кроме слежения за переменностью линии H_α , были выполнены также наблюдения линии H_β в спектрах этих звезд.

Спектральные классы изучаемых переменных были определены ранее как A3 у WW Vul [13] и UX Ori [14] и A0 у VX Cas [15]. Результаты фотоэлектрических UBV измерений блеска переменных в последние годы приведены в [16—18].

Наблюдательный материал. Все спектральные наблюдения выполнены на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ с помощью дифракционного спектрографа, работающего с контактным ЭОП. Размер экрана ЭОП ≈ 10 мм, что при дисперсии спектрограмм 20 Å/мм позволяет наблюдать интервал ≈ 200 Å, спектральное разрешение ≈ 1 Å. Все спектры расширялись во время экспозиции до 0.2—0.5 мкм, в качестве спектра сравнения использовался спектр неона. Ширина инструментального контура, определенная по линиям спектра неона, равна ≈ 110 км/сек (≈ 2 Å). Фотографирование спектра осуществлялось на предварительно подсвеченных эмульсиях Kodak 103aD и A-600.

В большинстве случаев экспонировалось не более одной спектрограммы данной звезды в ночь и лишь в несколько ночей получено по 2—3 спектрограммы подряд. Всего получено для WW Vul 32 спектрограммы в области H_α (25 ночей) и 2 спектрограммы в области H_β (2 ночи), для VX Cas, соответственно, 29 (24 ночи) и 6 (4 ночи) спектрограмм и для UX Ori 31 (28 ночей) и 5 (4 ночи) спектрограмм. Для сравнения контуров линий H_α и H_β , наблюдаемых в спектрах переменных звезд, с контурами линий у нормальных звезд тех же спектральных классов было получено несколько спектрограмм звезд BD + 61°212 (A0V) и HD 65145 (A3V).

Все спектрограммы были записаны на микрофотометре в интенсивностях, образцы записей приведены на рис. 1. Наблюдаемые контуры линий

H_α и H_β были затем выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра, длины волн измерялись относительно линий неона по регистрограммам. Не обнаружено выходящих за пределы фотографической точности наблюдений изменений контуров линий в те ночи, когда получались 2—3 спектрограммы для одной звезды и в таких случаях строился средний контур. По наблюдениям стандартов были определены контуры линий поглощений H_α и H_β , причем при осреднении (по 5 спектрограмм для каждого контура) использовались как спектрограммы звезды A0V, так и A3V. Здесь следует заметить, что сопоставление наших результатов, например, с [19] показывает, что мы систематически недоучитываем на наших спектрах протяженные крылья водородных линий поглощения, характерные для звезд в спектральном интервале A0V — A3V.

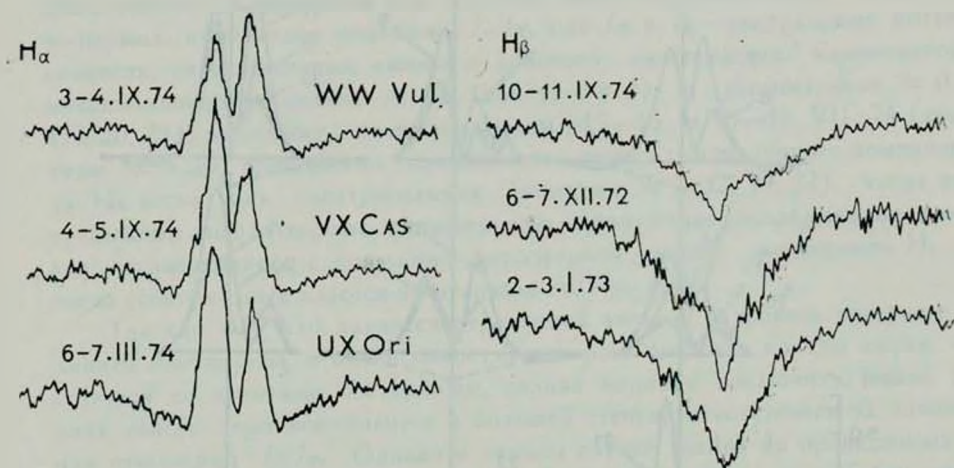


Рис. 1. Микрофотометрические записи в интенсивностях спектрограмм областей H_α и H_β у переменных звезд WW Vul, VX Cas и UX Ori.

В некоторые ночи одновременно со спектральными наблюдениями Г. В. Зайцевой были выполнены фотоэлектрические UVV измерения блеска переменных на 60-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ.

Перейдем теперь к рассмотрению полученного спектрального материала.

*Контур*ы линии H_α . Наблюдаемые в спектрах WW Vul, VX Cas и UX Ori контуры эмиссионной линии H_α приведены на рис. 2—4. На каждом из рисунков контуры последовательно пронумерованы и по соответствующему номеру для определенной звезды в таблице можно найти следующее: а) дату наблюдения; б) для некоторых дат показатели цвета U—B, B—V.

и величину V звезды; в) эквивалентную ширину эмиссии $W_\lambda(H_2)$ в А. Несколько спектрограмм области H_α в спектрах WW Vul и UX Ori

WW Vul

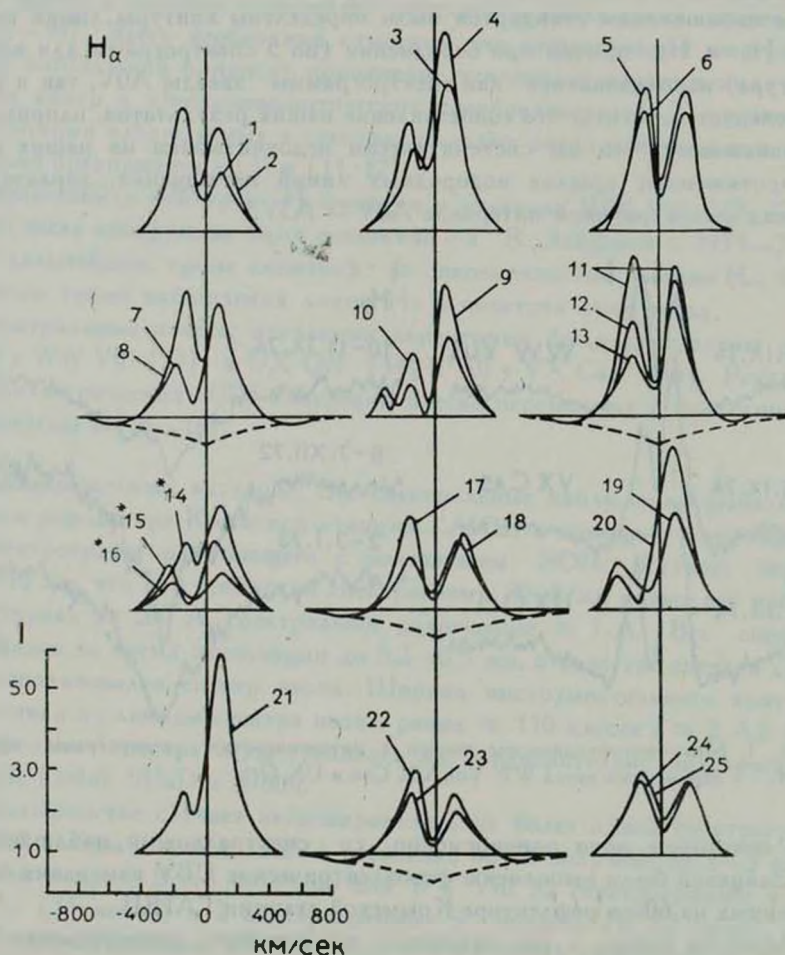


Рис. 2. Контуры переменной эмиссионной линии H_α в спектре WW Vul, выраженные в единицах интенсивности непрерывного спектра (оси ординат), по осям абсцисс отложены $\pm$ км/сек. Все контуры построены в одинаковом масштабе (указан для контура № 21). Штриховой линией изображен контур линии поглощения H_α у звезд спектральных классов A0V — A3V.

получились плохого качества, соответствующие контуры отмечены на рис. 2 и 4 звездочками, а вычисление $W_\lambda(H_2)$ по таким контурам не производилось. Контуры линии поглощения H_α у звезд спектральных классов

A0V — A3V нанесены на рис. 2—4 с учетом лучевых скоростей переменных, определенным по линии $H\beta$ (см. об этом ниже в соответствующем разделе).

Рассмотрим сначала подробно и отдельно по каждой звезде структуру и переменность приведенных на рис. 2—4 контуров. Затем обсудим для всех трех звезд зависимости определенной с учетом изменений интенсивности непрерывного спектра эквивалентной ширины $H\alpha$ -эмиссии от блеска (т. е. вариации потоков в линии).

а) *WW Vul.* Как видно из рис. 2, практически во все даты (исключая 15—16 и 18—19.VII.74) при использованном нами спектральном разрешении в спектре этой звезды наблюдался двухкомпонентный контур линии $H\alpha$, состоящий из хорошо разделенных синего и красного эмиссионных компонентов. Со временем вид контура менялся следующим образом: во-первых, изменялось отношение I_B/I_R , где I_B и I_R — центральные интенсивности, соответственно, синего и красного эмиссионных компонентов, максимальное отношение ≈ 1.6 (контур № 1) и минимальное ≈ 0.4 (№ 20, 21); во-вторых, по наблюдениям 15—16 и 18—19. VII. 74 (контур № 9, 10) обнаружено «раздвоение» синего эмиссионного компонента. На нескольких спектрограммах (контур № 7, 12, 19, 22), когда непрерывный спектр хорошо экспонирован, обнаружены абсорбционные крылья, согласующиеся с крыльями фотосферной линии поглощения $H\alpha$ у звезд спектральных классов в интервале A0V — A3V.

Так как *WW Vul* является переменной звездой и уровень соседнего с линией континуума, в интенсивностях которого выражен контур линии, не остается со временем постоянным, нельзя априори заключить, какой из двух эмиссионных компонентов в большей степени ответственен за изменения отношений I_B/I_R . Однако в данном случае знание из проведенных в 10 ночей одновременно фотоэлектрических измерений величин V (см. таблицу) позволяет учесть переменность блеска звезды, т. е. привести характеристики контура I_B и I_R к одному уровню непрерывного спектра. Такое рассмотрение показало, что хотя переменными являются оба компонента и с ослаблением блеска звезды их интенсивности уменьшаются, интенсивность синего подвержена более значительным колебаниям и в большей степени вызывает изменения отношения I_B/I_R .

Проанализируем подробнее примеры зависимости между изменениями вида контура $H\alpha$ -эмиссии и характером изменений блеска *WW Vul*. Из 25 представленных на рис. 2 контуров отношением $I_B/I_R > 1$ характеризуются контуры в 11 ночей, причем для 6 из них определены величины V и они заключены в пределах 10^m61 — 11^m09 . Контуры № 3 и 4 получены осенью 1972 г. и блеск звезды был в эти моменты, соответственно, 11^m71 и 12^m19 , т. е. заметный по сравнению с мартом и ноябрем 1972 г.

минимум ($\Delta V \approx 1^m6$) оптического блеска звезды сопровождался уменьшением отношения I_B/I_R в основном за счет ослабления интенсивности I_B .

Другое, но меньшее по амплитуде ($\Delta V \approx 0^m3$) ослабление блеска WW Vul произошло в начале августа 1974 г. (контуры № 11—13) и оно также сопровождалось уменьшением отношения I_B/I_R , обусловленным большим уменьшением интенсивности I_B . Величина I_B/I_R изменилась от ≈ 1.06 до ≈ 0.66 и блеск звезды в V ослабел от 10^m86 до 11^m15 на протяжении четырех дней (7—11.VIII.74).

Особый интерес представляют контуры H_α -эмиссии № 17—20, полученные последовательно в четыре ночи с 2 по 5 сентября 1974 г. Во-первых, за это время монотонно уменьшилось от ≈ 1.14 до ≈ 0.36 отношение I_B/I_R , а далее, по-видимому, структура контура не менялась до 9—10.IX.74, как позволяет предположить идентичность контуров № 20 и 21. В сумме с наблюдениями 7—11.VIII.74 (контуры № 11—13) эти наблюдения позволяют предположить, что характерное время переменности контура H_α -эмиссии в спектре WW Vul не меньше, по-видимому, суток (следует оговорить, конечно, необходимость подтверждения этого проведением специальных наблюдений в течение ночи). Во-вторых, хотя только для одной ночи из четырех, 4—5.IX.74, известна величина $V = 10^m85$, некоторые сопоставления переменности контура с блеском можно провести, но результаты не совсем тождественны вышеизложенным. Имеющиеся в дополнение к приведенным в таблице значения блеска 1—2.IX.74 $V = 10^m84$ и 14—15.IX.74 $V = 11^m00$ показывают, что интенсивность оптического излучения звезды в этот период уменьшалась. Однако происшедшее за четыре дня изменение контура H_α -эмиссии не было, по-видимому, связано со значительными флуктуациями блеска звезды.

В целом из проведенных параллельно спектральных и фотометрических UBV наблюдений WW Vul можно сформулировать следующее: а) двухкомпонентный контур H_α -эмиссии с отношением $I_B/I_R \geq 1$ соответствует некоторому «максимальному» уровню блеска звезды по сравнению с блеском в предыдущий и последующий периоды времени; б) ослабление блеска от «максимального» уровня сопровождается уменьшением в большей степени интенсивности синего эмиссионного компонента линии H_α , которое происходит либо одновременно с этим, либо значительно быстрее по сравнению со скоростью падения блеска.

б) V X Cas. Контур H_α -эмиссии в спектре этой звезды для 24 ночей наблюдений приведены на рис. 3. Практически во всех случаях наблюдалась хорошо различимая двухкомпонентная структура контура эмиссии. Некоторое исключение представляют контуры № 18—20, когда центральный абсорбционный провал четко не выделяется. На многих спектро-

граммах уверенно прослеживаются крылья фотосферной линии поглощения H_α , согласующиеся, как видно из рис. 3, со спектральным классом A0V — A3V.

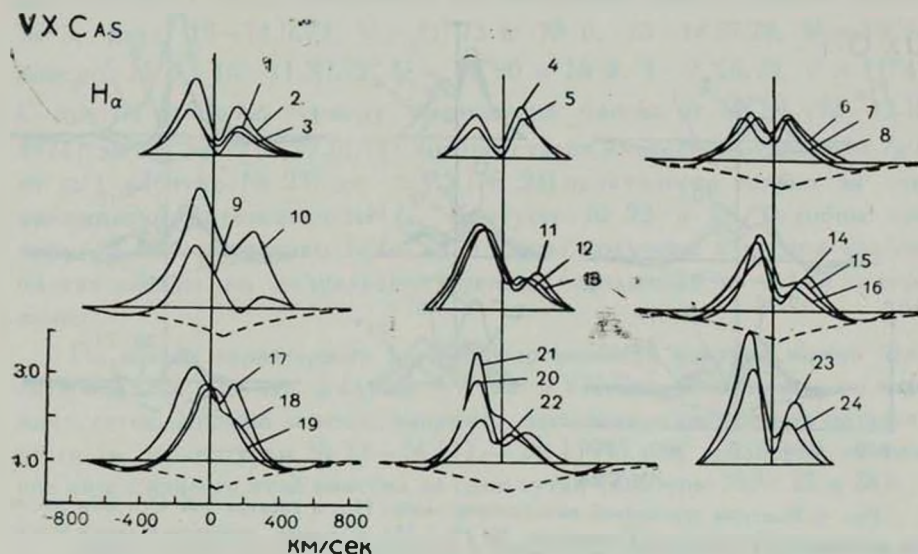


Рис. 3. Контуры переменной эмиссионной линии H_α в спектре VX Cas. Оси рисунка, их масштаб (указан для контуров № 17, 18, 19), а также штриховая линия тождественны рис. 2.

Как показали наблюдения, со временем меняется отношение I_B/I_R , максимальное отношение ≈ 2.1 (контур № 21) и минимальное ≈ 0.8 (№ 5). Из 24 контуров H_α -эмиссии в спектре VX Cas 18 характеризуются отношением $I_B/I_R > 1$ и 6 отношением ≤ 1 .

В 15 из 24 ночей спектральных наблюдений получены также UBV величины блеска VX Cas. Большая часть приведенных в таблице значений V заключена в пределах $11^m03 - 11^m31$, т. е. свидетельствует о небольших по амплитуде колебаниях блеска звезды около некоторого «максимального» уровня. Определенной зависимости вида контура от блеска в этот период не обнаруживается, т. е. наблюдается достаточно широкий (1.0—1.8) диапазон значений I_B/I_R , обусловленный в основном изменениями интенсивности I_R при небольших флуктуациях блеска.

В январе 1973 г. произошло глубокое ($\Delta V \approx 1^m4$) ослабление оптического блеска VX Cas. Этот минимум определенно сопровождался (рис. 3, контуры № 8—13) уменьшением интенсивности I_R .

На основании полученного спектрального материала можно также предположить, что характерное время переменности контура H_α -эмиссии в

спектре VX Cas не меньше суток (контуры № 17—19, период времени 2—5.XII.74).

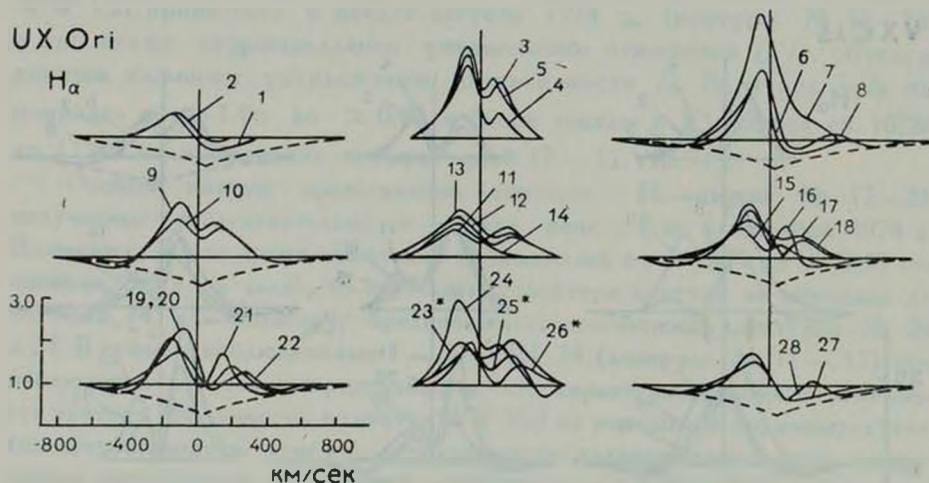


Рис. 4. Контуры переменной эмиссионной линии: H_{α} в спектре UX Ori. Оси рисунка, их масштаб (указан для контуров № 19—22), а также штриховая линия тождественны рис. 2.

в) UX Ori. На рис. 4 приведены контуры H_{α} -эмиссии в спектре UX Ori для 28 ночей наблюдений. Как видно из рис. 4, переменность структуры контура заключена в пределах от двухкомпонентной эмиссии с отношением $I_B/I_R \approx 1$ (контуры № 11, 23) до контура типа «обратный P Cyg» (пример № 1, 6, 27). На многих спектрограммах уверенно прослеживаются абсорбционные крылья фотосферной линии H_{α} , согласующиеся со спектральным классом A0V—A3V. Из рис. 4 также видно, что в тех случаях, когда наблюдается контур «обратный P Cyg», остаточные интенсивности красного крыла поглощения не меньше соответствующих величин у стандартного контура сравнения.

В 15 из 23 ночей спектральных наблюдений одновременно проведена UVV фотометрия UX Ori. Величины блеска в фильтре V заключены в достаточно широком диапазоне $10^m 22$ — $11^m 90$, при этом в большинстве случаев (11 из 15) звезда была ярче 11^m .

Хотя сопоставление изменений контура H_{α} -эмиссии с флуктуациями оптического блеска UX Ori затруднено, в отличие от WW Vul и VX Cas, отсутствием серии достаточно близких по времени параллельных спектральных и фотометрических наблюдений, некоторые выводы из полученного материала сделать можно. Учет переменности уровня непрерывного спектра, по отношению к которому определялись интенсивности I_B и I_R , показал, что с уменьшением блеска в V интенсивность I_B также уменьшается.

Переменность интенсивности I_R определенной зависимости от блеска не показывает. Так, по наблюдениям 1972 г. обнаружено, что излучение в красном крыле линии ослабляется при увеличении яркости звезды: контур № 3, дата 13—14.II.72, $V = 11^m75$ и № 6, 13—14.III.72, $V = 10^m56$; контур № 7, 10—11.XI.72, $V = 11^m90$ и № 8, 1—2.XII.72, $V = 11^m41$. С другой стороны, периоду уменьшения блеска от 10^m94 (12—13.III.1974) до 11^m52 (21—22.III.74) соответствует изменение отношения I_B/I_R от ≈ 1 (контур № 23) до ≈ 1.5 (№ 24) практически только за счет уменьшения интенсивности I_R . Контур № 25 и 26 подобны контуру № 24 отношением $I_B/I_R > 1$ и также получены в период слабого блеска звезды по визуальным оценкам, сделанным во время гидирования.

По поводу характерного времени переменности контура можно отметить, что так же, как в случае WW Vul и VX Cas, не меньше, по-видимому, суток. Хорошо заметно, например, постепенное уменьшение интенсивности I_R по контурам № 11—14 (17—24. I. 73) или, наоборот, увеличение интенсивности этой эмиссии за одни сутки (контур №№ 27 и 28).

Зависимость потоков излучения в линии H_α от блеска. Рассмотрим, зависят ли изменения потоков излучения в линии H_α от изменений блеска звезд. Так как у всех трех звезд обнаружены по ряду спектрограмм крылья фотосферной линии поглощения H_α (отсутствие их на остальных спектрах объясняется как недостаточной плотностью континуума так и реальным, по-видимому, появлением эмиссии на этих длинах волн), то площадь эмиссии для вычисления эквивалентной ширины определялась с учетом соответствующего фотосферного контура абсорбции на каждой спектрограмме. Величины $W_\lambda(H_\alpha)$ собраны, как уже упоминалось ранее, в таблице. Далее, значения V , полученные одновременно со спектральными наблюдениями, позволяют учесть изменения интенсивности непрерывного спектра около H_α -эмиссии и привести для каждой звезды $W_\lambda(H_\alpha)$ к одному уровню континуума, т. е. выделить вариации потока в линии. Полученные таким образом величины $W_\lambda(H_\alpha)$ можно сопоставить с флуктуациями блеска звезд. Для каждой звезды за начало отсчета величин ΔV и $\Delta m(H_\alpha)$ были приняты минимальное наблюдавшееся значение блеска в фильтре V и соответствующее этой дате значение $W_\lambda(H_\alpha)$. Зависимости $\Delta m(H_\alpha)$ от ΔV для WW Vul, VX Cas и UX Ori представлены на рис. 5.

Как видно из рисунка, у WW Vul поток в линии H_α хорошо коррелирует с блеском звезды: чем ярче звезда, тем сильнее излучение в линии H_α . Такая же зависимость интенсивности H_α -эмиссии от величины V обнаружена и у UX Ori.

У VX Cas при глубоком минимуме блеска (интервал $\Delta V \approx 0^m 0 - 0^m 2$ на рис. 5) произошло заметное уменьшение интенсивности H_α -эмиссии по сравнению с остальным периодом. В диапазоне $\Delta V \approx 0^m 7 - 1^m 3$, относящемся в основном к периоду «максимальной» яркости звезды и частично захватывающем время выхода из минимума, значительное рассеяние точек на графике не позволяет уверенно судить о зависимости между потоком в линии H_α и блеском звезды.

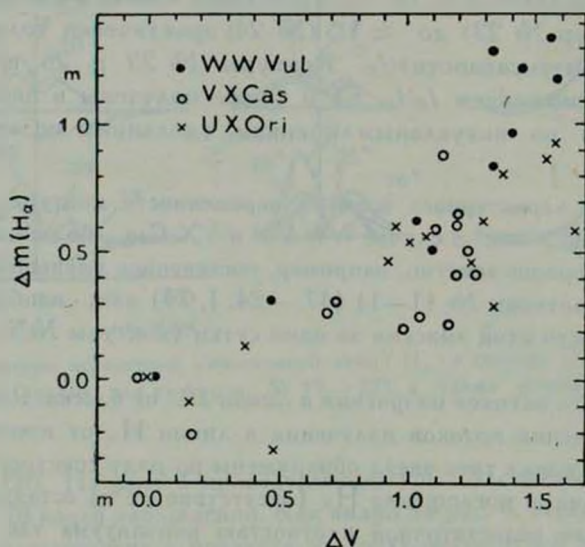


Рис. 5. Зависимости потоков излучения в линии H_α от блеска переменных звезд WW Vul (темные кружки), VX Cas (открытые кружки) и UX Ori (крестики). За начало отсчета величин $\Delta m(H_\alpha)$ и ΔV приняты для каждой звезды минимальное наблюдавшееся значение оптического блеска V и соответствующее ему значение эквивалентной ширины $W_\lambda(H_\alpha)$ (подробнее см. соответствующий раздел текста).

Контуры линии H_β . Сразу следует отметить, что для переменных звезд спектрограмм в области H_β получено значительно меньше, чем в области H_α . Даты наблюдений следующие (в скобках указаны число спектрограмм в ночь и в большинстве случаев величины блеска звезд в V): WW Vul, 11—12.XII.72 (1, $10^m 90$), 10—11.IX.74 (1); VX Cas, 6—7.XII.1972 (2, $11^m 13$), 13—14.XII.72 (1, $11^m 17$), 3—4.I.73 (1, $11^m 29$) и 13—14.IX.74 (2); UX Ori, 2—3.I.73 (1, $10^m 49$), 3—4.I.73 (1, $10^m 54$), 7—8.III.73 (2, $11^m 01$) и 8—9.III.73 (1, $10^m 91$).

Контуры линии H_β , выраженные в единицах интенсивности непрерывного спектра, приведены на рис. 6. Для сравнения с контуром линии H_β в спектрах звезд спектральных классов A0V — A3V из рис. 6 по оси

абсциссы отложены значения $\pm \Delta\lambda$ в Å. Лучевые скорости линии H_β у переменных звезд, измеренные по микрофотометрическим записям, следующие: ≈ 0 км/сек (значение не совсем уверенное, так как получено по двум

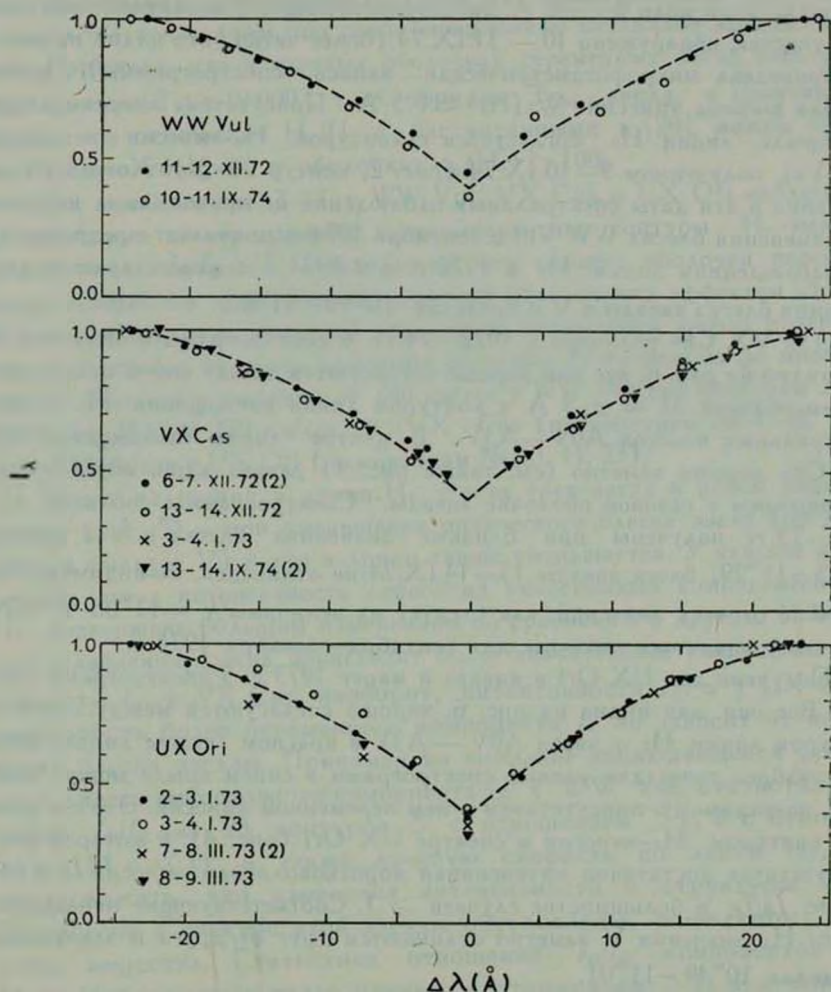


Рис. 6. Контуры линии H_β в спектрах переменных звезд WW Vul, VX Cas и UX Ori; для каждой звезды различные значки на рис. относятся к разным датам наблюдений. Контуры выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра (оси ординат), по осям абсцисс отложены $\pm \Delta\lambda$ в Å. Штриховой линией изображен контур линии поглощения H_β у звезд спектральных классов A0V — A3V.

спектрограммам) у WW Vul, $\approx +58 \pm 5$ км/сек у VX Cas и $\approx +40 \pm 10$ км/сек у UX Ori. Перейдем теперь к более подробному рассмотрению приведенных на рис. 6 контуров линии H_β в спектрах переменных звезд.

Для WW Vul получено всего две спектрограммы, но в разные годы. В целом контур линии H_β хорошо согласуется с контуром линии поглощения у звезд спектральных классов A0V—A3V. Некоторое отличие в интервале длин волн $0 \div +8 \text{ \AA}$, свидетельствующее о вероятной эмиссии в этом участке, обнаружено 10—11.IX.74 (более четко это видно на рис. 1, где приведена микрофотометрическая запись спектрограммы). Эквивалентная ширина эмиссии $W_\lambda(H_\beta) \approx 0.5 \text{ \AA}$. Присутствие эмиссии в красном крыле линии H_β согласуется с контуром H_α -эмиссии в спектре WW Vul, полученном 9—10.IX.74 (рис. 2, контур № 21). Хотя UVV наблюдения в эти даты спектральных наблюдений не проводились, направление изменения блеска WW Vul в сентябре 1974 г. позволяет предположить, что наблюдениям линии H_β в 1972 г. и в 1974 г. соответствуют близкие значения блеска звезды в V в пределах $10^m 90$ — $11^m 00$.

Для VX Cas получено в 1972—74 гг. 6 спектрограмм в области H_β . Как видно из рис. 6, все они хорошо согласуются между собой и, за исключением области $\Delta\lambda \approx \pm 3 \text{ \AA}$, с контуром линии поглощения H_β у звезд спектральных классов A0V—A3V. В центре линии поглощения H_β у VX Cas хорошо заметно (см. также рис. 1) резкое ядро, обусловленное поглощением в газовой оболочке звезды. Спектрограммы области H_β в 1972—73 гг. получены при близких значениях блеска в V в пределах $11^m 13$ — $11^m 29$, блеск звезды 13—14.IX.74 не отличался, по-видимому, значительно от этих значений, как следует из величины $V = 11^m 03$ в соседнюю дату и данных таблицы для сентября—декабря 1974 г.

Получено для UX Ori в январе и марте 1973 г. 5 спектрограмм линии H_β . Все они, как видно из рис. 6, хорошо согласуются между собой и с контуром линии H_β у звезд A0V—A3V в красном крыле линии. Заметный разброс топок для разных спектрограмм в синем крыле можно объяснить, по-видимому, присутствием в нем переменной эмиссии. Это согласуется с контуром H_α -эмиссии в спектре UX Ori (рис. 4), у которой всегда присутствует достаточно интенсивная коротковолновая эмиссия I_B и отношение I_B/I_R в большинстве случаев > 1 . Соответствующие наблюдениям линии H_β значения V заметно отличаются друг от друга и заключены в пределах $10^m 49$ — $11^m 01$.

Общие замечания. Рассмотрим в целом результаты проведенных спектральных наблюдений быстрых неправильных переменных WW Vul, VX Cas и UX Ori.

Интенсивности и контуры H_α -эмиссии, возникающей, по-видимому, в газовых оболочках, у всех трех звезд меняются со временем. В линии H_β также, вероятно, присутствует небольшая переменная эмиссия в красном у WW Vul и в синем крыле у UX Ori, что согласуется со структурой контуров H_α -эмиссии в спектрах этих звезд. Отношение интенсивностей эмис-

сии в линии H_2 к эмиссии в линии H_3 довольно высоко — у WW Vul по наблюдениям 9—11.IX.74 отношение H_2/H_3 составляет ≈ 50 , у других звезд оно, по-видимому, еще больше. В. П. Грининым [20] были рассчитаны относительные интенсивности линий излучения водорода в спектре оптически толстой плазмы при рекомбинационном механизме заселения уровней. Принимая, что в газовых оболочках переменных звезд электронная температура $T_e \approx 10\,000^\circ$, т. е. порядка $T_{\text{эфф}}$ звезд, и сравнивая наблюдаемое отношение H_2/H_3 с рассчитанными в [20], можем оценить оптическую толщину в оболочках $\tau_0(H_2) > 100$.

Как видно из рис. 2—4, у WW Vul, VX Cas и UX Ori наблюдаются на некоторых спектрограммах двухкомпонентные контуры H_2 -эмиссии с отношением $I_B/I_R \approx 1$. Предполагая, что газовые оболочки переменных звезд вращаются и расширение эмиссии обусловлено эффектом Доплера, можно оценить по полуширине эмиссии на половинном уровне интенсивности характерную скорость вращения оболочки (с точностью до множителя $1/\sin i$). Получены значения ≈ 240 км/сек у WW Vul (по контурам № 5, 6, 8, 11, 24, 25), ≈ 270 км/сек у VX Cas (по контурам № 4—8, 17, 22) и ≈ 310 км/сек у UX Ori (по контурам № 10, 11, 23).

Поток излучения в линии H_2 у всех трех звезд в целом зависит от блеска (рис. 5) — при уменьшении оптического блеска звезд (по измерениям в фильтре V) поток в линии также уменьшается. У каждой из переменных звезд интенсивность одного из эмиссионных компонентов линии H_2 подвержена большим изменениям по сравнению с другим. У WW Vul при ослаблении блеска происходит более значительное уменьшение интенсивности I_B , у VX Cas, наоборот, интенсивности I_R , а у UX Ori интенсивность более переменного компонента I_R не зависит от переменности блеска звезды. Принимая во внимание наблюдавшееся „раздвоение“ синего эмиссионного компонента I_B у WW Vul, статистику отношений I_B/I_R (из 25 контуров 5 с отношением > 1 , 6 с отношением ≈ 1 и 14 с < 1), а также лучевую скорость по линии H_3 , можно предположить, что изменения интенсивности и структуры контура H_2 -эмиссии в спектре этой звезды обусловлены, по-видимому, выбросами вещества. Статистика отношений I_B/I_R компонентов линии H_2 (преобладающее число случаев с отношением > 1) и лучевые скорости по линии H_3 у VX Cas и UX Ori позволяют предположить наличие обратного процесса — аккреции вещества — у этих звезд. Интересно отметить здесь, что характерное время изменений структуры контуров, вызванное, по-видимому, движениями вещества, у WW Vul, VX Cas и UX Ori одинаково и составляет ~ 1 сутки.

У всех трех звезд, результаты спектральных наблюдений которых были представлены выше, а также у BN Ori (работа I), обнаружены избытки излучения в ИК-области спектра, свидетельствующие о наличии пылевых

Таблица 1

№	WW Vul					VX Cas					UX Ori				
	Дата	U-B	B-V	V	$W_2(H_2)$	Дата	U-B	B-V	V	$W_2(H_2)$	Дата	U-B	B-V	V	$W_2(H_2)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	12-13.III.72	—	—	10.61	28.6	29-30.XII.71	+0.43	+0.30	11.31	17.3	15-16.XII.71	—	—	—	10.8
2	13-14.III.72	+0.35	+0.38	10.62	33.7	4-5.I.72	—	—	11.19	21.8	29-30.XII.71	—	—	—	12.6
3	27-28.IX.72	+0.34	+0.53	11.71	35.9	1-2.II.72	+0.30	+0.22	11.03	16.0	13-14.II.72	+0.38	+0.45	11.75	23.0
4	29-30.IX.72	—	+0.53	12.19	42.8	13-14.II.72	—	—	—	18.0	3-4.III.72	—	—	—	19.3
5	4-5.XI.72	—	—	—	37.6	3-4.III.72	+	—	—	16.5	7-8.III.72	—	—	—	24.5
6	10-11.XI.72	+0.34	+0.41	10.74	33.7	10-11.XI.72	+0.24	+0.28	11.06	18.0	13-14.III.72	+0.61	+0.41	10.56	10.6
7	2-3.IV.74	—	—	—	26.7	1-2.XII.72	+0.24	+0.26	11.14	14.9	10-11.XI.72	+0.25	+0.35	11.90	28.5
8	13-14.IV.74	—	—	—	34.1	4-5.I.73	—	—	11.50	19.5	1-2.XII.72	+0.39	+0.45	11.41	13.8
9	15-16.VII.74	—	—	—	27.2	17-18.I.73	—	—	>12.3	14.5	3-4.I.73	+0.51	+0.44	10.54	16.7
10	18-19.VII.74	—	—	—	23.7	24-25.I.73	—	—	≈12.3	36.0	4-5.I.73	—	—	10.36	15.0
11	7-8.V.II.74	+0.39	+0.45	10.86	39.6	26-27.I.73	—	—	12.13	24.5	17-18.I.73	—	—	—	16.6
12	9-10.VIII.74	—	—	—	32.9	3-4.II.73	+0.49	+0.39	11.60	23.8	22-23.I.73	—	—	—	19.4
13	11-12.VIII.74	+0.45	+0.50	11.15	28.3	5-6.II.73	+0.45	+0.35	11.57	24.1	23-24.I.73	—	—	10.97	18.3
14	18-19.VIII.74	—	—	—	—	4-5.IX.74	+0.21	+0.27	11.10	17.1	24-25.I.73	—	—	—	15.0
15	20-21.VIII.74	—	—	—	—	9-10.IX.74	—	—	—	16.6	3-4.II.73	—	—	—	10.2
16	29-30.VIII.74	—	—	—	—	26-27.IX.74	—	—	—	14.7	5-6.II.73	+0.56	+0.48	10.60	15.0
17	2-3.IX.74	—	—	—	27.3	2-3.XII.74	+0.24	+0.26	11.10	20.1	25-26.III.73	+0.36	+0.48	10.80	18.0
18	3-4.IX.74	—	—	—	23.7	3-4.XII.74	—	—	—	17.1	26-27.III.73	+0.48	+0.49	10.81	17.3
19	4-5.IX.74	+0.39	+0.43	10.85	26.1	5-6.XII.74	+0.22	+0.28	11.10	20.9	18-19.II.74	+0.50	+0.41	10.33	15.4

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
20	5—6.IX.74	—	—	—	32.2	21—22.XII.74	—	—	—	18.8	4—5.III.74	—	—	—	15.6
21	9—10.IX.74	—	—	—	35.8	28—29.XII.75	—	—	—	17.7	6—7.III.73	—	—	—	12.9
22	25—26.IX.74	—	+0.46	11.09	24.4	15—16.IX.75	+0.34	+0.30	11.24	16.7	10—11.III.74	+0.58	+0.55	10.65	13.4
23	26—27.IX.74	—	—	—	20.8	18—19.IX.75	+0.27	+0.30	11.16	27.4	12—13.III.74	+0.60	+0.55	10.94	20
24	2—3.XII.74	—	—	—	26.1	15—16.X.75	—	—	—	21.0	21—22.III.74	+0.46	+0.49	11.52	22.5
25	5—6.XII.74	+0.44	+0.45	10.79	27.9	—	—	—	—	—	24—25.III.75	—	—	—	—
26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	31.III—1.IV.74	—	—	—	—
27	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1—2.XII.74	—	—	—	9.6
28	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2—3.XII.74	+0.56	+0.40	10.22	10.6

оболочек [21]. Результаты фотометрических наблюдений этих звезд, проводимых на Крымской станции ГАИШ как в оптическом, так и в ИК-диапазонах спектра, будут изложены в работе III.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Г. В. Зайцевой за предоставление результатов UVB фотометрии до их опубликования, а также В. П. Гринину за обсуждение статьи и ценные замечания.

Крымская станция Государственного
астрономического института
им. П. К. Штернберга

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE FAST IRREGULAR VARIABLES. II. H_α AND H_β LINES IN THE SPECTRUM OF WW Vul, VX Cas AND UX Ori

E. A. KOLOTILOV

In 1971—1975 we have obtained 90 spectrograms of the H_α region and 13 spectrograms of the H_β region of the variables WW Vul, VX Cas and UX Ori. The observations were made with image tube spectrograph (dispersion 20 Å/mm) using 125-cm reflector of the Sternberg Astronomical Institute Crimean Station. The profiles of H_α emission and H_β absorption lines in spectra of the variables are presented. The variation of H_α emission profiles and correlations between H_α fluxes and brightness of the star are discussed. The profiles of H_β absorption lines are in good agreement with H_β absorption lines of standard A0V—A3V type stars. We suppose that H_α emission is formed in the gaseous envelopes of the variables. Rotational velocities of the envelopes are estimated. The ejection of the matter in WW Vul and accretion on VX Cas and UX Ori seems to determine the variations of H_α emission intensity and its profile.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Колотиллов, Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 12, 43 1976.
2. L. V. Kuht, *Ap. J.*, 140, 1409, 1964.
3. L. V. Kuht, *Ap. J.*, 143, 991, 1966.
4. M. F. Walker, *Ap. J.*, 175, 89, 1972.
5. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотиллов, *Астрофизика*, 9, 185, 1973.
6. Е. А. Колотиллов, Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 10, 365, 1974.
7. G. F. Gahm and al., *Astron. Astrophys.*, 33, 399, 1974.
8. Е. А. Колотиллов, Г. В. Зайцева, *Переменные звезды*, 20, 153, 1975.
9. Е. А. Колотиллов, *Астрон. циркул.*, № 868, 1 1975.
10. Е. А. Колотиллов, *Астрон. циркул.*, № 873, 4, 1975.

11. *S. Dumont and al.*, *Astron. Astrophys.*, 29, 199, 1973.
12. *P. Kuan*, *Ap. J.*, 200, 653, 1975.
13. *P. W. Merrill, G. G. Burwell*, *Ap. J.*, 110, 394, 1949.
14. *C. T. Elvey, H. W. Babcock*, *Ap. J.*, 96, 423, 1943.
15. *A. N. Vyssotsky*, *P. A. S. P.*, 54, 160, 1942.
16. *Г. В. Зайцева*, Диссертация, М., 1974.
17. *G. V. Zajtseva, E. A. Kolottlov*, *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symp. № 67, 113, 1975.
18. *Г. В. Зайцева*, *Переменные звезды*, 19, 63, 1973.
19. *S. E. Strom and al.*, *Ap. J.*, 173, 353, 1972.
20. *В. П. Гринин*, *Астрофизика*, 5, 371, 1969.
21. *I. S. Glass, M. V. Penston*, *M. N.*, 167, 237, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ГАЗОВЫЕ ОБОЛОЧКИ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. И. ПРОНИК

Поступила 5 июля 1976

Пересмотрена 5 ноября 1976

Обращается внимание на то, что запрещенные линии [O III] дают для большинства ядер сейфертовских галактик практически одинаковую газовую плотность $10^4 \div 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, несмотря на то, что диапазон плотности газа в ядрах составляет несколько порядков — от 10^4 до $\geq 10^7$. Попытка совместить эти два обстоятельства привела к модели сферически симметричной оболочки ядра, в которой плотность газа уменьшается наружу по закону $n(r) \sim r^{-2}$. Благодаря зависимости $n(r) \sim r^{-2}$ и существованию критической плотности для запрещенных линий, максимальный вклад в излучение запрещенной линии вносит тот слой газа, плотность которого равна критической для данной линии.

Уже первые определения плотности газа в ядрах сейфертовских галактик [1, 2] показали, что результат сильно зависит от используемых запрещенных линий. Это и послужило основанием рассматривать отдельно зоны свечения [O II] и [O III], отличающиеся по плотности на два порядка. Кроме того, в силу особых физических и кинематических характеристик, в отдельную зону был выделен также плотный газ, излучающий широкие водородные линии (для него оценивается только нижняя граница плотности).

По аналогии с газовыми туманностями принято считать, что стратификация излучения в ядре связана с изменением степени ионизации газа по мере удаления его от ионизирующего источника: плотность газа и степень ионизации растут по направлению к центру ядра. Большое различие плотности в разных зонах привело к большому различию размеров этих зон и массы газа, заключенного в них. Так, основная доля массы находится в зоне [O II], она составляет 10^4 — $10^6 M_{\odot}$; в зоне [O III] находится несколько десятков солнечных масс, а масса газа, излучающего широкие водородные линии, измеряется всего лишь несколькими солнечными массами [3].

Вывод о неравномерной плотности газа в ядрах сейфертовских галактик последнее время подтверждается на более богатом материале [4—6]. К сожалению, остается неясным принципиальный момент, характеризующий степень взаимодействия различных зон и их эволюционную связь, а именно: меняется ли плотность газа в оболочке, при переходе от зоны [O II] к зоне [O III], плавно или скачкообразно? Еще более важным является аналогичный вопрос относительно границы между газом, излучающим широкие водородные линии, и областью, где возникают запрещенные линии. Четкое деление контура водородных линий на широкую компоненту и узкий центральный максимум, равный по ширине запрещенным линиям, свидетельствует о скачкообразном изменении плотности и скорости движения газа на границе плотный газ — область излучения запрещенных линий [6, 7]. Последнее обстоятельство, возможно, следует рассматривать как аргумент в пользу преобладания круговых движений газа в оболочке ядра (заметим, что общий вид контура водородных линий в 3C 390.3 [5]) легко интерпретировать вращением газового кольца или оболочки).

То обстоятельство, что различные запрещенные линии дают разную плотность газа, в принципе, может быть использовано для получения функции распределения плотности газа с радиусом, если будет найдена возможность определять расстояние от центра ядра до зоны свечения данной запрещенной линии. Зная радиус зоны свечения и вытекающую из ширины линий скорость движения газа в ней, мы сможем судить о характере движения газа в оболочке и об изменении скорости с радиусом: в случае радиальных движений в сплошной оболочке, функции распределения плотности и скорости газа связаны законом неразрывности.

В настоящей заметке сделана попытка получить закон распределения плотности газа, в предположении, что газовое образование в ядрах сферически симметрично.

1. *Функция распределения плотности.* Возможность получить функцию распределения плотности газа в ядрах сейфертовских галактик стала очевидной, после того, как было замечено, что, несмотря на большой диапазон плотности газа, имеющий место в каждом ядре, от 10^4 до $\approx 10^7$ см $^{-3}$, линии [O III] для подавляющего большинства сейфертовских галактик указывают на одну и ту же плотность — 10^6 — 5×10^6 см $^{-3}$. В табл. 1 приведены значения электронной плотности в зоне свечения [O III] для разных галактик.

В табл. 1 не включены галактики с номерами NGC: 1068, 3227 и 4151, для которых плотности заметно отличаются от значений, приведенных в таблице. Для ядер первых двух галактик $n_e < 10^5$, для NGC 4151 $n_e \approx 3 \cdot 10^5$ [8]. Более поздние наблюдения NGC 4151 дают значение $n_e \sim 10^4$ [5]. Причина столь низкой плотности достоверно известна только для NGC 1068: значение n_e здесь относится к протяженному яркому га-

зовому облаку, в которое погружено ядро [9]. Аналогичные облака, только меньше по размерам и яркости, наблюдаются также и вблизи ядра NGC 4151 [9]. Прежде чем объяснять наблюдаемые одинаковые значения

Таблица 1
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ В ЗОНЕ [O III]
ДЛЯ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК
ПО ДАННЫМ [2] И [8]

NGC	n_e [2]	n_e [8]
1275	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
3516	—	$4 \cdot 10^6$
4051	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
5548	—	10^6
7469	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
3C—390.3	—	10^6 [5]

n_e особенностями строения газовой оболочки ядра, выясним, не является ли причиной единообразия плотности сама методика определения n_e . Наблюдаемое отношение линий $I_{1303}/I_{N_1+N_2}$ [O III] есть функция двух переменных n_e и T_e . Чтобы исключить T_e , необходимо иметь еще одно уравнение, связывающее n_e и T_e . Линии [O III] не позволяют получить второго уравнения, а аналогичные отношения для других ионов (например, [S II] или [Ne III]) либо не имеют общего решения с уравнением для [O III], либо недоступны из-за слабой интенсивности линий, входящих в эти отношения. Поэтому определить n_e без вспомогательного предположения невозможно. В [2] предполагается, что химический состав газа в ядрах близок к нормальному (используется отношение, состоящее из интенсивностей линий разных ионов). В [8] предполагается, что $T_e \approx 20\,000^\circ\text{K}$. Следует заметить, что диапазон наблюдаемых значений n_e существенно увеличится ($10^5 \div 10^6$ вместо $10^6 \div 5 \times 10^6$), если принять T_e равную не $20\,000^\circ\text{K}$, а $200\,000^\circ\text{K}$ или больше. Правда, такое предположение приводит к сильному отклонению химического состава газа в ядрах от нормального, что само по себе маловероятно. Кроме того, недавние детальные наблюдения ядра NGC 4151 показали, что если в определении плотности и существует неопределенность ($n_e \approx 2 \times 10^3 \div 10^4$), то значение температуры определяется уверенно и находится в пределах $11\,000 - 15\,000^\circ\text{K}$ [5]. Таким образом, предположение, что $T_e \approx 10-20$ тысяч градусов в ядрах сейфертовских галактик справедливо, а следовательно, равенство плотностей, полученных по линиям [O III], для большинства ядер — реально.

Попытка объяснить одновременно оба, на первый взгляд противоречащие друг другу, обстоятельства, а именно: 1) что в каждом ядре наблю-

дается широкий диапазон плотности газа от 10^4 до $n_c \geq 10^7$ и 2) что наблюдаемые интенсивности линии [O III] неизменно указывают на одну и ту же плотность $n_c \approx 10^6$ во всех ядрах, привела к модели сферически симметричной газовой оболочки ядра, в которой плотность падает по закону $n(r) \sim r^{-2}$.

Естественно предположить, что феномен одинаковой плотности (см. табл. 1) связан с особенностью самого механизма излучения запрещенных линий. Из теории свечения газовых туманностей известно, что каждой запрещенной линии свойственна, так называемая, критическая плотность, при которой происходит смена зависимости излучательной способности газа в данной линии от плотности:

$$\varepsilon(n) \sim n^2 \quad \text{при} \quad n < n_{\text{кр}},$$

$$\varepsilon(n) \sim n \quad \text{при} \quad n > n_{\text{кр}}.$$

Переход от одной зависимости к другой происходит плавно в пределах одного порядка плотности. Поскольку ядра галактик существенно отличаются друг от друга светимостью, массой газа и, возможно, размерами газовой оболочки, то наблюдаемую одинаковую плотность естественно отождествить с критической плотностью той линии, по которой определялась n_c ; точно так же, полученные для одного и того же ядра по разным линиям разные плотности разумно отождествить с $n_{\text{кр}}$ для этих линий. Однако для того, чтобы основной вклад в излучение запрещенной линии, независимо от размера ядра и его центральной плотности, вносила зона с критической для данной линии плотностью, необходимо, чтобы с ростом плотности, начиная от $n_{\text{кр}}$, количество газа уменьшалось быстрее, чем увеличивается его излучательная способность $\varepsilon(n) \sim n$, а с уменьшением плотности, начиная от $n_{\text{кр}}$, излучательная способность $\varepsilon(n) \sim n^2$ падала быстрее, чем происходит увеличение объема газа. Такая ситуация имеет место в сферически симметричной модели с функцией распределения плотности $n(r) \sim r^{-2}$. Рис. 1 поясняет, почему в оболочке с таким распределением плотности максимум излучения в запрещенной линии приходится на область с критической плотностью. Одинаковую наблюдаемую плотность можно объяснить и при другом законе распределения плотности, например, $n(r) \sim r^{-3}$ или $n(r) \sim r^{-1}$, однако при этом должны быть наложены дополнительные условия, ограничивающие внешний радиус оболочки в случае $n(r) \sim r^{-1}$ (рис. 2b) или внутренний в случае $n(r) \sim r^{-3}$ (рис. 2a). Модель с $n(r) \sim r^{-2}$ чрезвычайно проста: из-за того, что поток излучения и плотность газа обратно пропорциональны квадрату радиуса, ионизация газа в такой оболочке не меняется с радиусом, а, следовательно, не может быть большим и изменение электронной температуры.

В случае расширения оболочки или истечения газа из ядра каждой функции распределения плотности соответствует определенная кинемати-

ка оболочки: так при $n(r) \sim r^{-2}$ радиальная составляющая скорости постоянна, $v(r) = \text{const}$, при $n(r) \sim r^{-3}$ имеет место инерциальный разлет — $v(r) \sim r$. Сопоставление контуров запрещенных линий, возникающих при разных плотностях на разных «глубинах», позволит в дальнейшем установить характер движения и изменения скорости газа с радиусом в оболочке ядра.

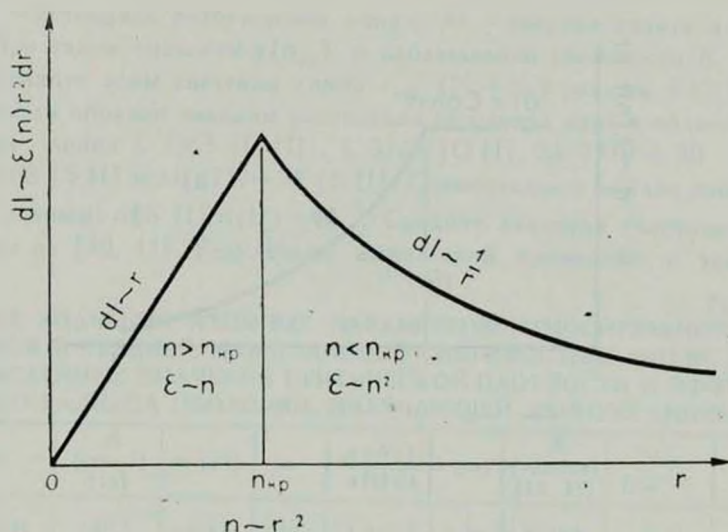


Рис. 1. Рисунок поясняющий, почему при функции распределения плотности $n(r) \sim r^{-2}$ в сферически симметричной модели максимальный вклад в излучение запрещенных линий вносит область с плотностью, равной критической для данной линии, независимо от размеров газового шара и плотности газа в центре.

2. *Размеры газовой оболочки.* Оценим размеры газовой оболочки для «среднего» ядра, считая, что скважность газа отсутствует. Для определения радиуса сферического слоя с плотностью, равной критической для данной линии, необходимо знать критическую плотность и наблюдаемую светимость в линии. Согласно [10] среднее значение светимости в линиях $N_1 + N_2$ [O III] для ядер сейфертовских галактик составляет $\sim 10^{42}$ эрг/сек. С другой стороны, для модели с $n(r) \sim r^{-2}$ полная светимость ядра в линии запишется:

$$\begin{aligned}
 E &= 4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon(n) r^2 dr = 4\pi \left\{ \int_0^{r_{\text{eff}}} \varepsilon(n_{\text{кр}}) \frac{r^{-2}}{r_{\text{кр}}^2} r^2 dr + \int_{r_{\text{eff}}}^{\infty} \varepsilon(n_{\text{кр}}) \frac{r^{-4}}{r_{\text{кр}}^4} r^2 dr \right\} = \\
 &= 8\pi \varepsilon(n_{\text{кр}}) r_{\text{eff}}^3(n=n_{\text{кр}}),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $\varepsilon(n_{кр})$ — излучательная способность единицы объема при $n = n_{кр}$. Критическая плотность для линий $N_1 + N_2$ равна:

$$n_{кр} (N_1 + N_2) = \frac{A_{\omega} T_e^{1/2}}{8.56 \cdot 10^{-6} \Omega} \approx 10^8 \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

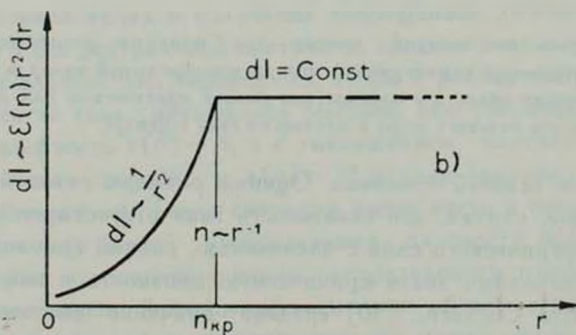
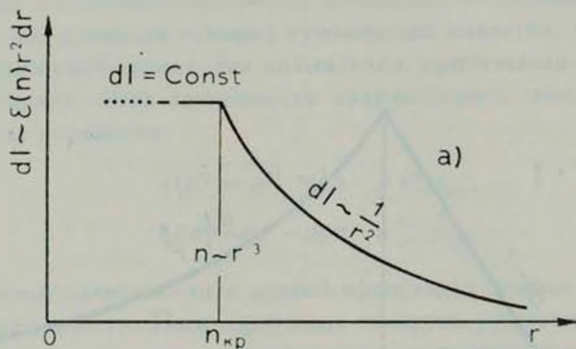


Рис. 2. а) То же, что и на рис. 1 для функции $n(r) \sim r^{-3}$. б) То же, что и на рис. 1 для функции $n(r) \sim r^{-1}$.

где A — вероятность спонтанного перехода, ω — статистический вес верхнего уровня, Ω — параметр возбуждения. Примем нормальное обилие кислорода $n(O)/n(H) = 8 \cdot 10^{-4}$ и будем считать, что в стадиях [O II] и [O III] находится по 1/3 всех атомов кислорода. Тогда при $T_e = 10^4$ К получим:

$$\varepsilon_{N_1+N_2}(n_{кр}) = \frac{1}{2} \left\{ 8.56 \cdot 10^{-6} \frac{n(\text{O III})}{n(\text{H})} \frac{n_{кр}^2}{\omega T_c^{1/2}} \Omega e^{-\frac{\chi}{kT_c}} h\nu \right\} =$$

$$= 7.5 \cdot 10^{-13} \frac{\varepsilon_{рл}}{\text{см}^3 \text{сек}} \quad (3)$$

Здесь χ — потенциал возбуждения линии, $h\nu$ — энергия кванта в данной линии. При таком значении $\varepsilon(n_{кр})$ и наблюдаемой светимости E из (1) находим радиус зоны свечения линий $r_{\text{eff}}(N_1+N_2)$ равным 3.4×10^{17} см. Аналогичным образом находим расстояния от центра ядра к областям, излучающим линии λ 4363 [O III], λ 3727 [O II], $\lambda\lambda$ 7319 + 30 [O II], $\lambda\lambda$ 4076 + 68 [S II] и $\lambda\lambda$ 6717 + 31 [S II]. Относительное обилие ионов S II принято равным: $n(\text{S II})/n(\text{H}) = 10^{-5}$. Средние значения светимостей линий взяты из [10, 11]. Результаты вычислений приведены в табл. 2 и

Таблица 2

ПРИНЯТЫЕ ЗНАЧЕНИЯ АТОМНЫХ ПАРАМЕТРОВ, ОТНОСИТЕЛЬНОГО ОБИЛИЯ ИОНОВ И СРЕДНЕЙ НАБЛЮДАЕМОЙ СВЕТИМОСТИ В ЛИНИИ, А ТАКЖЕ ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ И ЭФФЕКТИВНОГО РАДИУСА ОБОЛОЧКИ, ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ДАННУЮ ЛИНИЮ

Линия	A (сек ⁻¹) [13]	Ω [13]	ω	$\frac{n(N_i)}{n(\text{H II})}$	χ (эВ)	E (эрг/сек) [10, 11]	$n_{кр}$ (см ⁻³)	r_{eff} (см)
3727 [O II]	10^{-4}	0.5	10	$3 \cdot 10^{-4}$	3.33	$2 \cdot 10^{41}$	10^4	$6 \cdot 10^{18}$
7320 + 30 [O II]	0.1	0.5	6	$3 \cdot 10^{-4}$	5.0	$7 \cdot 10^{40}$	$1.4 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^{17}$
N_1+N_2 [O III]	0.03	1.59	5	$3 \cdot 10^{-4}$	2.49	10^{42}	10^6	$3.4 \cdot 10^{17}$
4363 [O III]	1.6	0.64	1	$3 \cdot 10^{-4}$	5.33	10^{41}	$3 \cdot 10^7$	$4.3 \cdot 10^{16}$
6730 + 16 [S II]	10^{-3}	2	10	10^{-5}	1.84	$2 \cdot 10^{41}$	$1.8 \cdot 10^4$	$4.4 \cdot 10^{18}$
4068 + 76 [S II]	0.3	0.38	6	10^{-5}	3.04	$4 \cdot 10^{40}$	$6 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{16}$

на рис. 3. Следует подчеркнуть, что наклон прямых на рис. 3 не зависит от обилия ионов данного сорта, т. е. ни от принятого химического состава, ни от степени ионизации данного элемента. Обе эти величины влияют только на положение прямых в вертикальном направлении. Так, сдвиг прямых для линий [O II] и [O III] относительно друг друга по вертикали указывает на то, что принятая ионизация кислорода $n(\text{O III})/n(\text{O II}) = 1$ завышена; обе прямые хорошо совмещаются при ионизации $n(\text{O III})/n(\text{O II}) = 0.25$ (рис. 4).

Оценим также плотность и размеры плотной H II-зоны. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что в ядрах сейфертовских галактик, как и в квазарах, имеет место примерное (с точностью до множителя 2) равенство бальмеровских квантов, найденных по светимости широкой линии H_β , и L_c -квантов, полученных путем экстраполяции наблюдаемого кон-

инуума в видимой области спектра до частот лаймановского континуума. Согласно [10] светимость в линии H_3 такая же, как и в линии $N_1 + N_2$ и равна 10^{12} эрг/сек или $2.5 \cdot 10^{13}$ квантов/сек.

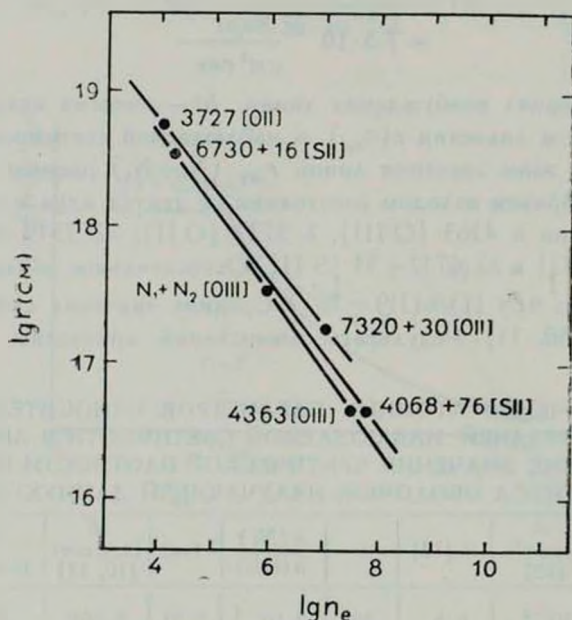


Рис. 3. Зависимость между радиусом оболочки, эффективно излучающей данную запрещенную линию, и плотностью газа в ней для разных ионов. Вычисления сделаны при

$$\frac{n(\text{O II})}{n(\text{H II})} = \frac{n(\text{O II})}{n(\text{H II})} = 3 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{n(\text{S II})}{n(\text{H II})} = 10^{-5}.$$

Отсюда находим, что $N_{\text{Bal}} \approx 11.2 \times N_{H_3} = 2.8 \cdot 10^{54}$ кв сек $\approx N_{L_\alpha}$. Для того, чтобы плотный газ перехватывал практически все L_α -кванты, излучаемые ядром, он должен образовывать некую оболочку. Предположим, что толщина оболочки сравнима с ее внутренним радиусом. Сравнивая число рекомбинаций в оболочке с количеством L_α -квантов, находим оценку внешнего радиуса оболочки, излучающей широкую линию H_3 :

$$r(\text{H II}) \approx \left(\frac{1.9 \cdot 10^{50}}{n^2} \right)^{1/3} \text{ см.}$$

Плотность газа в этой оболочке не может быть много меньше 10^4 , потому что тогда контуры линий $\lambda 4363$ [O III] и H_3 были бы одинаковыми. С другой стороны, она не может быть существенно больше 10^{10} , так как при этом размеры оболочки, излучающей H_3 , получаются меньше 10^{13} см—

размеров области, в которой генерируется переменный континуум*). Отсюда, приняв $n(\text{H II}) \sim 10^6$, получим $r(\text{H II}) \sim 1.2 \times 10^{16}$ см. Эти значения плотности и радиуса H II-зоны также нанесены на рис. 4.

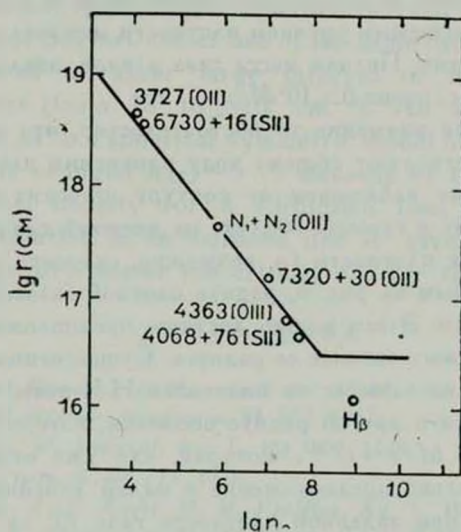


Рис. 4. То же, что и на рис. 3 при $\frac{n(\text{O III})}{n(\text{H II})} = 1.2 \cdot 10^{-4}$; $\frac{n(\text{O II})}{n(\text{H II})} = 4.8 \cdot 10^{-4}$.

Относительное обилие ионов S II то же, что и на рис. 3. Сплошной линией проведена зависимость $n \sim r^{-2}$.

Дискуссия. Диапазон значений вероятностей перехода для запрещенных линий [O II], [O III] и [S II] составляет четыре порядка, диапазон значений остальных параметров (E , Q , ω , $\exp(1/kT_e)$) не превышает и полутора порядков. Поэтому, как следует из (1)—(3), эмпирически полученная функция распределения плотности (рис. 4) обязана быть близкой к $n(r) \sim r^{-3.2}$. И хотя поэтому рис. 4 не может считаться надежным подтверждением принятой нами модели, он все же является хорошим свидетельством в ее пользу, поскольку все три пары линий [O II], [O III] и [S II] строго указывают на зависимость $n(r) \sim r^{-2}$. Дополнительным аргументом в пользу функции $n(r) \sim r^{-2}$ можно было бы считать одинаковую наблю-

* Размер области, излучающей континуум, 10^{15} см, получен из наблюдаемой переменности блеска ядер. Согласно наблюдениям В. М. Лютого [12] время, протекающее от начала вспышки ядра до ее максимума, равно 10-и дням; оно не зависит от амплитуды вспышки и примерно одинаковое для всех ядер. Скорость передвижения возбуждающего агента или скорость расширения нагретой плазмы принята равной $1/30$ скорости света или 10 000 км/сек.

даемую ширину всех запрещенных линий; к сожалению, имеющиеся оценки истинных ширины запрещенных линий приближенны.

Любопытно, что экстраполяция зависимости $n(r)$, показанной на рис. 4, на расстояние порядка 100 пс от центра ядра галактики приводит к значению плотности газа на таком расстоянии около 1 атома в см^{-3} . Это весьма близко к наблюдаемым оценкам плотности межзвездного газа в центральном диске галактик. Полная масса газа в ядре, заключенного внутри сферы радиусом 100 пс, равна $5 \times 10^4 M_\odot$.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что параметры плотной Н II-зоны удовлетворяют общему ходу изменения плотности с радиусом. Это противоречит наблюдаемому контуру широких водородных линий, согласно которому в газовой оболочке на внешней границе плотной зоны имеет место скачок плотности (и, возможно, скорости). Для того, чтобы скачок был заметным на рис. 4, радиус плотной газовой оболочки должен превышать 10^{16} см. Этого можно достичь, предположив, что толщина плотной оболочки намного меньше ее радиуса. Существенным здесь является то, что результат не зависит от плотности Н II-зоны: приняв другую плотность, мы получим и другой радиус оболочки, которые вместе удовлетворяют зависимости $n(r) \sim r^{-3/2}$, которая, как уже отмечалось, весьма близка к $n \sim r^{-2}$. Только предположение о малой линейной толщине оболочки ($d \sim 0.001 r$), при заданной плотности газа 10^6 см^{-3} , увеличивает ее радиус и, тем самым, приводит к скачку плотности в общем ходе изменения плотности с радиусом подобно тому, как показано на рис. 4 пунктиром. Совершенно очевидно, что радиус плотной оболочки ограничен сверху: он не может превышать радиус зоны свечения в линии $\lambda 4363$ [О III]. Заметим, что идея существования тонкой светящейся газовой оболочки в объектах подобного рода, высказывалась Шкловским [13] при анализе физических условий в квазаре 3С 273. Она явилась неизбежным результатом сравнения количества L_α -квантов, полученных путем экстраполяции оптического спектра в область лаймановского континуума, с наблюдаемым количеством балмеровских квантов, если эффективный объем газа и его плотность оценивать соответственно по потоку в линии H_α и запрещенным линиям. В [13] предполагается, что светящаяся тонкая оболочка является внутренней Н II-зоной обширной газовой оболочки, большая часть которой ($\approx 99\%$) осталась снаружи нейтральной и не наблюдается. Такая картина представляется вполне правдоподобной. В нашем случае тонкую, плотную, слабо ионизованную и непрозрачную для L_α -квантов оболочку, излучающую 90% всех квантов в линии H_α , окружает сильно ионизованный газ меньшей плотности. Развитие такой модели в первую очередь будет зависеть от того, удастся ли ее согласовать с существующими представлениями об источниках ионизации в ядрах галактик.

GASEOUS ENVELOPES OF SEYFERT NUCLEI

V. I. PRONIK

It is pointed out that the gas densities derived from the [O III] lines for the majority of Seyfert nuclei are of the same order (10^6 — $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$) whereas there is of a rather large interval of densities as obtained using other lines (from 10^4 to $\gtrsim 10^7 \text{ cm}^{-3}$). An attempt to interpret this fact has led us to a spherical symmetric model of a nucleus, in which the gas density is changed $n(r) \sim r^{-2}$. Because of this and of the existence of a critical density for a forbidden line, the maximal contribution to the radiation in an emission line is given by the spherical layer with the density nearer the critical one for this line.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Дубай, В. И. Проник, Изв. Крымской обл., 35, 87, 1966.
2. Э. А. Дубай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
3. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, Ap. J., 151, 807, 1968.
4. И. И. Проник, Астрон. ж., 53, 251, 1976.
5. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips, Ap. J., 197, L41, 1975.
6. A. Boksenberg, K. Shortridge, D. A. Allen, R. A. E. Fosbury, M. V. Penston, A. Savage, M. N., 173, 381, 1975.
7. В. И. Проник, Изв. Крымской обл., 54, 165, 1976.
8. D. E. Osterbrock, Nuclei of Galaxies, Ed. D. O'Connell, Study Week, Pontifical Acad. Sci., 1971.
9. M. F. Walker, Ap. J., 151, 71, 1968.
10. T. F. Adams, D. W. Weedman, Ap. J., 199, 19, 1975.
11. K. S. Anderson, Ap. J., 162, 743, 1970.
12. В. М. Лютый, Астрон. ж. (в печати).
13. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 41, 801, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

КОСМИЧЕСКИЕ ЧИСЛА И ВРАЩЕНИЕ МЕТАГАЛАКТИКИ

Р. М. МУРАДЯН

Поступила 5 июля 1976

Дан вывод двух хорошо известных космологических соотношений Дирака и Стюарта и получено новое выражение для возможного момента количества движения Метагалактики через фундаментальные постоянные.

В настоящей заметке показано, что предложенное нами ранее выражение для момента количества движения галактик и их скоплений при экстраполяции на Метагалактику в целом позволяет дать простой вывод известных космологических соотношений Дирака и Стюарта, а также получить новое выражение для возможного момента количества движения Метагалактики. Все три соотношения, связывающие параметры Метагалактики с фундаментальными постоянными физики элементарных частиц, могут быть представлены в весьма симметричной форме (см. ниже формулы (13)).

Приведенный ниже вывод этих соотношений позволяет пролить свет на проблему происхождения и смысла «больших чисел», играющих важную роль в нашем понимании физической картины мира.

Как известно, существует уверенность в том, что между фундаментальными константами микро- и мегафизики имеется глубокая взаимосвязь [1]. Было сделано много попыток извлечь физическую и астрофизическую информацию о строении Вселенной, исходя из математических соотношений между «большими числами», построенными из комбинаций фундаментальных констант $[2a-2k]$.

Напомним, что по определению полное число нуклонов в Метагалактике — число Эддингтона, N_E , равно отношению массы Метагалактики $m_{MG} = 10^{56}$ к массе нуклона (протона) $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ и:

$$N_E = \frac{m_{MG}}{m_p} \approx 10^{80}. \quad (1)$$

Как показал Дирак [3], число Эддингтона можно представить при помощи следующей комбинации фундаментальных констант*:

$$N_E = \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^2 \quad (2)$$

где

$$\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{г} \cdot \text{см}^2}{\text{сек}} - \text{постоянная Планка,}$$

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}} - \text{скорость света,}$$

$$G = 6.7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} - \text{гравитационная постоянная.}$$

Имеется также другое независимое космологическое соотношение, открытое Стюартом [4] в 1931 г. при помощи анализа размерностей. Оно связывает массу элементарной частицы с фундаментальными константами $\hbar$, c и G и с постоянной Хаббла $H_0 = 50 \text{ км/сек } 1/\text{Mpc} = 1.62 \cdot 10^{-18} \text{ 1/сек}^{**}$:

$$m_p = \left(\frac{\hbar^2 H_0}{G c} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Покажем, что соотношения (2) и (3) могут быть выведены при помощи гипотезы о возможном вращении Метагалактики. Как было показано в предыдущей работе [5], порядок величины угловых моментов галактик, их скоплений и сверхскоплений, имеющих массу m , дается соотношением:

$$J = \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2} \hbar \quad (4)$$

Предположим, что это соотношение может быть экстраполировано на всю Метагалактику в целом. Тогда для углового момента Метагалактики мы получим следующее значение:

* Принято считать, что при рассмотрении космических чисел можно пренебречь отклонениями на два-три порядка величины. Выписанные здесь соотношения выполняются с этой степенью точности.

** Соотношение, полученное Стюартом, на самом деле имеет вид:

$$m_e = \alpha \left(\frac{\hbar^2 H_0}{G c} \right)^{1/3},$$

где m_e — масса электрона, а $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры. Соотношение (3) соответствует замене здесь $m_e \rightarrow m_p$ и $\alpha \rightarrow 1$.

$$J_{MG} = \left(\frac{m_{MG}}{m_p} \right)^{3/2} h. \quad (5)$$

С другой стороны, угловой момент Метагалактики можно оценить с помощью обобщенного анализа размерностей. Принимая во внимание анизотропию задачи, обусловленную наличием выделенной оси — оси вращения — и используя векторные единицы длины в согласии с правилами, изложенными в монографии [6], получим (ср. также [7]):

$$J_{MG} = G^{-1/2} m_{MG}^{1/2} c^2 r_{MG}^{3/2} \equiv \frac{G m_{MG}^2}{c} \left(\frac{G m_{MG}}{c^2 r_{MG}} \right)^{-3/2}. \quad (6)$$

Здесь $r_{MG} = c/H_0$ — хаббловский радиус Метагалактики. Согласно принципу Маха в формулировке Сиами и Дикке, гравитационный радиус Метагалактики должен быть равен «наблюдаемому», то есть

$$\frac{G m_{MG}}{c^2 r_{MG}} = 1. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что угловой момент Метагалактики может быть представлен в следующих двух эквивалентных формах:

$$J_{MG} = \frac{G m_{MG}^2}{c} \quad (8)$$

и

$$J_{MG} = G^{1/2} m_{MG}^{3/2} r_{MG}^{1/2}. \quad (9)$$

Приравняв фундаментальное соотношение (5) к выражению (8), получим

$$m_{MG} = \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^2 m_p, \quad (10)$$

что представляет собой соотношение Дирака (2) для числа Эддингтона.

Соотношение Стюарта (3) получается, если приравнять (5) и (9). Если исключить из соотношения Стюарта (3) постоянную Хаббла при помощи определения $H_0 = c/r_{MG}$, то легко получить связь между радиусом Метагалактики и комптоновской длиной волны протона $\lambda_p = \hbar/m_p c$:

$$r_{MG} = \frac{\hbar c}{G m_p^2} \lambda_p. \quad (11)$$

Можно подставить соотношение Дирака в форме (10) в выражение (5) для момента количества движения Метагалактики и получить

$$J_{MG} = \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^3 \hbar. \quad (12)$$

Приведем сводку выведенных соотношений, связывающих основные параметры Метагалактики с фундаментальными константами физики элементарных частиц:

$$\begin{aligned} r_{MG} &= \frac{\hbar c}{G m_p^2} k_p = N_E^{1/2} k_p \\ m_{MG} &= \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^2 m_p = N_E m_p \\ J_{MG} &= \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^3 \hbar = N^{3/2} \hbar. \end{aligned} \quad (13)$$

В заключение заметим, что вращение Метагалактики до сих пор не наблюдалось [8]. Однако имеются косвенные свидетельства в пользу гипотезы о возможном вращении Метагалактики, основанные на существовании предпочтительной ориентации малых осей скоплений галактик в каталоге Цвикки и в Ликском подсчете [9].

Приведенные выше выводы могут в определенной степени рассматриваться как свидетельства в пользу того, что Метагалактика образовалась в результате распада сверхтяжелого адрона со спином, значение которого дается тем же соотношением (4), что и в случае образования галактик, их скоплений и сверхскоплений, как это подробно обсуждено в работе [5].

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну, академику Н. Н. Боголюбову и доктору В. А. Матвееву за полезные и интересные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

COSMIC NUMBERS AND THE ROTATION OF METAGALAXY

R. M. MURADIAN

The two well known Stewart's and Dirac's cosmological relations are derived and a new expression for the possible angular momentum of the Metagalaxy is obtained and expressed as a combination of the fundamental constants.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Философские вопросы науки о Вселенной, Ереван, 1973, стр. 38.
2. а) F. J. Dyson, Aspects of Quantum Theory, Cambridge University Press, 1972, p. 213.
б) E. R. Harrison, Physics Today, 25, No. 12, 30, 1972.
в) R. A. Alpher, American Scientists, 61, 52, 1973.
г) P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc., A333, 403, 1973; A338, 439, 1974.
д) G. Cavallo, Nature, 245, 313, 1973.
е) J. K. Lawrence. G. Szamosi, Nature, 252, 538, 1974.
ж) B. Carter, IAU Symp. No. 63, Dordrecht-Holland, 1974, p. 291.
з) J. V. Narlikar, Nature, 247, 99, 1974.
и) M. Alexanian, Phys. Rev., D11, 722, 1975.
к) P. T. Landsberg, N. T. Bishop, Phys. Lett., 53A, 109, 1975.
3. P. A. M. Dirac, Nature, 139, 323, 1937; Proc. R. Soc. A165, 199, 1938.
4. J. Q. Stewart, Phys. Rev., 38, 2071, 1931.
5. Р. М. Мурадян, Астрофизика, 11, 237, 1975.
6. H. E. Huntley, Dimensional Analysis, Dover, N.-Y., 1967.
7. A. Trautman, Nature, 242, 7, 1973.
8. C. B. Collins. S. W. Hawking, M. N., 162, 307, 1973.
9. А. В. Манджос, В. В. Тельнюк-Адамчук, Вестн. Киевского ун-та, сер. «Астрономия», 16, 58, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК. II

А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 27 февраля 1976

Картина догалактической турбулентности в метagalактической среде предполагает существование значительных сгущений вещества, «облаков», движущихся со сверхзвуковыми скоростями. Они порождаются ударными волнами, возникающими благодаря развитию гравитационной неустойчивости. Облака могут сталкиваться между собой, причем столкновения имеют неупругий характер и при подходящих условиях сопровождаются коалесценцией. Значительная часть энергии первоначального относительного движения облаков диссипирует, а соответствующий ему начальный орбитальный момент вызывает вращение образующегося при коалесценции сгустка. Сделаны оценки характерных параметров облаков, показано, что приобретаемый ими при столкновениях угловой момент может быть близок к моменту гигантских спиральных галактик.

1. *Введение* Формирование протогалактических газовых облаков, обладающих собственным вращением, было обязано, по-видимому, нелинейным гидродинамическим процессам в гравитирующей метagalактической среде. Нелинейность стала существенной в эпоху, когда первоначальные слабые возмущения в расширяющемся мире оказались значительно усиленными гравитационной неустойчивостью. Состояние среды в эту эпоху Гамов [1] характеризовал как сверхзвуковую турбулентность, понимая под этим бурные хаотические движения сильно неоднородного сжимаемого газа. Не существует количественного описания такого состояния, подобного теории несжимаемой турбулентности, и можно лишь, следуя пионерским работам [1, 2], представить себе некоторую качественную картину явления. Ее основным элементом служит представление о движущихся сгущениях вещества, «облаках», плотность которых заметно больше плотности среды между ними.

Возникновение и поддержание динамической клочковатой, облачной структуры обязано сверхзвуковому характеру движений и формирующимся благодаря этому ударным волнам. Облака, не будучи, вообще говоря, ни стационарными, ни изолированными, сталкиваются между собой, сли-

паются или рассеиваются, вновь образуются и т. д., причем эти неупругие процессы сопровождаются диссипацией части кинетической энергии их относительных движений.

Существенное влияние на эти сложные процессы оказывает самогравитация среды. Она усиливает первоначальные возмущения и способна обеспечить также гравитационную связанность возникающих затем сгущений вещества. Взаимное притяжение облаков может приводить к гравитационному захвату массивным облаком менее массивных сгущений, движущихся в зоне его влияния. При этом облако приобретает вращение за счет орбитального момента захватываемых сгущений, как показано в первой заметке того же названия [3].

В простой модели [3] зона влияния массивного сгущения представлялась вакуолью в изотропном мире, содержащей в центре массу, которая находилась бы в том же объеме при однородном распределении вещества. Вне вакуоли движение некоторого малого облака, рассматриваемого как пробное, происходит по прямой, но после пересечения границы вакуоли облако переходит (при не слишком большой собственной скорости) на эллиптическую орбиту. Орбитальный момент относительно центральной массы, которым облако с самого начала обладало при своем прямолинейном движении, локализуется теперь в зоне влияния массивного облака и может передаваться ему при столкновениях, сообщая вращение. Оценки показывают, что при благоприятных условиях это вращение может оказаться достаточно сильным, чтобы обеспечить облаку подходящей массы угловой момент, сравнимый с моментом Галактики.

В среде, охваченной сверхзвуковой турбулентностью, эффективен, возможно, и другой механизм возникновения вращения первоначально не вращающихся облаков за счет их орбитальных движений. Это непосредственное контактное столкновение (с отличным от нуля прицельным параметром), сопровождающееся слипанием облаков, коалесценцией.

Мы рассмотрим здесь этот механизм, предполагая, что сгущения вещества, облака, образуются благодаря усилению первоначальных адиабатических и энтропийных возмущений. Последние представляли собой в эпоху до рекомбинации статические неоднородности плазмы на фоне изотропного излучения и затухали лишь в очень малых ($M < 10^3 M_\odot$) масштабах. После рекомбинации ($z < z_R \sim 10^3$), когда вещество становится независимым от излучения, контраст плотности в них нарастает и возникают их собственные движения. Возникновение движений, наложенных на общее космологическое расширение, обязано гравитации неоднородностей, что особенно ясно видно из уравнения [4]

$$\frac{d}{dt} (E_k + E_G) = H(2E_k + E_G),$$

являющегося следствием уравнений движения. Здесь E_k , E_G — кинетическая и потенциальная энергии неоднородностей, причем E_G служит мерой неоднородности распределения вещества и обращается в нуль при отсутствии возмущений. Но для $E_G \neq 0$ производная $(dE_k/dt) \neq 0$ при $z = z_R$ даже если $E_k(z_R) = 0$. Возникающие движения имеют потенциальный, безвихревой характер, так как вызываются потенциальной силой. Завихренность и вращение в среде возникают позднее при неупругих столкновениях облаков.

Общие вопросы нелинейной стадии развития гравитационной неустойчивости и образования ударных волн рассматриваются в книге [4]; в работах [5—8] исследовалась генерация в ударных волнах вторичных вихрей, способных обеспечить вращение протогалактик.

Укажем также работы, в которых исследуются иные возможности происхождения вращения галактик. Роль приливных эффектов в возникновении вращения сгущений, возникающих на поздней стадии развития гравитационной неустойчивости, обсуждается в работе [12]. Поведение первичных вихрей, существовавших «изначально» в горячей Вселенной, рассмотрено в работах [13] (см. также [4] и цитируемую там литературу). В рамках космогонической концепции В. А. Амбарцумяна проблема происхождения вращения галактик анализируется в работе [14], где сделано предположение, что галактики возникли благодаря распаду «сверхмассивного дискообразного адрона с огромным спином». Попытка синтеза идей В. А. Амбарцумяна с турбулентной гипотезой К. Вейцзеккера и стандартной теорией горячей Вселенной предпринята в работе [15].

2. *Ударные волны и образование догалактических облаков.* Ведущая роль в космогоническом процессе на его активной фазе принадлежит, согласно сказанному выше, ударным волнам, сжимающим значительные массы газа в слои, плотность ρ_s которых может существенно превышать космологическую плотность ρ в ту же эпоху. Для оценки степени сжатия $\eta = \rho_s/\rho$ будем пользоваться такими суммарными характеристиками гидродинамического движения в данной области среды, как его исходный пространственный масштаб λ и соответствующая скорость v . Они связаны условием $\lambda/v \sim t$ (где t — космологическое время), означающим, что гидродинамические скорости собственных, случайных движений не малы по сравнению с хаббловской скоростью регулярного расширения. Нелинейные гидродинамические эффекты становятся существенными, начиная с момента, когда это условие впервые оказалось выполненным.

Степень сжатия за фронтом сильной ударной волны определяется прежде всего скоростью охлаждения газа. Если охлаждение происходит медленно, то существенная часть газа, охваченного движением, сжимается адиабатически и средняя степень сжатия сравнительно невелика:

$\eta_0 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Если же охлаждение происходит быстро, то газ сжимается в изотермическом режиме и степень сжатия гораздо больше:

$$\eta_i = p_s / \rho_s v^2, \quad (1)$$

где p_s — давление газа за фронтом.

Если ввести характерное время охлаждения τ , то адиабатическому режиму будет отвечать неравенство $\tau > l/v \sim t$, а изотермическому — противоположное.

Мы увидим сейчас, что ударные волны масштаба скоплений галактик являются адиабатическими, а масштаба отдельных галактик — изотермическими. Такое различие имеет место, если образование ударных волн начинается не ранее, чем при красном смещении $z_c \approx 10 \omega^{1/3}$, где $\omega = h^2 \Omega$, h — фактор Хаббла, измеренный в единицах 50 км/сек Мпс , Ω — отношение современной космологической плотности к критической плотности. В более раннюю эпоху, $z > z_c$, существенно комптоновское охлаждение газа на холодном реликтовом излучении, которое способно обеспечить изотермичность независимо от масштаба ударной волны. При этом, однако, степень сжатия недопустимо велика, особенно для протоскоплений. Достигаемая за фронтом средняя плотность составляет, согласно (1), величину

$$\rho_i \approx 5 \cdot 10^{-28} \omega^{1/3} (1+z)^4 \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

которая при $z > z_c$ заведомо больше типичной плотности скоплений $\rho_{cl} \sim 10^{-26} - 10^{-27} \text{ г/см}^3$ (кроме формулы (1), соотношение (2) учитывает, что в каждый момент времени основная масса газа за фронтом успела охладиться до температуры $\sim 10^4 \text{ К}$, при которой происходит рекомбинация, и взаимодействие с фоновым излучением, а также и другие процессы охлаждения резко замедляются). По-видимому, это следует понимать как указание на то, что активная фаза космогонического процесса в горячем мире наступила лишь после окончательного «отключения» реликтового излучения (ср. [9]).

В эпоху $z < z_c$ охлаждение на реликтовом излучении не может мешать адиабатичности сжатия в ударной волне, и характер тепловых процессов определяется уже главным образом охлаждением из-за тормозного излучения частиц плазмы. Соответствующее время

$$\tau = \alpha \beta(T) T_s^{1/2} (\rho_s/m)^{-1} \text{ сек}, \quad (3)$$

где m — масса атома водорода, $\alpha = 3 \cdot 10^{11} \text{ сек см}^{-3} \text{ град}^{-1/2}$ — постоянный множитель, составленный из универсальных констант, $\beta(T)$ — безраз-

мерная функция температуры, равная единице при $T > T_f = 5 \cdot 10^5$ °K, и меньшая единицы при меньших температурах, вплоть до $T = 2 \cdot 10^4$ °K, с минимальным значением $\simeq 10^{-3}$. Детальный ход функции $\beta(T)$ для водородно-гелиевой плазмы рассчитан, например, в работе [10].

Температура газа за фронтом,

$$T_s \simeq \frac{1}{6k} m v^2 \simeq 2 \cdot 10^5 (1+z) \omega^{1/2} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{2/3} \text{°K}, \quad (4)$$

превосходит характерное значение T_f , если масштаб движения достаточно велик:

$$\lambda > \lambda_f \simeq 7 \cdot 10^{24} \omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} \text{ см}. \quad (5)$$

Этим масштабам отвечают массы

$$M > M_f = \frac{4\pi}{3} \rho_f^3 \simeq 4 \cdot 10^{12} \omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_\odot, \quad (6)$$

зависящие от z по тому же закону.

Условие адиабатичности, $\tau > l$, устанавливает для $T > T_f$ ограничение снизу на масштабы и массы (ср. [11]):

$$\lambda > \lambda_a = 1/\sqrt{6\pi k^{1/2} G^{-1} m^{-3/2} z^{-1} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \simeq 3 \cdot 10^{23} \text{ см} \quad (7)$$

$$M > M_a = \frac{4\pi}{3} \rho_a^3 \simeq 3 \cdot 10^8 \omega (1+z)^3 M_\odot \quad (8)$$

Для всех красных смещений $z < z_c$ величины λ_a , M_a меньше соответственно величин λ_f , M_f , так что для масштабов и масс (5), (6) имеет место заведомая адиабатичность. При изменении z от $z = z_c$ до $z = 2$ величина M_f изменяется приблизительно от 10^{11} до $10^{12} M_\odot$; по порядку величины это совпадает с массами наиболее крупных галактик.

Другая область адиабатичности соответствует низким температурам, $T_s < 10^4$ °K, при которых газ не ионизируется в ударной волне. Его сжатие идет без охлаждения, так как излучение (напр., молекул водорода) происходит слишком медленно. Указанным температурам отвечают массы

$$M < M_i = (50)^{-3/2} M_f \simeq 10^{10} \omega^{-1/2} (1+z)^{-3/2} M_\odot. \quad (9)$$

При изменении z от $z = z_c$ до $z = 2$ величина M_i изменяется приблизительно от $3 \cdot 10^8 M_\odot$ до $3 \cdot 10^9 M_\odot$, что близко к массе карликовых галактик.

В интервале температур $10^4 < T < 5 \cdot 10^5$ °К резкое возрастание скорости охлаждения, благодаря излучению в линиях водорода и гелия, делает сжатие газа в ударной волне изотермическим. Легко проверить, что две добавочные зоны адиабатичности, появляющиеся внутри этого интервала при $z < 4$, слишком узки, чтобы быть сколько-нибудь существенными для общей картины. «Окно изотермичности», $M_i < M < M_f$ включает в себя типичные массы галактик — от гигантов до карликов. При этом для $z < z_c$ плотность сжатого газа никогда не превосходит, согласно формулам (2), (6), типичную плотность галактик $\rho_G \sim 10^{-24}$ г/см³. Степень сжатия тем выше, чем больше масса: $\gamma_i \sim M^{2/3}$.

Что же касается масштабов и масс, соответствующих группам и скоплениям галактик, $M \sim 10^{12} - 10^{15} M_\odot$, то для них средняя плотность газа за фронтом определяется адиабатической формулой, $\rho_s = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \rho$, и близка к плотности современных скоплений при $z_c > z > 2$: $\rho_s(M > M_s) \sim 10^{-26} - 10^{-27}$ г/см³. Детальный расчет для массы $3 \cdot 10^{13} M_\odot$, проведенный в теории «блинов» [4], показывает, что средняя степень сжатия газа за фронтом ударной волны раза в два выше, чем по указанной адиабатической формуле, так как приблизительно половина газа, прошедшего через фронт, успевает охладиться до температуры $\sim 10^4$ °К и сжаться до плотности, даваемой формулой (2). В этом уплотненном слое, как предполагается, происходит фрагментация газа на протогалактики. В теории «блинов» масса $3 \cdot 10^{13} M_\odot$ выделена по той причине, что в качестве исходных возмущений учитываются лишь совместные потенциальные движения плазмы и излучения в эпоху до рекомбинации. Такие движения выживают только в больших масштабах и масса $M = 3 \cdot 10^{13} M_\odot$ соответствует их нижней границе. Эти возмущения при $z > z_R$ называют адиабатическими; они оказываются адиабатическими и в другом смысле, который имеется в виду выше, при $z < z_c$, когда из них возникают ударные волны. Для энтропийных возмущений область выживающих масштабов ограничена, как сказано в разделе 1, гораздо слабее.

3. Коалесценция облаков и вращение протогалактик. Дальнейшая эволюция сгущений, возникших благодаря гравитационной неустойчивости и ударным волнам, существенно зависит от того, взаимодействуют ли они друг с другом. В картине сверхзвуковой турбулентности, о которой говорилось в разделе 1, предполагается, что облака сталкиваются при их хаотических движениях. Эти последние также обязаны гравитационной неустойчивости, которая усиливает исходные движения соответствующих масштабов или порождает их, если, как в случае энтропийных возмущений, в «начальном состоянии», за которое следует принять эпоху рекомбина-

ции, движения данного масштаба отсутствовали и имелись лишь неоднородности плотности.

Для самой грубой оценки эффективности столкновений предположим, что сгущения приблизительно одинаковы по массе и размеру. Тогда характерное время столкновений

$$\tau_{cc} = (\pi n v_c)^{-1}, \quad (10)$$

где n , v_c — концентрация и относительная скорость облаков,

$$\pi = 4\pi r^2 \left(1 + \frac{2GM}{rv_c^2}\right) \quad (11)$$

— сечение столкновений, $r = (M_s/(4\pi/3))^{1/3}$ — средний размер и M — масса сгущения. Контактные столкновения преобладают над гравитационными (второе слагаемое в (11) мало), когда

$$v_c^2 > \frac{2GM}{r}. \quad (12)$$

Если допустить, что в некоторой области среды на сгущения приходится доля массы, сравнимая с единицей, то (10) при условии (12) можно представить в виде:

$$\tau_{cc} = 1/3 \eta (r/v_c), \quad \eta = \rho_s/\rho. \quad (13)$$

Будем интересоваться сначала сгущениями с массой $M > M_J$, которые формировались в адиабатических ударных волнах. Их средняя степень сжатия не слишком велика: $\eta \sim 4-8$. Сравнительно низкий темп потери энергии на излучение, при котором время охлаждения больше и космологического возраста t , и характерного гравитационного времени сгущения $t_G \simeq \eta^{-1/2} t$, означает, что температура сгущений в рассматриваемых процессах остается неизменной, причем ее значение, определяемое формулой (4), близко к значению вириальной температуры, необходимой для равновесия в собственном поле тяжести:

$$T_v \simeq \frac{m}{k} \frac{GM}{r} \simeq \frac{2}{9} \frac{m}{k} \eta \left(\frac{r}{t}\right)^2 = \frac{4}{3} T_s.$$

Поэтому такие сгущения способны сферизоваться и достичь квазистационарного состояния за времена $\sim t_G$. Их средняя плотность при этом изменится, по-видимому, не слишком сильно.

Если время столкновений не превосходит космологического возраста, $\tau_{cc} < t$, или сравнимо с ним, то можно ожидать, что значительное число сгущений успеет испытать столкновения, приняв до этого более или менее

сферическую форму. Указанное условие требует, как легко видеть из (13), чтобы относительная скорость облаков была не меньше величины $\bar{v} \simeq (1/3) \times \times \eta(r/t)$, которая приблизительно совпадает со средней скоростью звука в материале сгущений $\sim (GM/r)^{1/2}$. При небольшой степени сжатия в сгущениях это требование, очевидно, не является жестким и естественно выполняется благодаря тому, что спектр возмущений в начальном состоянии должен, по-видимому, непрерывно продолжаться от масштаба, соответствующего рассматриваемым сгущениям, к большим масштабам, которым отвечают пары и группы таких сгущений.

Сверхзвуковая скорость определяет неупругий характер столкновений, при котором часть кинетической энергии относительного движения облаков переходит в тепло. Облака разрушаются, если в результате разогрева их частицы не смогут удерживаться гравитационным полем. Энергия связи облаков в несколько раз больше величины GM^2/r ; точный коэффициент определяется их структурой и равен, например, 6 для политропы индекса 3. При относительной скорости, которая, скажем, только вдвое превосходит величину $\bar{v}$, разрушение вряд ли возможно и более вероятно слипание облаков, коалесценция, хотя некоторая часть их массы может и испариться. Важно, что возникающее при этом новое сгущение приобретает вращение, обязанное моменту импульса исходного относительного движения. Последний отсутствует лишь при столкновении с нулевым прицельным параметром, что возможно, но маловероятно. Потенциальный характер исходного движения не исключает наличия момента точно так же, как это было и в простой динамической модели гравитационного захвата [3].

Оценка приобретаемого момента может быть сделана, если принять, что прицельный параметр составляет некоторую долю от размера сгущения. Тогда при $v_c \gtrsim (GM/r)^{1/2}$ найдем:

$$K \gtrsim \left(\frac{GM}{r}\right)^{1/2} \xi r \simeq 10^{31} \eta^{-1.6} \xi \omega^{-1/6} (1+z)^{-1/2} \left(\frac{M}{10^{11} M_{\odot}}\right)^{2/3} \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Если $M = 10^{11} - 10^{12} M_{\odot}$, $z = 3$, то момент, сравнимый по порядку величины с моментом гигантских спиралей $\sim 10^{30} \text{ см}^2/\text{сек}$, приобретается при $\xi \gtrsim 1/3$.

При всей грубости, приведенные оценки показывают, что в хаотическом состоянии сверхзвуковых движений, возникающем благодаря развитию гравитационной неустойчивости, столкновения галактических облаков могут приводить к возникновению их вращения с угловым моментом и скоростями, характерными для спиральных галактик.

Рассмотрим теперь эволюцию менее массивных сгущений, попадающих в «окно изотермичности». Температура газа в них близка к $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

При степени сжатия η_i , создаваемой изотермической ударной волной, гидростатическому равновесию с этой температурой соответствует масса

$$M_i \approx 3 \cdot 10^8 (1+z)^{-2} M_\odot. \quad (15)$$

Эта масса больше, чем M_i , только при $z < 3$. При красных смещениях из интервала $z_c > z > 3$ равновесных масс в «окне изотермичности» нет: все сгущения после сжатия ударной волной претерпевают сжатие в режиме свободного падения с характерным временем $t_G \approx \eta_i^{-1/2} t$; то же происходит, как легко видеть, и с массами, меньшими изотермического предела M_i , но их время сжатия $t_G \approx (1/2) t$. Свободное падение останавливается лишь фрагментацией газа на протозвезды или протоскопления звезд.

Контактные столкновения таких облаков, быстро уменьшающих свой размеры при коллапсе, затруднены, так как вместе с размером падает и сечение столкновений. Возможно, для них эффективнее гравитационные столкновения друг с другом со скоростями

$$v_c^2 < \frac{2GM}{r},$$

ведущие, как в модели [3], к захвату облаков на связанные орбиты. Если же в среде имеются и крупные, и малые облака, то столкновения вторых с первыми идет с большим сечением, определяемым размерами крупных облаков.

4. Заключение. Возможность коалесценции догалактических облаков существует лишь при сильной неупругости их столкновений. Только благодаря ударным волнам и происходящей в них быстрой диссипации относительное движение сталкивающихся облаков может быть погашено, а соответствующий ему начальный орбитальный момент станет спиновым. Этот механизм эффективен при достаточно больших массах облаков, отвечающих группам и скоплениям галактик. Такие облака являются сначала довольно рыхлыми, но с течением времени их плотность должна возрастать и в них должны развиваться процессы фрагментации, при которых новые сгущения — протогалактики будут обособляться, сохраняя приходящуюся на их материал долю общего вращения.

Существенно, что при столкновении массивных облаков возникает, помимо общего вращения, еще и сильная завихренность сравнительно малых масштабов. Она способна дать начало внутренним хаотическим движениям вещества, которые, переходя после охлаждения газа в сверхзвуковой режим, ведут к эффективной фрагментации плотного слоя газа, возникающего в зоне столкновения облаков. При подходящих массах такие сгущения можно сопоставить скоплениям галактик; возникающие в них фрагменты-протогалактики с самого начала обладали бы существенным вращением, обязанным вторичной завихренности. Подробнее этот вопрос обсуждается в работе [16].

В общей картине сильно возбужденного состояния метagalактической среды в эпоху образования галактик значительная роль принадлежит таким массивным облакам, которые не испытали сверхзвуковых столкновений и коалесценции; вероятно, они также превращаются в скопления галактик. Но эти скопления должны отличаться тем, что галактики в них обладают более слабым вращением. Можно предполагать, что именно так формировались скопления, подобные скоплению Кома, в которых преобладают эллиптические галактики, тогда как скопления, подобные скоплению Дева, богатые спиральными галактиками, формировались благодаря рассматриваемым в настоящей работе сверхзвуковым столкновениям больших газовых масс.

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

ON THE ORIGIN OF GALAXY ROTATION. II

A. D. CHERNIN

The picture of pregalactic turbulence in the metagalactic medium indicates the existence of large condensations of matter that move with supersonic velocities. They are generated by shock waves induced by gravitational instability. Such clouds undergo inelastic collisions leading to their coalescence. A considerable part of the energy of the initial relative motion of the clouds is converted into heat, and corresponding initial orbital momentum causes rotation of the new cloud resulting from coalescence. Estimates show that parameters of the clouds allow final rotational momentum that can be adequated to the typical angular momentum of spiral galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gamow, Phys. Rev., 86, 251, 1952.
2. C. F. von Weizsacker, Ap. J., 114, 165, 1957.
3. А. Д. Чернин, Астрофизика, 10, 535, 1974.
4. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
5. А. Д. Чернин, Письма ЖЭТФ, 11, 317, 1970.
6. А. Г. Doroshkevich, Ap. Lett., 14, 11, 1973.
7. А. А. Rumjantsev, A. D. Chernin, Astrophys. Space Sci., 32, 15, 1975.
8. A. D. Chernin, A. S. Silbergleit, E. A. Tropp, Astrophys. Space Sci., 43, 175, 1976.
9. A. D. Chernin, Ap. Lett., 8, 31, 1971.
10. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 46, 955, 1969.
11. В. А. Антонов, А. Д. Чернин, Письма АЖ, 1, 385, 1975.
12. P. J. E. Peebles, Ap. J., 155, 393, 1969.
13. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астрон. ж., 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
14. Р. М. Мурадян, Астрофизика, 11, 237, 1975.
15. E. R. Harrison, M. N., 148, 119, 1970; 154, 167, 1971.
16. А. С. Зильбергейт, А. Д. Чернин (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА.

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК СО СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

В. А. КРОЛЬ, С. А. СИЛИЧ, П. И. ФОМИН

Поступила 6 октября 1975

Развивается магнитогазодинамический подход к известной проблеме вращения спиральных галактик, опирающийся на следующие наблюдательные данные: продольную замагниченность рукавов и существование рекуррентных выбросов сверхзвуковых газовых потоков из центральных областей. Механизм вращения («сегнеров» механизм) состоит в передаче рукаву вращательного момента при прохождении ударных волн вдоль замагниченной спирали с падающей плотностью и последующем ударном сбросе газовых масс из конца рукава в пространство. Показано, что этот механизм может обеспечить накопление наблюдаемой скорости вращения спиралей за время порядка миллиарда лет и приводит к установлению стационарного режима вращения. Период установившегося вращения пропорционален радиусу галактики.

1. *Введение.* В настоящей работе развивается магнитогазодинамический подход к известной проблеме вращения спиральных галактик [1—5], опирающийся на следующие наблюдательные данные [3—5]: продольную замагниченность рукавов и существование рекуррентных выбросов газовых потоков из центральных областей со сверхзвуковыми скоростями ($v \sim 200$ км/сек). Такие выбросы должны порождать ударные волны в рукавах.

Мы рассматриваем механизм вращения спиральной структуры галактики, подобный «сегнерову» механизму и состоящий в передаче рукаву вращательного момента при прохождении ударных волн вдоль замагниченной спирали с падающей плотностью и последующем ударном сбросе газовых масс из конца рукава. Прохождение волн при учете градиента плотности и диссипации рассматривается методом Бринкли—Кирквуда [10]. Показано возникновение квазистационарного режима движения газа в средних частях рукава со скоростями ~ 10 км/сек, что соответствует наблюдениям [4]. В конце рукава, при предположении, что он определяется замыканием магнитных силовых линий, имеющих, как известно [5], противоположное на-

правление над и под экваториальной галактической плоскостью, в уравнениях магнитной газодинамики учитывается поперечное магнитное поле. Находятся автомодельные асимптотические решения, описывающие выход ударной волны на границу рукава с нарастающей скоростью, и вычисляются сбрасываемая масса газа и импульс. Показано, что рассматриваемый здесь «сегнеров» механизм может обеспечить накопление наблюдаемой угловой скорости вращения галактик за время порядка одного миллиарда лет и приводит к возникновению стационарного режима вращения*.

Передача момента рукавам ударными волнами и вызываемое ими движение газа вдоль рукавов, очевидно, облегчает также решение известной проблемы устойчивости спиральных рукавов [5, 11]. Поскольку в рукавах газ частично ионизован, так что выполняется условие вмороженности магнитных силовых линий, указанное движение газа поддерживает устойчивость наблюдаемой магнитной структуры рукавов и проливает свет на саму проблему возникновения магнитной структуры [9]. Рассматриваемый здесь механизм может иметь значение и в проблеме происхождения спиральных рукавов.

Отметим, что решаемая в настоящей работе задача может рассматриваться в значительной степени независимо от конкретной модели происхождения спиральной и магнитной структуры рукавов. Эффекты, которые здесь рассматриваются, могут быть согласованы (возможно, с некоторыми коррективами) с различными механизмами генерации рукавов, в частности, с волновой теорией [7—9]. В свою очередь эти эффекты, повторяем, могут облегчить разработку как качественных, так и количественных аспектов проблемы генерации и устойчивости рукавов.

2. *Квазистационарный режим распространения ударных волн вдоль рукавов.* В этом разделе мы покажем, что, несмотря на диссипацию, распространение ударных волн вдоль рукава, при учете падения плотности газа, происходит в квазистационарном режиме, что позволяет волне распространяться на очень большие расстояния вплоть до конца рукава.

В соответствии с наблюдательными данными [4, 5] закон падения плотности газа вдоль рукава можно приближенно задать следующей формулой:

$$\rho_1(l) = \rho_{10}(L/l)^m, \quad (1)$$

где l — расстояние вдоль рукава, L — некоторый характерный масштаб, показатель m ограничен пределами $1.2 \leq m \leq 1.5$. Прохождение ударной волны вдоль рукава при учете диссипации и градиента плотности может быть рассмотрено с помощью метода Бринкли—Кирквуда [10].

* Отметим, что вопрос о возможном существовании механизма перераспределения момента между веществом галактики и выброшенным из нее веществом обсуждался ранее в [6]. Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну за эту информацию.

Суть метода коротко состоит в следующем. Система уравнений газовой динамики в форме Лагранжа:

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\left(\frac{r}{r_0}\right)^N \frac{\partial u}{\partial r_0} + \frac{Nu}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\left(\frac{r_0}{r}\right)^N \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial r_0} = 0, \quad (3)$$

с дифференциальным соотношением, связывающим r_0 и r :

$$\frac{dr_0}{dr} = \frac{\rho r^2}{\rho_0 r_0^2},$$

где r_0 — лагранжева, r — эйлерова координаты, $\rho_0 = \rho(r, 0)$ — плотность газа в начальный момент ($N=0, 1, 2$ — соответственно для плоского, цилиндрического и сферического движений), дополняется еще двумя уравнениями. Первое из них получается дифференцированием уравнений сохранения импульса на фронте ударной волны, а второе описывает закон сохранения энергии. Тогда система уравнений становится замкнутой относительно частных производных, что позволяет сформулировать задачу в обыкновенных дифференциальных уравнениях. Возникающая при этом система уравнений, в рассматриваемом нами случае, имеет вид:

$$\frac{d\xi}{dy} = - \frac{\nu \lambda}{\gamma \delta y^m} \frac{\xi^3}{4 + 2(2 + \lambda)\xi + \lambda(3 - \lambda)\xi^2} + \frac{(1 + \xi)(1 + \lambda\xi)[2 + (2 - \lambda)\xi]}{4 + 2(2 + \lambda)\xi + \lambda(3 - \lambda)\xi^2} \frac{m}{y}, \quad (4)$$

$$\frac{d\delta}{dy} = - \frac{\gamma}{y^m} \left\{ \frac{\xi(\xi + 2) - (\xi + 1)\left(\xi + \frac{2\gamma}{\gamma - 1}\right)[1 - (1 + \xi)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}}]}{2\gamma + (1 + \gamma)\xi} + \frac{Q}{a_1^2} (\alpha_2 - \alpha_1) \right\}, \quad (5)$$

где $\nu = 1 - (1/3)\exp(-\xi)$, $\xi = (p_2 - p_1)/p_1$ — безразмерный скачок давления на фронте ударной волны, p_1, p_2 — газовое давление перед и за фронтом волны; $y = l/L$, δ — безразмерная координата и энергия ударной волны; $\lambda = (\gamma + 1)/2\gamma$, $\gamma = C_p/C_v$, a_1 — скорость звука перед фронтом волны; α_2 и α_1 — степень ионизации газа за и перед фронтом, соответственно; $Q = 1.3 \cdot 10^{13}$ эрг/г — потенциал ионизации водорода на

единицу массы, m — показатель в законе падения плотности вдоль рукава

$$\rho_1(l) = \rho_{10} y^{-m}.$$

Уравнение (4) соответствует уравнению (14.13) [12], а (5) — уравнению (14.14) из той же работы, в котором, однако, выражение для прироста энтальпии h взято в более общей форме (8.29), пригодной, в отличие от (14.12), не только для слабых волн.

В уравнениях (4) и (5) учтены потери энергии волны на нагревание газа и ионизацию. Первый член в правой части уравнения (4) описывает затухание за счет диссипативных процессов и второй, с противоположным знаком, отражает эффект ускорения волны при движении по среде с падающей плотностью. Это указывает на возможность существования квазистационарного режима. В околоядерной области, при больших ξ , преобладает первый член. По мере уменьшения ξ возрастает роль второго члена. При этом затухание волны за счет диссипации компенсируется ускорением за счет градиента плотности, и волна выходит на квазистационарный режим:

$$\xi \rightarrow \xi_0 = \text{const.}$$

Рассмотрим случай умеренно сильной ударной волны, когда $\xi \gg 1$. После разложения по $1/\xi \ll 1$ система (4), (5) приобретает вид:

$$\frac{d\xi}{dy} = -\frac{\nu}{\gamma(3-\lambda)} \frac{\xi^2}{y^m} + \frac{2-\lambda}{3-\lambda} \frac{m\xi}{y}; \quad (6)$$

$$\frac{d\delta}{dy} = -\frac{\gamma}{y^m} \left\{ \frac{\xi^{1/\gamma}}{\gamma+1} - \frac{1}{\gamma-1} + \frac{Q}{a_1^2} (a_2 - a_1) \right\}. \quad (7)$$

Будем искать в этом приближении ожидаемый квазистационарный режим, когда

$$\frac{d\xi}{dy} = 0. \quad (8)$$

Обозначим индексом «0» величины, относящиеся к квазистационарному режиму. Тогда из (8) и (6) получаем:

$$\delta_0(y) = \frac{\nu}{\gamma(2-\lambda)m} \frac{\xi_0}{y^{m-1}}. \quad (9)$$

Подставляя $\delta_0(y)$ вместо $\delta(y)$ в (7), находим:

$$\xi_0 = \frac{m\gamma^2(2-\lambda)}{\nu(m-1)} \left\{ \frac{\xi_0^{1/\gamma}}{\gamma+1} - \frac{1}{\gamma-1} + \frac{Q}{a_1^2} (a_2 - a_1) \right\}. \quad (10)$$

Соотношение (10) представляет собой уравнение, определяющее квазистационарное значение ξ_0 . Решим его для различных значений индекса падения плотности: $1.2 \leq m \leq 1.5$. Степень ионизации α_2 за фронтом ударной волны будем вычислять по формуле Саха [13]:

$$\frac{\alpha_2^2}{\alpha_2 - 1} = \frac{2.24 \cdot 10^{15}}{n_2} T_2^{3/2} e^{-\frac{157500}{T_2}}, \quad (11)$$

где значения концентрации частиц n_2 и температуры T_2 за фронтом волны вычисляются по формулам [12]:

$$n_2 = \frac{z + \gamma_1}{1 + \gamma_1 z - \frac{2\gamma_1 \gamma_1}{a_1^2} Q(z - \alpha_1)} n_1; \quad (12)$$

$$T_2 = \frac{z}{z + \gamma_1} \left[1 + \gamma_1 z - \frac{2\gamma_1 \gamma_1}{a_1^2} Q(z - \alpha_1) \right] T_1, \quad (13)$$

$$\gamma_1 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad z = p_2/p_1.$$

Уравнение (10) решаем графически, используя последовательные приближения по Q . Сначала находим n_2 и T_2 при $Q=0$. Затем по формуле Саха (11) вычисляем α_2 . Подставляя найденное значение α_2 в (12) и (13), найдем n_2 и T_2 в первом приближении. Для этих значений n_2 и T_2 вычисляем α_2^1 и т. д.

Мы остановились на втором шаге метода итераций. Для n_1 и T_1 выбрали, в соответствии с [14, 15], значения: $n_1 \sim 1 \text{ см}^{-3}$, $T_1 \sim 10^4 \text{ К}$.

На рис. 1 приведено графическое решение уравнения (10), которое показывает, что квазистационарный режим осуществляется при $\xi_0 = 24 \div 27$. Такие значения ξ_0 согласуются с нашим предположением, что волна является умеренно сильной. Существенно, что ударная волна, выходя на квазистационарный режим, «забывает» о начальных условиях. Это избавляет нас от необходимости задаваться определенной начальной энергией, которая, строго говоря, неизвестна и может быть оценена лишь приближенно.

Скорость ударной волны и газа за ее фронтом, соответствующие квазистационарному режиму, вычисляются по формулам [12]:

$$D_0 = a_1 \left\{ \frac{1 + \gamma_1 + \xi_0}{\gamma_1 \left[1 - \gamma_1 + \frac{2\gamma_1 \gamma_1}{a_1^2 \xi_0} Q(z - \alpha_1) \right]} \right\}^{1/2}, \quad (14)$$

$$u_{20} = \frac{3}{4} D_0 \quad (\text{для сильной волны}). \quad (15)$$

При $\gamma = 5/3$, $T_1 \sim 10^3 K$, $\dot{z}_0 = 24 \div 27$ выражения (14), (15) приводят к следующим значениям скорости газа за фронтом волны: $u_{20} \sim 12 \div 13$ км/сек. Этот результат хорошо согласуется с наблюдаемыми [4] скоростями крупномасштабного движения газа вдоль рукава в средних его частях. Наша интерпретация природы этого явления, как квазистационарного движения газа, возникающего за счет действия ударных волн, идущих от центра, предполагает, что эти волны следуют друг за другом достаточно часто (см. ниже).

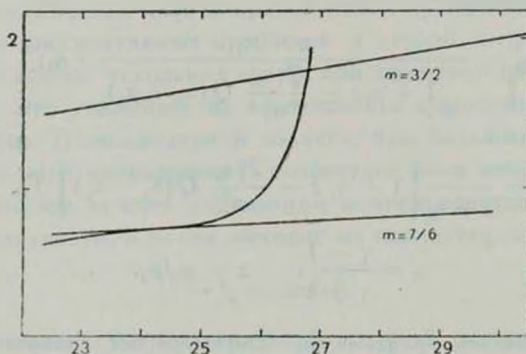


Рис. 1

Спиральные рукава продольно замагничены. Поэтому ударная волна распространяется в продольном магнитном поле. В таком случае связь между газодинамическим движением и магнитным полем отсутствует [16]. Это дает возможность рассматривать распространение ударных волн вдоль рукава без явного учета магнитного поля в уравнениях движения. Косвенным образом, однако, продольное магнитное поле рукава играет в рассматриваемой задаче важную роль, обеспечивая движение ударных волн вдоль спирали.

3. *Ударный сброс газовых масс в конце рукава.* В конце рукава, предполагая, что он определяется замыканием магнитных силовых линий (имеющих, как известно [5], противоположное направление над и под экваториальной плоскостью), в уравнениях, описывающих движение ударных волн, следует учесть поперечное магнитное поле. Необходимо также учитывать большой градиент плотности в конце рукава, так как концентрация газа в гало и межгалактическом пространстве на несколько порядков ниже концентрации в рукавах. Мы принимаем закон падения плотности в конце рукава в виде:

$$\rho_1(x) = \rho_0(x/x_0)^n, \quad n \geq 2,$$

где координата x отсчитывается от конца рукава назад; значения параметров ρ_0 и x_0 будут фиксированы в дальнейшем.

Одномерное нестационарное движение проводящего газа с бесконечной проводимостью, нулевой вязкостью и теплопроводностью в магнитном поле $\vec{H}$, перпендикулярном направлению распространения волны, описывается следующей системой уравнений магнитной гидродинамики [17]:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (p + h); & \frac{dp}{dt} &= -\gamma p \frac{\partial v}{\partial x}; \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \frac{\partial v}{\partial x}; & \frac{dh}{dt} &= -2h \frac{\partial v}{\partial x}, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x}; \quad h = H^2 - 8\pi.$$

Уравнения (16) не содержат размерных постоянных, поэтому движение будет автомодельным [18], если в начальные и граничные условия войдут только две постоянные (обозначим их a и b) с независимыми размерностями:

$$[a] = ML^k T^s, \quad [b] = LT^{-\delta},$$

где M , L и T — символы единиц измерения массы, длины и времени.

Введем вместо v , ρ , p , h соответствующие безразмерные функции $V(\lambda)$, $R(\lambda)$, $P(\lambda)$ и $H(\lambda)$ с помощью соотношений:

$$\begin{aligned} v &= \frac{x}{t} V(\lambda); & h &= \frac{a}{x^{k+1} t^{\delta+2}} H(\lambda); \\ p &= \frac{a}{x^{k+1} t^{s+2}} P(\lambda); & \rho &= \frac{a}{x^{k+3} t^s} R(\lambda), \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\lambda = \frac{x}{bt^{\delta}}.$$

В силу автомодельности, безразмерные функции V , R , P , H зависят только от одного безразмерного переменного λ . Система уравнений в частных производных (16) превращается в следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
 \lambda \left[(V - \delta) V' + \frac{(P + H)'}{R} \right] &= -V^2 + V + (k + 1) \frac{(P + H)}{R}; \\
 \lambda [(V - \delta) R' / R + V'] &= s + (k + 2) V; \\
 \lambda [(V - \delta) P' / P + V'] &= s + 2 + (k + 1 - \gamma) V; \\
 \lambda [(V - \delta) H' / 2H + V'] &= \frac{s + 2}{2} + \frac{k - 1}{2} V.
 \end{aligned} \tag{18}$$

Наличие ударных волн учитывается в граничных условиях [17]:

$$\begin{aligned}
 [R(V - \delta)] &= 0; \quad \{H(V - \delta)^2\} = 0; \quad \{R(V - \delta) V + P + H\} = 0; \\
 \left\{ R(V - \delta) \left(\frac{P}{R(\gamma - 1)} + \frac{V^2}{2} + \frac{H}{R} \right) + (P + H) V \right\} &= 0.
 \end{aligned} \tag{19}$$

Здесь фигурными скобками обозначена разность значений заключенных в них величин с обеих сторон поверхности разрыва.

В качестве параметров a и b с независимыми размерностями выбираем:

1) коэффициент перед x^n в законе падения плотности:

$$\rho_1(x) = \rho_1(x/x_0)^n = ax^n, \tag{20}$$

$$2) \quad b = (H_1^2/a)^{\frac{1}{2+n}}, \tag{21}$$

где H_1 — поперечное магнитное поле перед фронтом волны в конце рукава. При таком выборе a и b из соображений размерности и вида связи размерных величин с безразмерными (17) получаем для k , s и δ следующие значения:

$$k = -3 - n, \quad s = 0, \quad \delta = \frac{2}{2 + n}. \tag{22}$$

За начало отсчета времени $t=0$ принимается момент выхода фронта ударной волны на край рукава. В момент $t=0$ скорость и давление (магнитное и газовое) на любом конечном расстоянии x должны быть ограничены. При $t \rightarrow 0$ и конечном x имеем: $\lambda \rightarrow \infty$. Поэтому необходимо, чтобы выполнялись дополнительные условия:

$$V(\infty) \rightarrow 0, \quad H(\infty) \rightarrow 0, \quad P(\infty) \rightarrow 0. \tag{23}$$

Учитывая (23) и значения k , s и δ (22), находим из (18), что скорость, плотность и давление (магнитное и газовое) при $t \rightarrow 0$ будут определяться уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln V}{d \ln \lambda} &= -\frac{1}{\delta}; & \frac{d \ln P}{d \ln \lambda} &= -\frac{2}{\delta}; \\ \frac{d \ln H}{d \ln \lambda} &= -\frac{2}{\delta}; & R &= \text{const.} \end{aligned} \quad (24)$$

Решения системы (24), т. е. асимптотические решения системы (18) в момент выхода ударной волны на край рукава имеют вид:

$$\begin{aligned} V &= C_1 \lambda^{-1/\delta}; & P(\lambda) &= C_2 \lambda^{-2/\delta}; \\ R &= C_3; & H(\lambda) &= C_4 \lambda^{-2/\delta}; \end{aligned} \quad (25)$$

Постоянные интегрирования C_1 , C_2 , C_3 и C_4 определяются из граничных условий (19).

На фронте ударной волны ($x = x_1(t)$) имеем [18]:

$$\lambda = x_1/bt^\delta = \lambda_0 = \text{const}, \quad x_1(t) = b\lambda_0 t^\delta. \quad (26)$$

Это соотношение определяет зависимость координаты фронта от времени в автомодельном режиме. Скорость волны при этом равна

$$D = \dot{x}_1(t) = b\lambda_0 \delta t^{\delta-1}.$$

В момент $t=t_0$, когда фронт волны находится в точке x_0 ($x_1(t_0)=x_0$), в которой квазистационарный режим распространения волны переходит в автомодельный, эта скорость должна совпадать с D_0 , определяемой формулой (14). Это условие приводит к соотношениям:

$$b\lambda_0 \delta t_0^{\delta-1} = D_0, \quad b\lambda_0 t_0^\delta = x_0.$$

Исключив из них t_0 , находим следующее выражение для λ_0 :

$$\lambda_0 = D_0^\delta / b\delta^\delta x_0^{\delta-1}. \quad (27)$$

Подставляя решения (25) в граничные условия (19) в системе отсчета, в которой газ перед фронтом покоится, и учитывая (27), получим систему четырех уравнений для коэффициентов C_1 , C_2 , C_3 , C_4 . Анализ этих уравнений и их решение приводятся в Приложении I. Здесь мы выпишем лишь интересующий нас результат для распределения плотности и скорости газа за фронтом ударной волны в момент выхода фронта на конец рукава:

$$\rho_2(x) \approx 3\rho_0(x/x_0)^n, \quad (28)$$

$$u_2(x) \approx u_{20}(x_0/x)^{n/2}, \quad (29)$$

где $u_{20} \approx 12 \div 13$ км/сек есть скорость газа за фронтом волны в квазистационарном режиме, определяемая (15), (14). Отметим, что формулами

(28), (29) можно пользоваться практически только при $l \leq x \leq x_0$, где l — длина свободного пробега [19, 20].

С уменьшением x скорость $u_2(x)$, согласно (29), быстро возрастает и, начиная с некоторого $x = x_c$, $0 < x_c < x_0$, становится больше некоторой критической скорости $u_c = u_2(x_c) \gg u_{20}$, достаточной для отрыва газа от магнитной структуры рукава. Полная масса, сбрасываемая одной ударной волной, равна

$$\Delta m = \int_0^{x_c} S \rho_2(x) dx = 3S \rho_0 \frac{x_0}{n+1} \left(\frac{u_{20}}{u_c} \right)^{2+\frac{2}{n}}, \quad (30)$$

где S — площадь поперечного сечения рукава. Часть газа приобретает при этом скорость больше параболической

$$U_p = (2M_G G / R_G)^{1/2} \sim 300 \text{ км/сек},$$

где M_G и R_G — масса и радиус галактики и выбрасывается в межгалактическое пространство. Относительно вращающегося рукава этот газ должен двигаться со скоростями, превышающими $U_p + V(t)$, где $V(t)$ — линейная скорость вращения конца рукава. Его масса определяется выражением

$$\Delta m_p = \int_0^{x_p} S \rho_2(x) dx = \frac{3S \rho_0 x_0}{n+1} \left(\frac{u_{20}}{U_p + V(t)} \right)^{2 \left(1 + \frac{1}{n} \right)}, \quad (31)$$

где

$$x_p = x_0 \left(\frac{u_{20}}{U_p + V(t)} \right)^{2/n}.$$

Часть газа $m - m_p$, имеющая скорости в интервале $u_c < u < U_p + V$, остается в галактике, но теряет связь с рукавом.

Импульс массы, сбрасываемой одной ударной волной относительно рукава, равен

$$\Delta P = \int_0^{x_c} S \rho_2(x) u_2(x) dx = \frac{6S \rho_0 x_0 u_{20}}{n+2} \left(\frac{u_{20}}{u_c} \right)^{1+\frac{2}{n}}. \quad (32)$$

Момент импульса относительно центра галактики, уносимый массой, сбрасываемой одной ударной волной, есть

$$\Delta M = R_G \int_0^{x_c} \rho_2(x) [u_2(x) - V(t)] dx = R_G [\Delta P - V(t) \Delta m] \geq 0, \quad (33)$$

где Δm и ΔP представляются выражениями (30) и (32).

4. Установление стационарного режима вращения рукавов. Из закона сохранения момента следует, что равный (33) по абсолютной величине момент импульса будет передаваться рукаву*. Угловая скорость вращения рукава $\Omega(t) = V(t)/R_G$ будет при этом увеличиваться до тех пор, пока $V(t)$ не достигнет такого значения V_m , при котором выражение (33) для сбрасываемого момента обратится в нуль. Для этой стационарной скорости на основании (33), (32) и (30) находим следующее выражение:

$$V_m = \Delta p / \Delta m = \frac{n+1}{n+2} 2u_c. \quad (34)$$

Закон установления стационарного режима вращения определится из уравнения

$$J \frac{d\Omega(t)}{dt} = \frac{\Delta M}{\Delta t}, \quad (35)$$

где J — момент инерции рукава, Δt — временной интервал между двумя последовательными ударными сбросами газа из конца рукава, а ΔM дается (33). Подставляя в (35) выражение (33), получим уравнение

$$J \dot{\Omega}(t) + R_G^2 \frac{\Delta m}{\Delta t} \Omega(t) = R_G \frac{\Delta P}{\Delta t}. \quad (36)$$

Его решение при начальном условии $\Omega(0) = 0$ имеет вид

$$\Omega(t) = \Omega_m (1 - e^{-t/\tau}), \quad (37)$$

где

$$\Omega_m = V_m / R_G = \frac{n+1}{n+2} \frac{2u_c}{R_G}, \quad (38)$$

$$\tau = J \cdot \Delta t / R_G^2 \Delta m. \quad (39)$$

Таким образом, рассматриваемый здесь ударный магнитогазодинамический механизм вращения замагниченных рукавов, аналогичный в известном смысле механизму вращения сегнера колеса, приводит к существованию стационарного режима вращения с угловой скоростью, даваемой (38), и временем установления (39).

Оценим время установления τ для галактик, имеющих параметры, близкие к параметрам нашей Галактики. Для Галактики момент инерции

* Механизм передачи момента рукаву как целому связан с «упругостью» магнитных силовых линий и должен осуществляться в основном за счет обратного распространения альвеновских волн. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно; здесь мы ограничимся лишь учетом закона сохранения момента.

рукава оценивается величиной $J = 10^8 M_\odot R_G^2$. Отношение $\Delta m/\Delta t$ представляет собой величину сброса массы газа из конца рукава в единицу времени. В установившемся режиме она должна быть порядка массы газа, протекающего в единицу времени через поперечное сечение рукава с найденной в разделе 2 квазистационарной скоростью u_{20} :

$$\Delta m/\Delta t \sim u_{20} \rho_0 S \sim 13 \text{ км/сек} \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3 \cdot 5 \cdot 10^5 \text{ пс}^2 \sim 0.1 M_\odot/\text{год}.$$

Подставляя эти оценки в (39), находим:

$$\tau \sim 10^8 M_\odot / 0.1 M_\odot/\text{год}^{-1} \sim 10^9 \text{ лет}. \quad (40)$$

Относительно Ω_m , определяемой формулой (38), мы можем заметить следующее. Величина Ω_m не чувствительна к точному значению n при $n \gtrsim 2$ и определяется в основном отношением удвоенной критической скорости отрыва u_c к радиусу галактики R_G . Мы не имеем пока прямой оценки u_c , но, учитывая условия $u_{20} \ll u_c < U_p + V$ и приведенные выше значения u_{20} и U_p , можем все же заключить, что u_c должна иметь порядок $100 \div 200 \text{ км/сек}$. Кроме того, поскольку по своему физическому смыслу u_c должна определяться физическими условиями (плотность газа, степень ионизации, величина магнитного поля) на конце рукава, а эти условия для всех спиральных галактик являются, по-видимому, более или менее универсальными [5], естественно ожидать, что величина «скорости отрыва» u_c для всех спиральных галактик примерно одинакова. Тогда, на основании формулы (38), мы приходим к следующему выводу: магнитогазодинамический механизм вращения спиральных галактик приводит к линейной зависимости периода установившегося вращения от радиуса галактики:

$$T_m = \frac{2\pi}{\Omega_m} = \frac{n+2}{n+1} \frac{\pi}{u_c} R_G. \quad (41)$$

Это предсказание находится в примечательном согласии с данными наблюдений, приведенными в статье Б. А. Воронцова-Вельяминова [5, 23]. Заметим также, что поскольку для спиральных галактик разброс по R_G относительно невелик, периоды вращений, согласно (41), должны быть заключены в соответственно узких пределах:

$$\Delta T_m \approx \frac{n+2}{n+1} \frac{\pi}{u_c} \Delta R_G,$$

что согласуется с данными [23].

Авторы глубоко благодарны академику В. А. Амбарцумяну, профессорам Л. В. Мирзояну и С. А. Каплану за полезные обсуждения.

Приложение I

В этом Приложении мы произведем вычисление безразмерных постоянных C_1, C_2, C_3, C_4 . Для этого прежде всего запишем граничные условия (19) в системе отсчета, где газ перед фронтом волны покоится:

$$\begin{aligned} -\delta R_1 &= R_2 (V_2 - \delta); \\ \delta^2 H_1 &= H_2 (V_2 - \delta)^2; \\ P_1 + H_1 &= R_2 (V_2 - \delta) V_2 + P_2 + H_2; \\ -\delta \left(\frac{P_1}{\gamma - 1} + H_1 \right) &= R_2 (V_2 - \delta) \left[\frac{P_2}{R_2 (\gamma - 1)} + \frac{V_2^2}{2} + \frac{H_2}{R_2} \right] + (P_2 + H_2) V_2. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Учитывая связь безразмерных функций с размерными (17) и значения k, s, δ (22), выразим R_1, P_1, H_1 через плотность и давление, магнитное и газовое, перед фронтом ударной волны. Для плотности из (17) следует:

$$\rho_1(x) = \alpha x^n = \frac{\alpha}{x^{k+3} t^s} R_1 = \alpha x^n R_1,$$

откуда

$$R_1 \equiv 1. \quad (1.2)$$

Для магнитного поля:

$$h = \frac{\vec{H}_1^2}{8\pi} = \frac{\alpha}{x^{n+2} t^2} H_1; \quad H_1 = \frac{\vec{H}_1^2}{8\pi\alpha} (t^2/x^{n+2}).$$

Так как $\lambda = b/x t^{\delta}$, то $t^2/x^{n+2} = (\lambda b)^{-2/\delta}$.

При этом:

$$H_1 = \frac{\vec{H}_1^2}{8\pi\alpha} (\lambda b)^{-2/\delta}. \quad (1.3)$$

Аналогично для P_1 :

$$P_1 = \frac{p_1}{\alpha} (\lambda b)^{-2/\delta}. \quad (1.4)$$

Подставив решения (25), а также (1.2)—(1.4), в граничные условия (1.1) при $\lambda = \lambda_0$ (27), получим для C_1, C_2, C_3 и C_4 следующую систему уравнений:

$$\delta_0^{1/\delta} = C_1 = \delta_0^{1/\delta} C_2^{-1}; \quad (1.5)$$

$$8\pi C_4 = C_2^2; \quad (1.6)$$

$$8\pi H_1^2 C_3 = 8\pi p_1 + H_1^2 (1 - C_2^2) + 8\pi \delta \lambda_0^{1/6} H_1 C_1; \quad (1.7)$$

$$4\pi (\gamma - 1) H_1^2 C_1^2 - (\gamma - 1) H_1^2 (C_2 - 1)^2 + \\ + 8\pi H_1^2 (\gamma - 1) \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} C_2^{-1} - 1 \right) C_3 = p_1. \quad (1.8)$$

Находя C_3 из (1.7) и C_1 из (1.5) и подставляя в уравнение (1.8), после несложных преобразований получим следующее уравнение для C_2 :

$$C_2^2 + AC_2 - B = 0, \quad (1.9)$$

где

$$A = 40 \frac{\pi p_1}{H_1^2} + 8\pi \delta^2 \lambda_0^{2/5} + 5; \quad B = 32\pi \delta^2 \lambda_0^{2/5}. \quad (1.10)$$

Отрицательный корень не имеет физического смысла, поэтому берем

$$C_2 = -\frac{A}{2} + \left(\frac{A^2}{4} + B \right)^{1/2}. \quad (1.11)$$

Произведем оценки C_2 при значениях $\rho_{01} \sim 3 \cdot 10^{-28}$ г/см³, $T_1 \sim 10^3$ К; $H_1 \sim 10^{-6}$ гс, которые можно предполагать для области конца рукава. При этих значениях параметров на основании (1.10) и (1.11) получается:

$$C_2 \approx 3. \quad (1.12)$$

Используя этот результат и выражение (27) для α , найдем из (1.5)

$$C_1 = \frac{2}{3} D_0 \frac{x_0^{n/2}}{b^{1+n/2}} \approx u_{20} \frac{x_0^{n/2}}{b^{1+n/2}}. \quad (1.13)$$

Значения C_3 и C_4 легко теперь получить, используя (1.12), (1.13) и (1.6), (1.7).

Приложение II

Для того, чтобы выяснить, насколько существенным для полученных выше результатов в рассматриваемой задаче является учет поперечного магнитного поля в уравнениях, описывающих движение ударных волн в области конца рукава, мы рассмотрим в этом Приложении ситуацию без учета магнитного поля. В этом случае мы должны решать задачу об ударном сбросе газовых масс на основе уравнений (16) и граничных условий (19) с $h=0$. Закон спадания плотности в конце рукава снова задаем в форме (20). Так как теперь второй размерный параметр отсутствует ($b=0$), за-

дача становится автомодельной второго рода. Ее решение для предельных распределений плотности и скорости за фронтом в момент выхода ударной волны на край рукава имеет вид [19—21] (это решение может быть также получено методом Чизнела—Уизема [12]):

$$\rho_2(x) = 4\rho_1(x) = 4\rho_{01}(x/x_0)^n, \quad (11.1)$$

$$u_2(x) = u_{20}(x_0/x)^l, \quad (11.2)$$

$$l = n \left(2 + \sqrt{\frac{2}{n-1}} \right)^{-1}. \quad (11.3)$$

Вычисления, аналогичные произведенным в разделе 3, дают для сбрасываемых одной ударной волной массы и импульса:

$$\Delta m = 4 S \rho_{01} \frac{x_0}{n+1} (x_c/x_0)^{n+1}; \quad (11.4)$$

$$\Delta P = 4 S \rho_{01} x_0 \frac{u_{20}}{n+1-l} (x_c/x_0)^{n-l-1}. \quad (11.5)$$

Для установившегося периода вращения рукавов при этом получается:

$$T_m = 2\pi \frac{n+1-l}{n+1} \frac{1}{u_c} R_0. \quad (11.6)$$

Это значение примерно вдвое превышает значение (41), полученное при учете магнитного поля. Таким образом, учет поперечного магнитного поля в конце рукава заметно влияет на количественные результаты, но качественные физические выводы, полученные в тексте, остаются теми же и без учета поля.

Институт теоретической физики
АН УССР

MAGNETOGASODYNAMIC MECHANISM OF ROTATION OF GALAXIES WITH SPIRAL STRUCTURE

V. A. KROL, S. A. SILICH, P. I. FOMIN

A magnetogasdynamic approach to the problem of rotation of spiral galaxies is developed. This approach is based on two observational facts: longitudinal magnetization of the spiral arms and the existence of recurrent outputs of supersonic gas fluxes from the central regions. The mechanism of rotation (Segner's mechanism) consists in the transfer of a rotational moment to the arm under the passage of shock waves

along the magnetized spiral with decreasing density and the subsequent shock output of gas masses from the end of the arm into space. It is shown that this mechanism can ensure the accumulation of the observed rate of rotation of the spiral during the period of about 10^8 years and results in a stationary regime of the rotation. The period of the steady rotation is proportional to the radius of the galaxy. In the middle parts of the arms the quasistationary longitudinal motion of the gas with the velocities ~ 10 km/s appears.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Оорт, УФН, 106, 673, 1972.
2. М. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астрон. ж., 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
3. Проблемы современной космогонии, Под ред. В. А. Амбарцумяна, Наука, М., 1972.
4. Д. Я. Мартынов, Курс общей астрофизики, Наука, М., 1965.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1972.
6. V. A. Ambartsumian, Introduction Semaine d'Etude sur Les Noyaux des Galaxies — avril 1970, Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia, No. 35, 1971.
7. А. С. Марочник, А. А. Сучков, УФН, 112, 275, 1974.
8. А. А. Фридман, Итоги науки и техники: Астрономия, том 10, стр. 61, Изд-во ВИНТИ, М., 1975.
9. Ю. Н. Мишуков, В. М. Тештисев, А. А. Сучков, Письма АЖ, 1, № 4, 1975.
10. S. R. Brinkley, I. G. Kirkwood, Phys. Rev., 71, 606, 1947.
11. S. Chandrasekhar, E. Fermi, Ap. J., 118, 113, 1953.
12. И. А. Климишин, Ударные волны в неоднородных средах (на укр. яз.), Изд. Львовского ун-та, 1972.
13. Б. М. Гура, И. А. Климишин, Цирк. АО Львовского ун-та, 46, 9, 1971.
14. Космическая газодинамика, Под ред. Хаббига, Мир, М., 1972.
15. Нестационарные явления в галактиках, Симпозиум МАС № 29, Изд. АН Армянской ССР, 1968.
16. С. Н. Сыроватский, УФН, 62, 247, 1957.
17. В. П. Коробейников, ДАН СССР, 121, 613, 1958.
18. А. Н. Седов, Методы подобия и размерности в механике, Наука, М., 1972.
19. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
20. Г. М. Гандельман, Д. А. Франк-Каменецкий, ДАН СССР, 107, 811, 1956.
21. A. Sakurai, Comm. Pure Appl. Math., 13, 353, 1960.
22. Д. К. Надежин, Д. А. Фран-Каменецкий, Астрон. ж., 41, 812, 1964.
23. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрон. ж., 47, 16, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

НЕОДНОРОДНОЕ КРУПНОМАСШТАБНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ГЛОБАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ

А. А. РУЗМАЙКИН, Д. Д. СОКОЛОВ

Поступила 1 декабря 1975

Крупномасштабное метагалактическое магнитное поле, на существование которого указывает анализ наблюдательных данных по фарадеевскому вращению радиополучения внегалактических радиоисточников, предлагается связать с топологической структурой мира. Предполагается, что анизотропия топологической склейки и направление поля имеют общее происхождение, характерный масштаб поля определяет масштаб склейки. В такой модели возникает специфическая картина «духов» источников, в принципе доступная наблюдениям.

Вопрос о глобальном строении Вселенной в рамках фридмановской космологии (с $\Lambda=0$) заключается, во-первых, в определении отношения средней плотности вещества к критической плотности, т. е. в определении кривизны сопутствующего пространства, и, во-вторых, в нахождении конкретной топологической интерпретации, которую имеет фридмановская метрика с фиксированной кривизной (см., например, [1]). Решение первой проблемы сводится к выяснению материального содержания пространства и согласно современным астрофизическим данным, по-видимому, $\Omega=\rho/\rho_c < 1$ [1, 2]. В решении второй проблемы, т. е. в определении путем анализа наблюдений той топологически склеенной структуры, которая адекватна пространству нашей Вселенной, делаются лишь первые шаги. В работе Соколова и Шварцмана [3] для оценки максимального (L) и минимального (l) размеров склейки предлагается поиск на небе духов давно угасших, а также существующих в настоящее время объектов. Используя в качестве эталонных источников медленно эволюционирующие объекты — богатые правильные скопления галактик, они получили оценки $l \gtrsim 10$ мпс, $L \gtrsim 400$ мпс ($z \gtrsim 0.1$). Большие возможности в установлении топологической структуры мира открыло бы обнаружение каких-либо отклонений от однородности и изотропии в очень больших масштабах, например, открытие

достаточно больших сверхскоплений в анализе спектра возмущений плотности [4] или метагалактического магнитного поля.

В настоящей заметке мы покажем, какие выводы о топологической структуре мира можно получить из предположения существования неоднородного крупномасштабного метагалактического магнитного поля. В пользу такого предположения свидетельствует анализ наблюдательных данных по фарадеевскому вращению радионизлучения удаленных источников, проведенный многими авторами (см., например, [5]). Хотя вывод о существовании метагалактического магнитного поля неоднозначен и данные по фарадеевскому вращению, возможно, объясняются магнитными полями Галактики и удаленных источников [6, 7], гипотезу метагалактического магнитного поля отвергнуть нелегко. К тому же для топологических целей не существенна величина этого поля, важны лишь его направление и масштаб. Связь магнитного поля и топологии проявляется в следующем. Оказывается, что все склеенные миры (кроме эллиптического) глобально анизотропны [8] и имеют характерные масштабы склейки. Поэтому уже существование полностью однородного метагалактического магнитного поля позволяет сделать определенные заключения о виде топологической структуры склеенного мира, именно, необходимо, чтобы степень анизотропии, допустимая в присутствии поля, не противоречила анизотропии склейки. Заметим, однако, что однородное метагалактическое магнитное поле, нарушая изотропию фридмановской модели, оказывает сильное влияние на ранние стадии эволюции. С другой стороны, неоднородное метагалактическое магнитное поле не препятствует однородности и изотропии Вселенной в очень больших масштабах, порядка радиуса кривизны. Определенное указание на возможность существования такого поля можно найти в недавней работе Колобова [9]*, где предложен новый статистический тест для установления зависимости меры фарадеевского вращения RM от красного смещения z , основанный на сравнении функций распределения источников по RM в ближней ($z < 0.25$) и дальней ($z > 0.25$) зонах пространства. Применение этого теста для семи областей неба с различными угловыми положениями позволило установить зависимость RM от z в одной из областей. При этом оказалось, что функция $RM(z)$ имеет в этой области (куда, естественно, и направлено предполагаемое метагалактическое поле) характерный завал при $z \sim 0.5 \div 1$. Сходная (хотя, как и следовало ожидать, менее ярко выраженная) картина наблюдается и при не слишком больших ($\sim 20^\circ$) смещениях области. Таким образом можно заключить, что магнитное поле имеет характерный масштаб однородности порядка $z = 0.5 \div 1$. Учитывая огромную величину этого масштаба и отсутствие иных космологических соображений о наличии подобного масштаба, мы предлагаем связать его с характерным параметром топологической склейки пространства нашей Вселенной.

* См. также [12].

Поскольку предполагаемое магнитное поле имеет масштаб λ , которому соответствует $z \sim 1$, то можно приближенно пользоваться геометрией плоского евклидова пространства. В этом приближении все ориентируемые склеенные миры (а их великое множество) имеют единообразное асимптотическое строение в виде модели барла [8], которую можно задать следующими соотношениями отождествления в плоском пространстве:

$$\rho = \rho, \quad \varphi = \varphi + n\lambda, \quad Z = Z + \lambda h, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

где ρ, φ, Z — цилиндрические координаты. Геометрически эти соотношения отождествления означают, что отождествляются с поворотом на угол α края слоя, заключенного между двумя параллельными плоскостями в евклидовом пространстве. Естественным двумерным аналогом барла является прямой круговой цилиндр. Представим себе, что мы катим по плоскости окрашенный цилиндр, который при этом закрашивает соответствующие части плоскости. При этом мы получим развертку, или, что в данном случае одно и то же, универсальную накрывающую этого цилиндра. Каждая точка A цилиндра при выполнении этой операции закрасит на плоскости бесконечную последовательность точек $\{A_n\}$. Так как в наблюдении нам дана картина универсальной накрывающей, то в качестве изображения нашей выделенной на цилиндре точки A мы увидим последовательность закрашенных точек $\{A_n\}$. Можно следующим образом выделить из этих изображений духи и оригинал. Возьмем на цилиндре образующую ρ , максимально удаленную от наблюдателя, зафиксируем один из моментов времени t_1 , когда эта образующая касается плоскости и выделим на плоскости область B , закрашенную цилиндром от момента t_1 до момента t_2 — следующего касания образующей ρ цилиндра. Эта область содержит ровно по одному изображению каждого объекта и, как нетрудно проверить, является областью оригиналов. Важно подчеркнуть, что при этом наблюдатель находится на оси симметрии области оригиналов (см. рис. 1). Трехмерному цилиндру соответствует барла с $\alpha=0$. Каждое сечение этого барла плоскостью, перпендикулярной плоскости XY ,

$$C_1 X + C_2 Y = C_3 \quad (2)$$

$$C_1, C_2 = \text{const}, \quad X = \rho \cos \varphi, \quad Y = \rho \sin \varphi$$

является двумерным цилиндром с длиной направляющей h . Важно подчеркнуть, что все духи фиксированного объекта лежат в некотором сечении барла (1) с $\alpha=0$ плоскостью вида (2), поэтому духи фиксированного объекта в таком барле можно изучать на двумерной модели. Наглядная двумерная интерпретация барла с ненулевыми значениями параметра α невозможна. Произвольный склеенный мир в указанных масштабах можно получить, комбинируя несколько склеек вида барла. Отметим, что минимальный параметр склейки соответствует h (при $\alpha=0$ и $l=h$), максимальный параметр склейки бесконечен.

Рассмотрим следующую модель. Пусть в области на универсальной накрывающей, которая в данном случае совпадает с трехмерным евклидовым пространством, задано почти (исключая пограничную область) однородное магнитное поле, которое обращается в нуль вне области. Размер области вдоль поля равен λ , в перпендикулярных направлениях область имеет бесконечный размер. Рассмотрим простейший случай, когда $\alpha=0^*$,

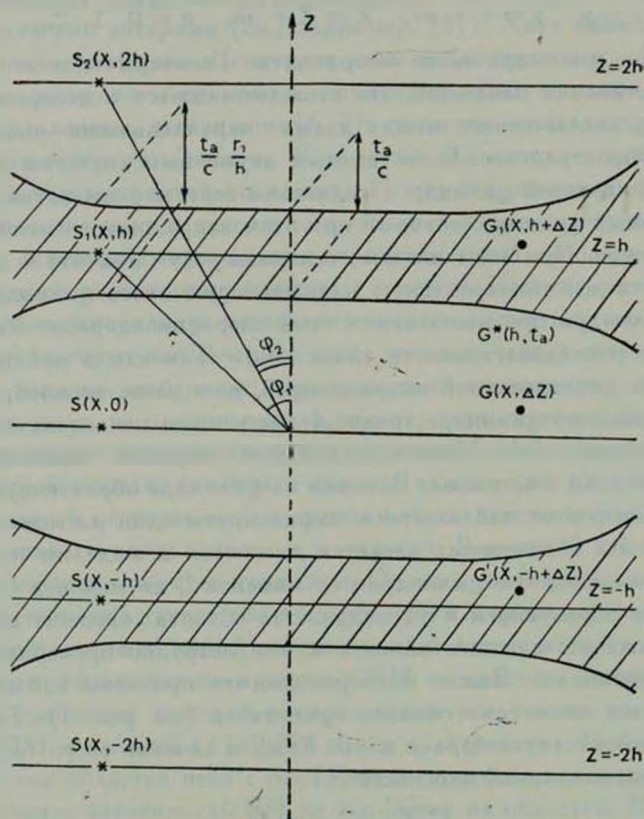


Рис. 1.

т. е. когда барл сводится к цилиндру. В этом случае остается один масштаб h и его естественно отождествить с характерным масштабом магнитного

* При $\alpha \neq 0$ компонента поля, перпендикулярная оси Z , должна поворачиваться на угол α при изменении координаты Z на величину h . По-видимому, верхнюю оценку на $\alpha \sim 90^\circ$ можно получить из того факта, что на расстояниях $z \sim 1$ мера фарадеевского вращения, вклад в которую вносит только компонента магнитного поля, параллельная лучу зрения, существенно уменьшается. При этом силовые линии магнитного поля должны искривляться и уже, вероятно, не смогут удовлетворять соотношениям отождествления (1) с достаточно большими α .

поля λ . Наиболее просто в такую топологию вписать магнитное поле, направленное по оси X (см. рис. 1) и зависящее только от координаты Z , например, $H = H_x = H_0 \sin(2\pi Z/h)$. Однако наблюдениям фарадеевского вращения более соответствует поле, направление которого близко к оси Z , например,

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 \sin \frac{2\pi Z}{h} \cos \frac{2\pi X}{X_1} \\ H_x &= -\frac{X_1}{h} H_0 \cos \frac{2\pi Z}{h} \sin \frac{2\pi X}{X_1}, \end{aligned} \quad (3)$$

где X_1 — некоторый произвольный масштаб поля вдоль оси X ($X_1 \gg h$). Легко убедиться, что силовые линии поля замкнуты, т. е. $\operatorname{div} H = 0$.

В вышесказанном мы предполагали, что магнитное поле специальным образом согласовано с топологией пространства. Естественно считать поэтому, что причины, определяющие данную топологию пространства — времени и порождающие магнитное поле, связаны друг с другом, т. е. начальные условия были соответствующим образом согласованы. Логически возможна и противоположная точка зрения: можно считать, что поле порождено значительно позже планковского времени, когда топология склеенного мира неизменна. В этом случае мы должны считать, что минимальный параметр склейки l не связан с характерным размером поля h и во всяком случае не меньше его по порядку величины. В этом случае теория должна предсказывать два независимых параметра, а не один, как в нашем случае.

Предложенная гипотеза, в принципе, может быть проверена посредством поиска духов среди квазаров и удаленных радиоисточников. Для формулировки соответствующего теста рассмотрим распределение духов в нашей модели склеенного мира в виде цилиндра. Как мы отмечали выше, не ограничивая общности, можно рассматривать лишь духи, лежащие в плоскости $Z=0$ и считать, что наблюдатель (т. е. наша Галактика) имеет координаты $X=0$, $Y=0$, $Z=0$. Таким образом, мы должны рассмотреть картину духов в двумерном цилиндре с соотношениями отождествления

$$Z = Z + nh, \quad X = X, \quad Y = Y, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

где X , Y , Z — декартовы координаты (см. рис. 1). Особый интерес представляют духи S_n и S_n^* источников S , лежащих в плоскости $Z=0$. Каждый такой источник имеет бесконечное число пар духов S_n и S_n^* (расположенных выше и ниже плоскости $Z=0$), которые видны под равными углами φ_n к направлению поля, причем

$$\operatorname{ctg} \varphi_n = \frac{nh}{X}. \quad (5)$$

Духи S_n и S_n^* каждой пары находятся на одинаковом расстоянии от наблюдателя, равном

$$r_n = \sqrt{X^2 + n^2 h^2} \quad (6)$$

и, следовательно, имеют одинаковые красные смещения z . Таким образом, мы видим духи S_n и S_n^* в один и тот же момент эволюции и можем наблюдать их вне зависимости от скорости их эволюции. Подчеркнем, что в общем случае духи имеют существенно разные красные смещения и одновременное наблюдение различных духов быстро эволюционирующих объектов невозможно. Поиск духов медленно эволюционирующих объектов в областях с интересующими нас z также практически невозможен [3].

Очевидно, что для практической проверки предлагаемой гипотезы наиболее пригодны духи с $n=1$, т. к. последующие пары духов имеют существенно большие красные смещения. Далее мы будем говорить лишь об этой паре духов.

Доступны одновременному наблюдению не только духи объектов, лежащих точно в плоскости $Z=0$, но и духи G_n и G_n^* объектов G , лежащих достаточно близко к этой плоскости (см. рис. 1). Разность хода для этих духов равна

$$\Delta r = \sqrt{X^2 + (h + \Delta Z)^2} - \sqrt{X^2 + (h - \Delta Z)^2} \approx \frac{2h}{r_1} \Delta Z \quad (7)$$

$$(n=1) \text{ (для наблюдаемых объектов } h/r_1 \sim 0.1 \div 1).$$

Для того, чтобы духи G_1 и G_1^* были одновременно наблюдаемы, необходимо, чтобы

$$\Delta r/c \leq t_a \approx 10^6 \div 10^7 \text{ лет}, \quad (8)$$

где t_a — время стабильной активности объекта. На нашем рисунке наблюдаемые пары духов лежат в очень узкой заштрихованной области $G^*(h, t_a)$ вблизи прямых $Z = \pm h$.

Таким образом, из предложенной гипотезы следует важный наблюдательный вывод: на расстояниях $z > 1$ среди радиоисточников должны появиться пары духов, расположенные под произвольными почти одинаковыми углами к направлению поля (величины этих углов связан с z по формуле (4)) и имеющие почти равные z . Причем, эти духи должны иметь меры вращения RM разного знака, поскольку луч зрения в одном случае направлен под острым, а в другом — под тупым углом к направлению поля (величина RM зависит от этого угла $\sim \cos\theta$). Отметим, что сам оригинал

этих духов в силу эволюции для нас уже практически неидентифицируем или даже вообще ненаблюдаем.

Оценим грубо возможность проверки предложенной гипотезы по имеющимся наблюдениям удаленных радиисточников. При этом мы будем предполагать, что источники равномерно распределены по z и по угловым координатам (отклонения от равномерного распределения затрудняют проверку гипотезы). Очевидно, что такая проверка возможна лишь в том случае, если в области $G^*(h, t_a)$ находится достаточно много наблюдаемых источников. Теоретически возможна проверка гипотезы всего по одному достаточно хорошо расположенному наблюдаемому источнику в области G^* . В этом случае отсутствие наблюдаемого духа, парного данному, в предсказанном месте означало бы несостоятельность гипотезы. Однако в силу значительной неопределенности, с которой известно направление поля, селективности наблюдений и т. п. для уверенных выводов необходимо некоторое число $N_0 \approx 1 \div 10$ наблюдаемых источников в области G^* .

Предполагаемая величина h известна очень грубо (соответствующие $z=0.5 \div 1$), и поэтому нам необходимо исследовать все области $G^*(h, t_a)$, где h изменяется от h_1 до h_2 , соответствующих $z=0.5$ и $z=1$, с шагом $\Delta h = t_a/c$. В силу предположения об однородности распределения источников для нашей грубой оценки можно заменить области G^* на сферические слои, радиусы которых изменяются от h_1 до h_2 с шагом Δh . Очевидно, что в этом случае требуемое число наблюдаемых источников с известными угловыми координатами и z составляет

$$N \approx N_0 \frac{t_2 - t_1}{t_a}, \quad (9)$$

где $t_2 - t_1$ — время, за которое свет проходит из точки $z=1$ в точку с $z=0.5$. Полагая

$$t = \frac{2}{3x_0} \frac{1}{(1+z)^{3/2}} \quad (10)$$

и $\frac{1}{x_0} = 10^{10}$ лет, получаем

$$N \approx 3N_0 (10^2 \div 10^3) \lesssim 10^3 \div 10^4 \text{ штук} \quad (11)$$

Таким образом, требуемая величина N для указанного разброса $z=0.5 \div 1$ в несколько раз превосходит объем существующих каталогов*). Поэтому

*) В принципе возможно несколько увеличить t_a и соответственно уменьшить N , предполагая, что после окончания активной стадии эволюции квазаров остаются значительно более слабые и медленно эволюционирующие источники и при этом не корреляции типа квазар—квазар, а корреляции типа квазар—слабый радиисточник (см. [10, 11]).

большее значение имеет точное нахождение характерного масштаба поля, т. е. уменьшение Δz , чем существенное увеличение объема каталогов радионисточников.

Институт прикладной математики

АН СССР

Московский государственный
университет

THE NONHOMOGENIOUS LARGE SCALE MAGNETIC FIELD AND THE GLOBAL STRUCTURE OF THE UNIVERSE

A. A. RUZMAIKIN, D. D. SOKOLOV

It is proposed to connect the large scale metagalactic magnetic field the existence of which is pointed out by analysis of the observational data on Faraday rotation of the radioemission of extragalactic radio sources with a topological structure of the world. It is suggested that the anisotropy of the topological gluing and the field direction have a common origin, the characteristic scale of the field determines the scale of gluing. In such a model the particular picture of the "ghosts" occurs which in principle is accessible to observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
2. П. Пиблс, *Физическая космология*, Мир, М., 1975.
3. Д. Д. Соколов, В. Ф. Шварцман, *ЖЭТФ*, 66, 412, 1974.
4. Д. Д. Соколов, А. А. Старобинский, *Астрон. ж.*, 52, 1000, 1975.
5. M. Reinhardt, *Astron. Astrophys.*, 49, 104, 1972.
6. Б. В. Комберг, А. А. Рузмайкин, О гипотезе метагалактического магнитного поля, Препринт ИПМ АН СССР, № 8, 1972.
7. J. P. Vallée, *Nature*, 254, 23, 1975.
8. Д. Д. Соколов, *Письма АЖ*, 1, 3, 1975.
9. В. Н. Колобоз, *Дипломная работа*, МФТИ, М., 1975.
10. D. E. Piper, *Nature*, 219, 846, 1968.
11. J. E. Solheim, *Nature*, 217, 41, 1968.
12. V. Kolobov, M. Reinhardt, V. N. Sazonov, *Astrophys. Lett.*, 17, 183, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В ПОЛИТРОПНЫХ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД

В. С. ИМШЕННИК, И. А. КЛИМИШИН, И. В. ОТРОЩЕНКО

Поступила 30 апреля 1976

Рассматривается нелинейная плоская задача о распространении сильной тепловой волны в неоднородной среде с политропным законом распределения плотности вещества. Отношение плотностей энергии газа и излучения считается произвольным. Получено приближенное решение задачи методом моментов. Исследован критерий перехода тепловой волны в ударную волну. Результаты решения применяются к анализу распространения тепловых волн в оболочках новых звезд.

В работе [1] были исследованы некоторые закономерности движения сильных плоских тепловых волн (ТВ) в звездных оболочках. Получены соотношения, связывающие концентрацию энергии Q ($[Q] = \text{эрг/см}^2$), выделенной при мгновенном взрыве, с безразмерной глубиной h_0 , до которой ТВ может быть эффективной, при заданных остальных параметрах звездной модели — ее массе M , светимости L и радиусе R . При глубинах $h > h_0$, определяющим практически сразу же становится движение вещества, и ТВ превращается в сильную ударную волну (УВ), которая и выходит на поверхность звезды. Было высказано предположение, что ТВ может быть эффективным механизмом переноса энергии на поверхность звезды при вспышке типа Новой. При этом, однако, рассматривались лишь предельные случаи, когда за фронтом ТВ плотность энергии газа E_g существенно больше или меньше плотности энергии излучения E_r ($E_g \gg E_r$ и $E_g \ll E_r$).

Решение системы уравнений газодинамики численными методами ([2] и [3]) показало, что в результате прохождения сильной ТВ через внешние слои звезды здесь происходит формирование определенного профиля скоростей газа и в дальнейшем — отрыв оболочки. В конечном итоге динамические эффекты, создаваемые ТВ, оказываются примерно такими же, как и в случае движения через оболочку звезды сильной ударной волны. По-

этому дальнейшая разработка теории движения сильных ТВ в неоднородных (политропных) средах представляется вполне целесообразной.

Здесь мы приводим более подробный анализ закономерностей движения плоских тепловых волн в политропных оболочках звезд при произвольном соотношении плотностей энергии газа и излучения, а также решения приближенных уравнений движения ТВ, полученные с помощью ЭВМ.

1. *Исходные уравнения.* Как известно [4], законы распространения ТВ следуют из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{F}, \quad (1)$$

где

$$E = E_g + E_r = \frac{A_0 T}{\gamma - 1} + a T^4, \quad (2)$$

$$\vec{F} = -\frac{cl}{3} \operatorname{grad} E_r = -\frac{4ac}{3x_0 \rho^m} T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (3)$$

$$l = \frac{1}{\kappa} = \frac{T^s}{x_0 \rho^m}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность среды, T — температура, $\vec{F}$ — поток лучистой энергии, A — газовая постоянная в расчете на 1 г вещества, a — постоянная плотности излучения, γ — отношение удельных теплоемкостей, c — скорость света, l — росселандовский средний пробег фотонов, κ — линейный коэффициент поглощения. В плоском случае уравнение теплопроводности (1) с учетом (3), (4) сводится к виду

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{16\pi}{3(s+4)x_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho^m} \frac{\partial T^{s+4}}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где введена постоянная Стефана—Больцмана $\sigma = (ac)/4$. При изучении закономерностей движения ТВ, обусловленных мгновенным выделением энергии Q , это уравнение решается совместно с условием сохранения энергии

$$Q = \int_{-r_\Phi}^{+r_\Phi} \left(\frac{A_0 T}{\gamma - 1} + a T^4 \right) dx = \text{const}. \quad (6)$$

Здесь r_Φ и $-r_\Phi$ — координаты фронта волны.

Так как плотность энергии газа пропорциональна первой, а энергия излучения — четвертой степени температуры, то аналитические решения

уравнения (5) удалось получить лишь в крайних случаях, когда $E_g \gg E_r$, либо $E_g \ll E_r$. Эти решения, полученные методом моментов, изложены в работе [1]. Как известно, для получения решения методом моментов предполагается, что во всей нагретой области за фронтом ТВ температура постоянна и равна некоторой величине $\bar{T}$, которая определяется законом сохранения энергии (6).

Как и в [1], примем, что плотность среды изменяется с безразмерным расстоянием от поверхности звезды $h = (R - r)/R$ по закону (R — радиус звезды)

$$\rho = \rho_0 h^n, \quad (7)$$

причем параметр ρ_0 определяется выражением

$$\rho_0 = 10 \frac{M^{3.75}}{L^{1.5} R^{3.25}} \quad (8)$$

для политропы индекса $n = 3.25$ (лучистая оболочка) [5] и

$$\rho_0 = 1.25 \frac{M}{R^3} \quad (9)$$

при $n = 1.5$ (конвективная оболочка) [6]. Здесь масса M , светимость L и радиус звезды R выражены в солнечных единицах.

Напомним, что исходные уравнения (29) и (30) работы [1], из которых следовали решения для скорости D фронта ТВ, получаются умножением уравнения (5) на $(h_0 - h)^k$ при $k = 0$ и $k = 1$ и интегрированием при условиях, что перед фронтом ТВ температура равна нулю ($T = 0$ при $r = \pm r_*$) и что $\partial T / \partial r = 0$ при $r = 0$. Далее найденные выражения для скорости D сравнивались с решениями, полученными для однородной среды ($n = 0$) автомодельным методом. Исходя из того, что автомодельный метод является более точным, чем метод моментов, в конечные формулы для D вводились «нормирующие множители» K и K' . Метод расчета этих множителей подробно изложен в [1], поэтому здесь мы ограничимся лишь следующим замечанием. Мы будем предполагать, что ТВ, возникшая после выделения энергии, распространяется только по направлению к поверхности звезды, т. е. что внутренние, более плотные слои газа действуют как неподвижная стенка. В этом случае при $s = 3.5$ имеем $K = 2.4$ и $K' = 3.3$. Можно показать, что сделанное предположение приводит, например, к некоторому завышению величины h_0 (см. результат расчета), не более, чем на 10%.

Введем эти «нормирующие множители» в уравнение (30) работы [1] и запишем уравнение, из которого следует закон движения ТВ, в виде

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\rho_0 A \bar{T}}{(\gamma-1)(n+1)(n+2)K} \{h_0^{n+2} - (n+2)h_0 h^{n+1} + (n+1)h^{n+2}\} + \frac{a \bar{T}^4}{2K'} (h_0 - h)^2 \right] = \frac{16\pi \bar{T}^{s+4}}{3(s+4)\rho_0 \rho_0^m R^2 h^{mn}}. \quad (10)$$

Это уравнение мы и будем решать далее совместно с соотношением

$$Q = \frac{\rho_0 A \bar{T} R}{(\gamma-1)(n+1)} [h_0^{n+1} - h^{n+1}] + a \bar{T}^4 R (h_0 - h), \quad (11)$$

представляющим собой закон сохранения энергии.

2. *Безразмерный вид уравнений движения ТВ.* Дальнейший анализ уравнения (10) удобно вести, используя безразмерные переменные θ , τ и x так что

$$\bar{T} = T_0 \theta, \quad t = t_0 \tau, \quad Rh = R_0 x. \quad (12)$$

После подстановки в (10)—(11) находим, что

$$R_0 = \frac{Q}{a} \left[\frac{(\gamma-1)(n+1)R^n a^{n+1}}{\rho_0 A Q^n} \right]^{\frac{4}{3+4n}}, \quad (13)$$

$$T_0 = \left[\frac{\rho_0 A Q^n}{(\gamma-1)(n+1)R^n a^{n+1}} \right]^{\frac{1}{3+4n}}, \quad (14)$$

$$t_0 = \frac{3(s+4)\rho_0 \rho_0^m}{4cR^{mn}} \left(\frac{Q}{a} \right)^{mn+2} \left[\frac{(\gamma-1)(n+1)R^n a^{n+1}}{\rho_0 A Q^n} \right]^{\frac{4(mn+2)+s}{3+4n}}, \quad (15)$$

а уравнения (10) и (11) сводятся к виду

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{\theta}{(n+2)K} \{x_0^{n+2} - (n+2)x_0 x^{n+1} + (n+1)x^{n+2}\} + \frac{\theta^4}{2K'} (x_0 - x)^2 \right] = \frac{\theta^{s+4}}{x^{mn}}, \quad (16)$$

$$\theta (x_0^{n+1} - x^{n+1}) + \theta^4 (x_0 - x) = 1. \quad (17)$$

Заметим, что при $\tau=0$ будет $x=x_0$.

Из (16) и (17) нетрудно получить асимптотическое решение вблизи начального момента времени ($\tau \gtrsim 0$) при $x_0 - x \ll x_0$. В этом случае вместо (17) имеем

$$x_0 - x \approx \frac{1}{t^4},$$

а дифференциальное уравнение (16) примет вид

$$\frac{d\theta}{d\tau} = -\frac{K'}{2} x_0^{-mn} \theta^{s+9}.$$

Отсюда после элементарного интегрирования находим

$$\theta = \left| \frac{2}{(s+8) K'} x_0^{mn} \right|^{\frac{1}{s+8}} \tau^{-\frac{1}{s+8}}, \quad (18)$$

$$x_0 - x = \left| \frac{(s+8) K'}{2 x_0^{mn}} \right|^{\frac{4}{s+8}} \tau^{\frac{4}{s+8}}. \quad (19)$$

Как и следовало ожидать, эти решения при $K' = 1$ совпадают с решениями, полученными в [7], где рассматривалось распространение тепловых волн в однородной среде ($n=0$). Однако следует иметь в виду, что из-за учета сферического фактора в работе [7] вместо величины s во всех формулах фигурирует величина $3s$.

Дифференцируя (17) по τ и разрешая систему (16)–(17) относительно $dx/d\tau$, находим выражение для безразмерной скорости фронта ТВ в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} = \frac{\theta^{s+3}}{x^{mn}} & \left\{ \frac{(n+1)x^n + \theta^3}{x_0^{n+1} - x^{n+1} + 4\theta^3(x_0 - x)} \left\{ \frac{1}{(n+2)K} [x_0^{n+2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - (n+2)x_0 x^{n+1} + (n+1)x^{n+2}] + \frac{2\theta^3}{K'} (x_0 - x)^2 \right\} - \right. \\ & \left. - \left\{ \frac{n+1}{K} x^n + \frac{\theta^3}{K'} \right\} (x_0 - x) \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Тогда D — скорость движения фронта ТВ определяется как

$$D = \frac{d}{dt} R(h_0 - h) = -R \frac{dh}{dt} = -\frac{R_0}{t_0} \frac{dx}{d\tau} = \frac{R_0}{t_0} \left| \frac{dx}{d\tau} \right|. \quad (21)$$

3. Критерий эффективности ТВ. Анализ уравнения (20) показывает, что величина $\left| \frac{dx}{d\tau} \right|$ сначала уменьшается, достигает минимального значения, после чего снова увеличивается. Это значит, что скорость фронта ТВ

на некотором расстоянии $x_{\min}$ от поверхности звезды имеет минимальное значение $D_{\min}$ и в дальнейшем она возрастает. Если при $x = x_{\min}$ (или, что то же самое, $h = h_{\min}$) эта скорость остается больше скорости звука a_{zv} за фронтом ТВ

$$D_{\min} > a_{zv}(\bar{T}), \quad (22)$$

то ТВ не вырождается в ударную волну, а выходит на поверхность звезды. Условие (22) можно назвать критерием эффективности ТВ.

Скорость звука за фронтом ТВ равна

$$a_{zv} = \left(\frac{\Gamma_1}{\rho} (p_g + p_r) \right)^{1/2} = \left(\frac{\Gamma_1 A T}{\beta} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

где Γ_1 — эффективное отношение удельных теплоемкостей смеси газ—излучение

$$\Gamma_1 = \beta + \frac{(\gamma - 1)(4 - 3\beta)^2}{\beta + 12(\gamma - 1)(1 - \beta)}, \quad (24)$$

а

$$\beta = \frac{p_g}{p_g + p_r} = \left(1 + \frac{a T^3}{3\rho_0 A h^n} \right)^{-1}$$

— отношение газового давления $p_g = A_p T$ к полному $P = p_g + p_r$, где $p_r = \frac{1}{3} a T^4$ — давление излучения.

Используя соотношения (12)—(14), можно записать последнее выражение в виде

$$\beta = \left(1 + \frac{1}{3(\gamma - 1)(n + 1)} \frac{\theta^3}{x^n} \right)^{-1}. \quad (25)$$

Тогда условие (23), обеспечивающее выход ТВ на поверхность, запишется так:

$$\left| \frac{dx}{dz} \right|_{\min} > \frac{t_0}{R_0} \left(\frac{\Gamma_1 A T_0 \theta}{\beta} \right)^{1/2}_{\min} = \frac{t_0}{R_0} (A T_0)^{1/2} \left(\frac{\Gamma_1 \theta}{\beta} \right)^{1/2}_{\min},$$

или

$$Z_0 < Z_{\min} = \left[\frac{\left| \frac{dx}{dz} \right|}{\left(\frac{\Gamma_1 \theta}{\beta} \right)^{1/2}} \right]_{\min}, \quad (26)$$

где

$$Z_0 = \frac{t_0}{R_0} (AT_0)^{1/2}$$

или

$$Z_0 = \frac{3(s+4)x_0}{4c} [(\gamma-1)(n+1)]^{\frac{2s+7}{6}} a^{\frac{2s+1}{6}} \times \\ \times A^{-\frac{2+s}{3}} \rho_0^{\frac{6m-2s-7}{6}} \left(\frac{h_0}{x_0}\right)^{\frac{n(6m-2s-7)}{6}} Q. \quad (27)$$

Связь глубины выделения энергии h_0 с ее величиной Q и другими параметрами задачи определяется формулой

$$h_0 = x_0 R^{-\frac{3}{3+4n}} \left(\frac{Q}{a}\right)^{\left[\frac{(\gamma-1)(n+1)a^{n+1}}{\rho_0 A Q^n}\right]^{\frac{4}{3+4n}}}, \quad (28)$$

следующей из (12)—(13). В конечном итоге параметр Z_0 определяется выражением

$$Z_0 = \frac{3x_0(s+4)}{4c} [(\gamma-1)(n+1)]^{\frac{2s+8mn+7}{2(3+4n)}} \times \\ \times a^{\frac{2s(n+1)+n(2m-1)+1}{2(3+4n)}} A^{\frac{(2+s)+2n(2m-1)}{3+4n}} \times \\ \times R^{-\frac{n(6m-2s-7)}{2(3+4n)}} \rho_0^{\frac{6m-2s-7}{2(3+4n)}} Q^{\frac{6+n(6m+1-2s)}{2(3+4n)}}. \quad (29)$$

Решение задачи о движении ТВ в оболочке данной звезды (при заданных значениях M , L и R) для конкретных параметров γ , A , x_0 , n , m , s , h_0 и Q состоит из нескольких этапов, причем в безразмерном виде задача зависит только от параметров γ , n , m , s и x_0 . Сначала по формулам (18), (19) рассчитываются значения функций θ и x_0-x в окрестностях точки x_0 , т. е. когда $x_0-x \ll x_0$. Далее по формулам (17) и (20) решается основная задача о распространении ТВ вплоть до поверхности звезды (где $x = 0$). Из формулы (21) находится скорость ТВ. Наконец, сопоставляются величины Z_0 и $Z_{\min}$ в соответствии с соотношениями (26)—(29). Из последнего и следует вывод о том, что выйдет ТВ на поверхность звезды или же она на некоторой глубине $h > h_{\min}$ превратится в ударную волну.

Если критерий (26) выполнен, сделанный расчет распространения ТВ имеет смысл вплоть до поверхности звезды. В противоположном случае можно на основе расчета указать момент времени τ (и соответствующие

значения $x_0 \rightarrow x$ и 0), при котором из ТВ образуется УВ. Ясно, что при этом следует ограничиться рассмотрением лишь спадающей части кривой $Z(\tau)$.

Не следует, конечно, думать, что превращение ТВ в УВ происходит скачкообразно. Эффекты движения вещества начинают играть все большую роль постепенно. Критерий эффективности ТВ (26) только означает, что эти эффекты носят еще второстепенный характер в процессе переноса энергии на поверхность звезды.

4. *Результаты расчетов.* Основные результаты расчетов приведены на рис. 1—5 и в табл. 1, 2. При этом приняты следующие значения параметров: $\gamma \approx 1.667$, $s=3.5$, $m=2$, $x_0=1.2 \cdot 10^{-1}$, молекулярный вес вещества $\mu=0.5$, так что постоянная $A=1.66 \cdot 10^8$ эрг/град·г [6].

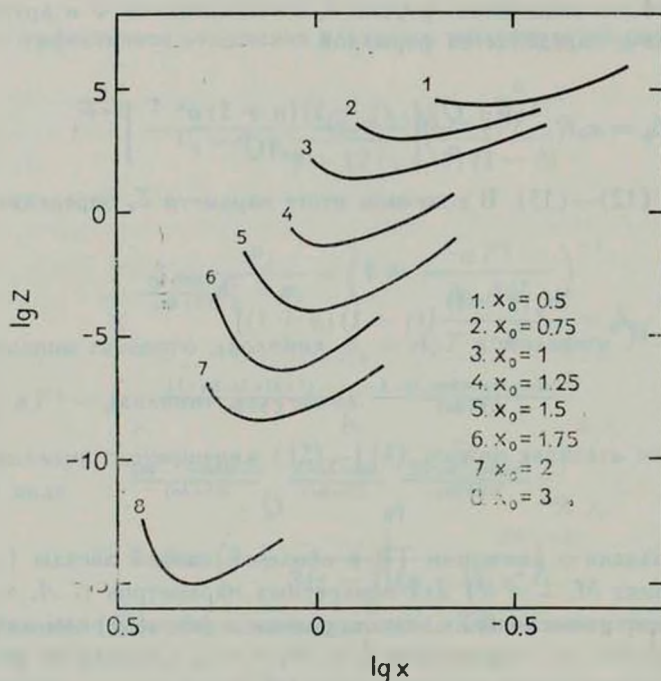


Рис. 1. Безразмерный параметр Z в зависимости от безразмерной глубины фронта ТВ x (x_0 —глубина выделения энергии вспышки), движущегося в лучистой оболочке ($n=3.25$).

а) Лучистая оболочка ($n=3.25$). После подстановки постоянных в соотношения (28), (29) имеем

$$Z_0 = 5.9 \cdot 10^{-17} R^{13/64} \rho_0^{-1/16} Q^{51/64},$$

$$h_0 = 1.4 \cdot 10^{-5} \rho_0^{-1/4} R^{-3/16} Q^{3/16} x_0.$$

Здесь R выражено в единицах $R_\odot$.

Остановимся теперь на вопросе, насколько эффективной может быть ТВ в качестве механизма переноса энергии при вспышках типа Новой. Для этого используем критерий (26) и расчеты $Z_{\min}$, приведенные в табл. 1. Рассмотрим несколько моделей звезд, оболочки которых находятся в лучистом равновесии. Величина энергии, выделяющейся при вспышке Новой, $W \approx 10^{46}$ эрг, а ее концентрация $Q = W/4\pi R^2$. Примем, что $M = R = L = 1$ ($\rho_0 = 10$ г/см³). Концентрации энергии $Q \approx 2 \cdot 10^{23}$ эрг/см² соответствует значение параметра Z_0 , равное $1.8 \cdot 10^2$. Интерполируя данные таблицы 1, находим, что при этом $x_0 = 0.8$. Тепловая волна выходит на поверхность, если освобождение энергии произошло на глубине $h_0 \leq 0.15$.

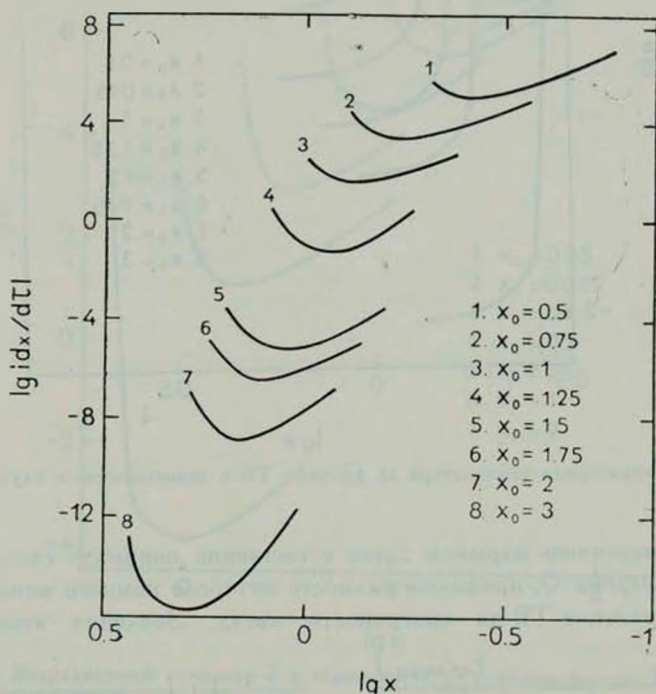


Рис. 2. Безразмерная скорость движения фронта ТВ в зависимости от глубины фронта x ($n = 3.25$).

Для модели с параметрами $M=0.2$, $R=0.1$ и $L=0.3$ ($\rho_0 = 77.3$ г/см³, $Q = 1.6 \cdot 10^{25}$ эрг/см²) находим $Z_0 = 4.2 \cdot 10^3$, $x_0 \approx 0.68$ и $h_0 \approx 0.26$. Нетрудно убедиться, что величина h_0 будет тем большей, чем меньше радиус модели.

По современным воззрениям [8] выделение энергии вспышки Новой происходит в слоевом источнике в оболочке звезды. Из сказанного выше следует, что если это выделение энергии можно представить как мгновенный взрыв, то перенос энергии через лучистую оболочку будет осуществ-

вляться именно ТВ. Этот вывод, естественно, остается справедливым, поскольку правильны принятые выше модели звезд.

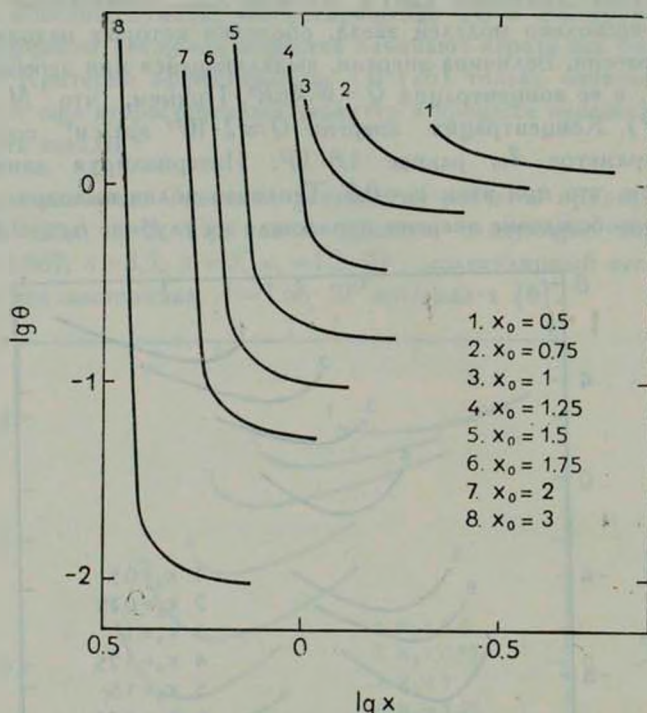


Рис. 3. Безразмерная температура за фронтом ТВ в зависимости от глубины фронта ($n = 3.25$).

Под мгновенным взрывом здесь естественно понимать столь быстрое выделение энергии Q , продолжительность которого намного меньше времени распространения ТВ до поверхности звезд. Значения этого времени

Таблица 1

$n = 3.25$		$n = 1.5$	
x_0	$Z_{\min}$	x_0	$Z_{\min}$
0.10	$8.0 \cdot 10^3$	0.05	$9.8 \cdot 10^6$
0.50	$3.0 \cdot 10^4$	0.075	$1.8 \cdot 10^6$
0.75	$1.5 \cdot 10^3$	0.10	$6.0 \cdot 10^5$
1.00	$4.0 \cdot 10^1$	0.20	$4.5 \cdot 10^1$
1.25	$9.2 \cdot 10^{-2}$	0.50	$1.1 \cdot 10^3$
1.50	$1.5 \cdot 10^{-4}$	1.00	$2.8 \cdot 10^1$
2.00	$5.0 \cdot 10^{-9}$	2.00	$1.0 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2

$n = 3.25$		$n = 1.5$	
x_0	τ_0	x_0	τ_0
0.10	$2.6 \cdot 10^{-13}$	0.05	$6.5 \cdot 10^{-11}$
0.50	$1.0 \cdot 10^{-6}$	0.075	$7.0 \cdot 10^{-10}$
0.75	$7.0 \cdot 10^{-5}$	0.10	$3.8 \cdot 10^{-9}$
1.00	$5.6 \cdot 10^{-3}$	0.20	$2.3 \cdot 10^{-7}$
1.25	$2.8 \cdot 10^0$	0.50	$7.0 \cdot 10^{-5}$
1.50	$3.7 \cdot 10^3$	1.00	$2.2 \cdot 10^{-2}$
2.00	$3.5 \cdot 10^8$	2.00	$9.2 \cdot 10^3$

в безразмерных единицах t_0 представлены в табл. 2 для тех же вариантов расчетов, которые фигурируют в табл. 1. В случае сравнительно медленного выделения энергии взрыва требуется дополнительное рассмотрение, но качественно ясно, что создаются более благоприятные условия возникновения УВ.

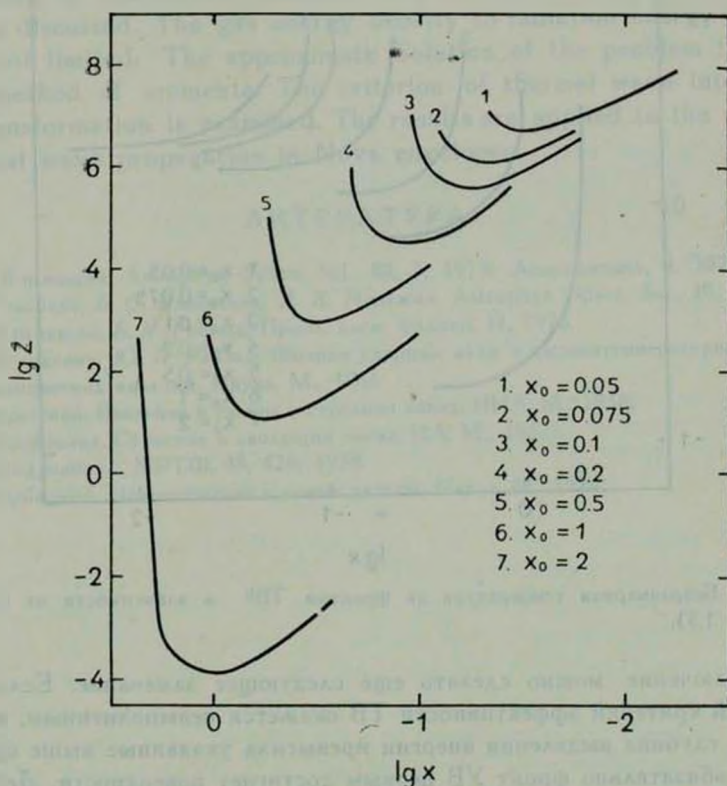


Рис. 4. Безразмерный параметр Z в зависимости от глубины фронта ТВ ($n = 1.5$).

6) Конвективная оболочка. При $n = 1.5$ из (28) и (29) находим, что

$$Z_0 = 2.2 \cdot 10^{-18} R^{1/6} \rho_0^{-1/9} Q^{5/6},$$

$$h_0 = 1.8 \cdot 10^{-9} R^{1/3} \rho_0^{4/9} Q^{1/3} x_0.$$

Используя данные табл. 1, имеем, в частности, при $M = R = 1$ и $Q = 2 \cdot 10^{23}$ эрг/см²: $Z_0 \approx 52$, $x_0 \approx 0.9$, $h_0 \approx 0.1$. Если же $M = 0.14$, $R = 0.3$ ($\rho_0 = 3.2$ г/см³ — типичный красный карлик спектрального класса M6), то $Z_0 \approx 140$, $x_0 \approx 0.8$ и опять-таки $h_0 = 0.1$. Как и следовало ожидать, в лучистой оболочке, где градиент плотности (по абсолютной величине) больше, ТВ выходит на поверхность звезды из более глубоких слоев.

Типичное время движения ТВ через оболочку с наибольшей возможной глубины h_0 составляет всего несколько десятков секунд. Пользуясь данными табл. 2 о временах t_0 , нетрудно оценить механический импульс, переданный ТВ веществу оболочки звезды.

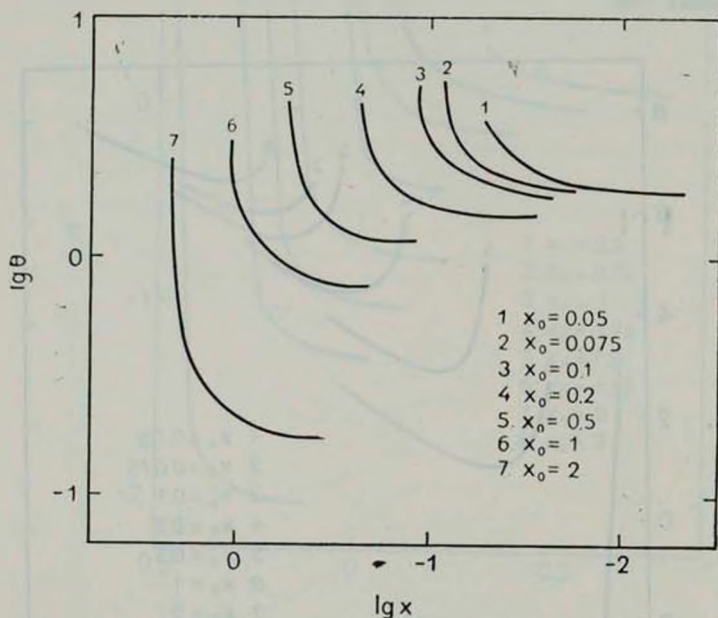


Рис. 5. Безразмерная температура за фронтом ТВ¹⁾ в зависимости от глубины фронта ($n = 1.5$).

В заключение можно сделать еще следующее замечание. Если рассмотренный критерий эффективности ТВ окажется невыполненным, например, когда глубина выделения энергии превысила указанные выше оценки, все же не обязательно фронт УВ первым достигнет поверхности. Действительно, ускорение движения ТВ вблизи поверхности может быть, тем не менее, столь большим, что снова произойдет обгон тепловым фронтом ударного. Количественно ускорение ТВ будет иным, чем дает расчет, но явление ускорения ТВ вблизи поверхности, конечно, сохраняется. Такой сложный случай распространения ТВ уже требует совместного решения уравнений гидродинамики вместе с уравнением теплопроводности. Таким образом, указанное выше условие эффективности ТВ (26) нужно рассматривать в качестве достаточного критерия.

ON THE MOTION OF THERMAL WAVES IN POLYTROPIC
ENVELOPES OF STARS

V. S. IMSHENIK, I. A. KLIMISHIN, I. V. OTROSHENKO

The one-dimensional, nonlinear problem of strong thermal wave propagation in nonuniform medium with polytropic law density distribution is discussed. The gas energy density to radiation energy density ratio is not limited. The approximate solution of the problem is found by the method of momenta. The criterion of thermal wave into shock wave transformation is examined. The results are applied to the analysis of thermal wave propagation in Nova envelopes.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Климишин, *Astrophys. Space. Sci.*, **22**, 3, 1973; *Астрофизика*, **9**, 307, 1973.
2. Э. К. Грасберг, В. С. Имшенник, Д. К. Надёжин, *Astrophys. Space. Sci.*, **10**, 3, 1971.
3. И. А. Климишин, Б. И. Гнатык, *Пробл. косм. физики*, **11**, 1976.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
5. С. Чандраскар, *Введение в учение о строении звезд*, ИИЛ, М., 1950.
6. М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.
7. Э. И. Андрианкин, *ЖЭТФ*, **35**, 428, 1958.
8. В. Г. Горбачук, *Новоподобные и новые звезды*, Наука, М., 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПУЛЬСАЦИОННУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ СВЕРХМАССИВНЫХ ЗВЕЗД

В. В. УСОВ

Поступила 11 марта 1975

Пересмотрена 25 июня 1976

Рассмотрена пульсационная устойчивость быстро вращающихся сверхмассивных магнитных звезд. Показано, что напряженность полондального магнитного поля звезды, необходимого для ее стабилизации, для звезды с $M \sim 10^3 M_\odot$ равна примерно вириальному значению и уменьшается с увеличением массы звезды.

Известно, что звезды, находящиеся на стадии ядерного горения и имеющие массу больше, чем $M_{cr} \sim 10^3 M_\odot$, пульсационно-неустойчивы [1]. Недавно было показано, что наличие у массивных звезд внешнего магнитного поля [2] или вращения [3] увеличивает величину критической массы M_{cr} и может даже обратить величину M_{cr} в бесконечность.

Влияние внешнего магнитного поля звезды на ее пульсационную устойчивость обусловлено тем, что при радиальных колебаниях звезды ее магнитный момент $d = H_p R^3$ меняется ($d \sim R$). При этом вне звезды генерируются электромагнитные волны, т. е. появляется дополнительный механизм затухания колебаний.

В работе [2] при рассмотрении пульсационной устойчивости сверхмассивной магнитной звезды ($M \gg 10^3 M_\odot$) предполагалось, что вращение звезды либо отсутствует, либо настолько медленное, что вызывает слабые возмущения окружающей ее плазмы. Это предположение справедливо, пока экваториальная скорость вращения звезды удовлетворяет условию [4]:

$$V_R < \left(\frac{H_\infty}{H_p} \right)^{1/3} v_A, \quad (1)$$

где H_p — напряженность магнитного поля на поверхности звезды,
 $v_A = H_\infty / \sqrt{4\pi m_p n_\infty}$ — скорость распространения альвеновских волн

в межзвездной среде, $\beta_- = H_-^2/8\pi P_-$, а P_- , H_- и n_- — соответственно, давление, напряженность магнитного поля и концентрация частиц межзвездной среды. В случае сверхмассивной звезды, находящейся в межзвездной среде с $n_- \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $H_- \sim 10^{-5} \text{ э}$, $\beta_- \sim 1$ и имеющей $H_P \gtrsim 10^3 \text{ э}$ (такое магнитное поле необходимо для стабилизации сверхмассивной звезды), из (1) получим следующее ограничение на экваториальную скорость вращения звезды: $V_R < 10^4 \text{ см/сек}$. Отсюда видно, что возмущение окружающей среды вращающейся звездой будет невелико только при ее очень медленном вращении. Так, например, в случае звезды с $M \sim 10^5 M_\odot$ период вращения звезды $T = 2\pi R/V_R$ должен превосходить $\sim 10^3 \text{ лет}$.

Перейдем теперь к рассмотрению стабилизирующей роли внешнего магнитного поля сверхмассивной звезды в другом предельном случае — когда вращение звезды настолько быстрое, что окружающая ее плазма отбрасывается от звезды. Это происходит, если [4]

$$V_R > \left(\frac{H_-}{H_P} \right)^{1/3} \beta_-^{1/6} c. \quad (2)$$

С другой стороны, экваториальная скорость вращения звезды не может существенно превышать критическую величину $V_{cr} = (GM/R)^{1/2}$, при которой наступает ротационная неустойчивость. Таким образом, ниже мы будем предполагать, что $(H_-/H_P)^{1/3} \beta_-^{1/6} c \leq V_R \leq (GM/R)^{1/2}$. Вращение звезды будем считать однородным.

При малых колебаниях быстро вращающейся магнитной звезды средняя скорость потери энергии колебаний на генерацию электромагнитных волн равна

$$L_- \simeq \frac{H_P^2 R_0^4 \omega^4 R_0^2}{3c^3}, \quad (3)$$

где:

$$\omega \simeq 0.8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-19/44} \left[1 + 0.4 \cdot 10^{-2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{V_R}{V_{cr}} \right)^2 \right]^{1/2} \text{ сек}^{-1} \quad (4)$$

— частота радиальных колебаний вращающейся сверхмассивной звезды, а $R_0 \simeq 2.3 \cdot 10^{11} (M/M_\odot)^{5/11} \text{ см}$ — невозмущенное значение радиуса сверхмассивной звезды, находящейся на стадии ядерного горения по CNO циклу.

Скорость увеличения энергии колебаний сверхмассивной звезды за счет ядерных реакций составляет [1]

$$L_+ \simeq (3 + \nu) \left(\frac{R_0}{R_\odot} \right)^2 L_{th}, \quad (5)$$

где $L_{th} = 1.3 \cdot 10^{38} M/M_{\odot}$ эрг/сек — тепловая светимость сверхмассивной звезды, а ν — показатель температурной зависимости скорости ядерного энерговыделения, равный в случае горения по CNO циклу ~ 15 .

Сверхмассивная магнитная звезда будет пульсационно устойчивой, если $L > L_{+}$. Вводя $\eta = H_p^2 R_u^4 / 6GM^2$, равную по порядку величины отношению магнитной энергии звезды к модулю ее гравитационной энергии, можно переписать условие пульсационной устойчивости сверхмассивной однородно вращающейся магнитной звезды в виде: $\eta > \eta_{cr}$, где

$$\eta_{cr} = 0.3 (3 + \nu) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2/11} \left[1 + 0.4 \cdot 10^{-2} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_R}{V_{cr}} \right)^2 \right]^{-2}. \quad (6)$$

Величина η_{cr} для различных значений M и V_R показана на рис. 1.

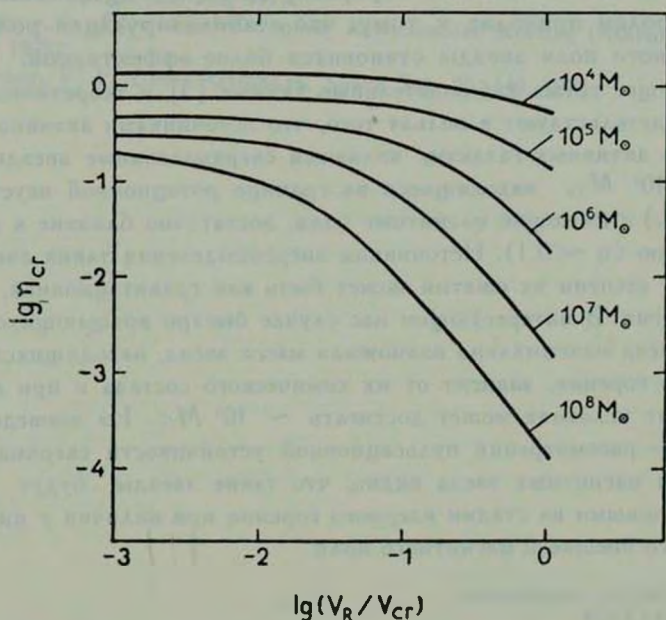


Рис. 1. Зависимость величины η_{cr} от отношения V_R/V_{cr} для различных значений массы звезды.

До сих пор при определении условия пульсационной устойчивости сверхмассивной магнитной звезды предполагалось, что распределение вещества внутри звезды описывается политропой индекса 3. Однако это возможно, лишь когда величина магнитного поля звезды значительно меньше его вириального значения H_p^{vir} , при котором магнитная энергия звезды

сравнима с модулем ее гравитационной энергии. При приближении H_p к H_p^{vir} структура звезды меняется — звезда становится более однородной. При этом радиус сверхмассивной звезды, находящейся на стадии ядерного горения, уменьшается. Рассмотрим, как это скажется на стабилизирующей роли магнитного поля сверхмассивной звезды.

Известно, что при наличии магнитного поля колебания сверхмассивной звезды на основной частоте остаются квазигомологическими ($\delta r/r \approx \text{const}$ по объему звезды). Поэтому при $H_p \sim H_p^{vir}$ формулы (3) и (5) для скорости потери и увеличения энергии колебаний имеют тот же вид, что и в случае $H_p \ll H_p^{vir}$, только при подстановке в них величин R и ω необходимо учитывать отличие структуры сверхмассивной магнитной звезды от немагнитной политропы индекса 3. Легко показать, что в случае быстро вращающейся сверхмассивной магнитной звезды величина η_{cr} пропорциональна R^4 , т. е. уменьшается с уменьшением радиуса звезды. Следовательно, перераспределение вещества звезды ее магнитным полем приводит к тому, что стабилизирующая роль внешнего магнитного поля звезды становится более эффективной.

В настоящее время наблюдательные данные [5] и теоретические расчеты [6] свидетельствуют в пользу того, что источниками активности квазаров и ядер активных галактик являются сверхмассивные звезды с массой $\sim 10^5 - 10^6 M_\odot$, находящиеся на границе ротационной неустойчивости ($V_R \sim V_{cr}$) и имеющие магнитные поля, достаточно близкие к вириальному значению ($\eta \sim 0.1$). Источником энерговыделения таких звезд в зависимости от степени их сжатия может быть как гравитационная, так и ядерная энергия. В интересующем нас случае быстро вращающихся сверхмассивных звезд максимально возможная масса звезд, находящихся на стадии ядерного горения, зависит от их химического состава и при наиболее благоприятных условиях может достигать $\sim 10^6 M_\odot$. Из проведенного в данной статье рассмотрения пульсационной устойчивости сверхмассивных вращающихся магнитных звезд видно, что такие звезды будут пульсационно устойчивыми на стадии ядерного горения при наличии у них достаточно сильного внешнего магнитного поля.

Институт космических исследований
АН СССР

ON THE EFFECT OF THE MAGNETIC FIELD ON THE
PULSATION STABILITY OF RAPIDLY ROTATING
SUPERMASSIVE STARS

V. V. USOV

The pulsational stability of rapidly rotating supermassive magnetic stars is considered. It is shown that the intensity of the poloidal magnetic field of the $10^5 M_{\odot}$ star, required for its stabilization, is of the order of the virial value. It decreases as the mass increases.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ledoux, Ap. J., 94, 537, 1941.
2. В. В. Усов, Письма АЖ, в печати, 1975.
3. R. Stothers, Ap. J., 192, 145, 1974.
4. R. M. Kulsrud, Ap. J., 163, 596, 1971.
5. L. M. Ozernoy, in „Proc. First European Astronomical Meeting (Athens 4—9 September, 1972)“.
6. L. M. Ozernoy, V. V. Usov, Astrophys. Space Sci., 25, 149, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ЗВЕЗД

Р. А. БАРТАЯ, Е. К. ХАРАДЗЕ

Поступила 2 августа 1976

На основе материала Абастуманского каталога МК-классификации 10396 звезд построена функция светимости звезд в 42-х КП, расположенных по галактическим широтам от -17° по $+72^\circ$ почти равномерно. Вид функции светимости для средних и высоких галактических широт явно отличается от того, что мы имеем для окрестности Солнца.

Несмотря на исключительную важность функции светимости в качестве характеристики строения звездного мира и инструмента для решения астрофизических и звездно-астрономических задач, она пока еще недостаточно хорошо известна, будучи построена относительно надежно лишь для близких окрестностей Солнца. Надо полагать, что структурная сложность Галактики проявляется также и в различиях между функциями светимости в разных направлениях в Галактике. Из этого следует, что необходимо строить функции светимости для данной области или данного направления, если только мы располагаем надежным и количественно достаточным для этого материалом.

Исходя из сказанного, мы решили использовать в этих же целях созданный нами Абастуманский каталог, содержащий данные по двумерной классификации в системе МК 10396 звезд, расположенных в Площадках Каптейна № 2—43. (Каталог подготовлен к печати и выйдет в публикациях Абастуманской обсерватории). Каталог полон в отношении звезд В, А до 10.8, для звезд F, G, K до 10.5, а для звезд M, снимки спектров которых получались на панхроматических фотопластинках, до 12-ой фотографической звездной величины. Конечно, это не очень высокий предел, но классификация выполнена с высокой точностью [1], и мы имеем дело со значительным числом звезд, классифицированных с однородной точностью и расположенных на различных галактических широтах. Сам исходный спектральный материал хорошего качества и фотометрически однороден, что, со своей сторо-

ны, обусловило однородную высокую точность; в числе звезд достаточно представлены звезды высокой светимости. Все это позволяет нам считать небезынтересным использование данного материала для построения функции светимости. Тем более, что ни в одной другой работе основой построения функции светимости, путем применения спектральных параллаксов [2], не служил сколько-нибудь однородный материал двумерной спектральной классификации: во всех случаях осуществлялось лишь грубое деление звезд на гиганты и карлики, без отнесения их к классам светимости [3—5].

В качестве фотографических звездных величин мы заимствовали значения из Бергедорфского каталога (BSD), а данными о межзвездном поглощении мы воспользовались из Абастуманского каталога показателей цвета звезд [6]. Для фактора, переводящего колор-экссесс в общее поглощение, было взято число 4, как наиболее отвечающее, по нашему мнению, современным оценкам. Поскольку в Каталоге BSD КП представлены площадями в $3^{\circ}.5 \times 3^{\circ}.5$, мы также ограничились теми же размерами во всех КП, хотя наши спектральные определения и покрывают площади, равные $4^{\circ}.5 \times 4^{\circ}.5$. Это, естественно, снизило число звезд, использованных в наших построениях. Значения абсолютных величин взяты нами из калибровочных таблиц Шмидт-Калера [7].

Исследуемые КП мы распределили по 5-ти группам в соответствии с их галактическими широтами (табл. 1).

Таблица 1

Группа	Средняя галактическая широта	Границы по галактическим широтам	Число звезд с полным охватом	№ КП в группе
I—галакт. экватор	0°	0—3°	996	8, 9, 19, 24, 40
II—низкие гал. широты	6.5	6—9	903	18, 23, 25, 39, 41
III—умеренные широты	16.5	13—20	1601	2, 3, 7, 10, 17, 20, 21, 22, 26, 38, 42, 43
IV—средние широты	34	27—42	860	4, 5, 6, 11, 12, 16, 27, 28, 36, 37
V—высокие широты	58.5	48—72	561	13, 14, 15, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35

Функцию светимости $\Phi(M)$, где M есть фотографическая звездная величина, мы определяли в отдельных КП, а затем результаты осредняли по группам, поскольку внутри взятой группы значения $\Phi(M)$, как оказалось, практически не обнаруживали зависимости ни от долготы (в интервале по долготе 70—180°), ни от широты (в интервале границ широт по табл. 1). Поэтому мы можем говорить о среднем для данной группы представлении функции. Будучи основано на исследовании нескольких КП, входящих в группу, оно достаточно надежно.

$\Phi(M)$ вычислялась нами для данной КП с интервалом аргумента $M \pm 0.5$; при этом в вычислениях учитывались все звезды, находящиеся неблеску в пределах полноты Катога и заключенные в соответствующем объеме. К тому же она определялась простым отношением числа звезд к соответствующему объему. Ясно, что в таком случае для отдельных M значение $\Phi(M)$ относится к неравным объемам пространства, а именно, с уменьшением светимости соответствующий объем убывает. Однако, как правильно замечает М. А. Аракелян [8], отчасти это компенсируется одновременным возрастанием звездной плотности. Следовательно, используемое для построения $\Phi(M)$ число звезд будет убывать медленнее, чем соответствующий данной светимости объем. Иначе и не было бы практической возможности охватить звезды большой светимости.

Здесь же заметим, что, согласно исследованиям Мак Каски [3, 4], функция светимости в галактической плоскости не показывает зависимости от расстояния.

Естественно, это должно быть обусловлено тем, что цитируемые исследования, впрочем, так же, как и наше, охватывают относительно близкие расстояния, где, по-видимому, $\Phi(M)$ практически не меняется, относясь, в общем, к галактической плоскости. Этому же следует отчасти приписать тот факт, что функция светимости практически не обнаруживает изменений в зависимости и от галактической долготы.

Сказанное, естественно, не может относиться к высоким галактическим широтам. Однако, получая сравнимые между собой значения функции светимости для отдельных КП или для их групп, можно проследить за изменением функции в зависимости от галактической широты (табл. 2 и 2а).

На рис. 1 представлена общая функция светимости, вычисленная нами для первой группы КП, т. е. для галактической плоскости (табл. 2). Большие кружки соответствуют стандартной функции светимости Ван Райна для окрестностей Солнца [9].

Как видим, в общем, они хорошо согласуются между собой. Незначительное расхождение для звезд высоких светимостей — вполне ожидаемый результат, т. к. истинные расстояния до этих звезд определяются не совсем уверенно. Ван Райном соответствующие значения $\Phi(M)$ считались неуверенными (двоеточия; табл. 3), однако полученные нами значения, численно достаточно близкие к его определениям, придают им большую уверенность.

Что касается некоторого расхождения $\Phi(M)$ для звезд, начиная с $M = +3$ и слабее, недавнее определение Ваннера [11] в этой части хорошо согласуется именно с нашими данными (табл. 3, рис. 2).

На рис. 2 дана, с учетом изложенных выше замечаний, построенная нами средняя кривая. Соответствующие ей числовые данные представлены в последнем столбце табл. 3. Можно полагать, что эта кривая наилучшим образом для настоящего времени представляет вид функции светимости

сти в рассматриваемом интервале M , для близких расстояний ($r < 100$ пс) от Солнца.

Таблица 2

$\text{Log } \Phi (M_{pg}) + 10$: ОБЩАЯ
ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ

M_{pg} \ Группы КП	I	II	III	IV	V
-6.5	2.16	1.81	1.70	1.50	0.08
-5.5	2.08	2.01	1.00	1.08	0.60
-4.5	3.15	2.58	1.95	1.84	1.30
-3.5	3.61	3.02	2.44	2.21	—
-2.5	4.30	4.11	3.68	3.09	2.58
-1.5	4.82	4.55	4.18	3.53	3.34
-0.5	5.56	5.38	4.90	4.16	3.89
+0.5	6.04	5.59	5.60	4.59	4.15
+1.5	6.62	6.64	6.43	5.70	5.40
+2.5	6.98	7.08	6.88	6.64	6.47
+3.5	7.42	7.30	7.12	6.97	6.87
+4.5	7.64	7.74	7.60	7.25	7.08
+5.5	7.84	7.84	7.91	7.89	7.77
+6.5	7.52	7.66	7.68	8.02	8.06

Таблица 2а

$\text{Log } \Phi (M_{pg}) + 10$: ЗВЕЗДЫ ГЛАВНОЙ
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

M_{pg} \ Группы КП	I	II	III	IV	V
-4.5	2.30				
-3.5	—		2.38		
-2.5	3.25	3.27	2.92		
-1.5	4.29	4.05	3.84		
-0.5	5.06	4.63	4.40		
+0.5	5.54	5.29	5.30	4.09	
+1.5	6.41	6.20	5.76	4.93	4.69
+2.5	6.54	6.23	6.36	5.91	5.05
+3.5	6.98	6.90	6.95	6.43	5.90
+4.5	7.47	7.59	7.59	7.33	7.26
+5.5	7.78	7.88	7.88	7.80	7.79
+6.5	7.50	7.71	7.70	7.89	8.23

Таблица 3

$\text{Log } \Phi (M_{pg}) + 10$: ОБЩАЯ ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ

M_{pg}	Бартая, Харадзе	Van Rijn [9]	McCuskey [3]	Luyten [10]	Wanner [11]	Суммарная средняя
-6	2.25	2.10:				2.20
-5	2.80	3.07:				2.95
-4	3.42	3.65:				3.58
-3	4.00	4.25				4.12
-2	4.57	4.75	4.70			4.75
-1	5.17	5.07	5.35			5.28
0	5.75	5.68	5.88	6.09		5.83
+1	6.35	6.34	6.40	6.49		6.35
+2	6.80	6.77	6.77	6.88		6.80
+3	7.25	6.86	7.01	7.06	7.30	7.17
+4	7.50	7.19	7.16	7.23	7.51	7.45
+5	7.65	7.35	7.20	7.36	7.68	7.60
+6	7.70	7.49	7.45	7.50	7.75	7.70
+7	7.70	7.53	7.67	7.59	7.75	7.70

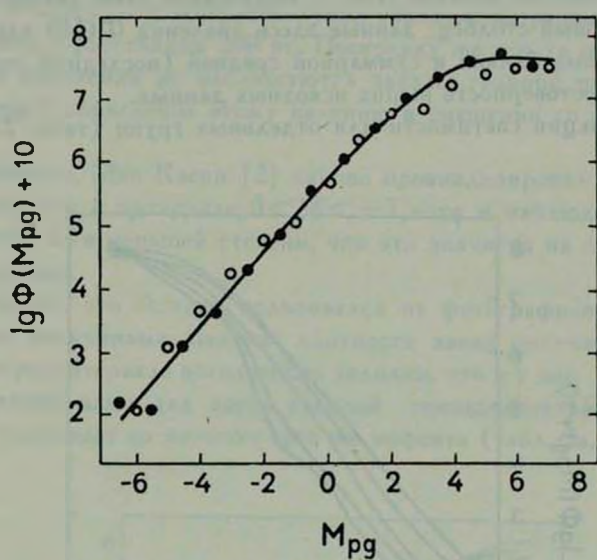


Рис. 1.

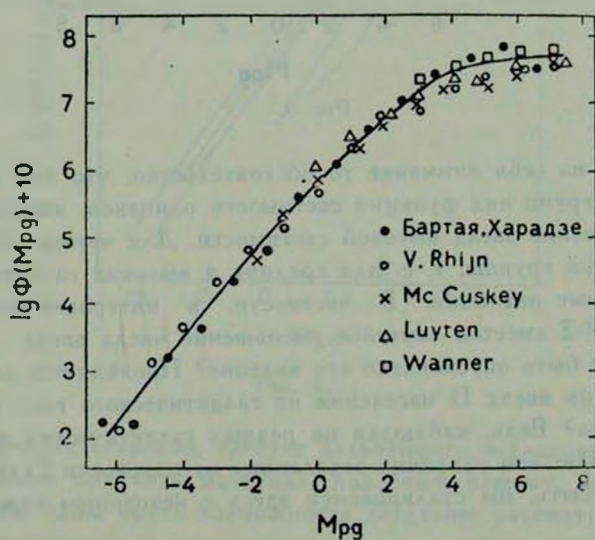


Рис. 2.

Как это видно по данным табл. 3, полученное нами значение функции светимости (первый столбец; данные здесь значения $\Phi(M)$ взяты по кривой рис. 1) весьма близки к суммарной средней (последний столбец), что подтверждает достоверность наших исходных данных.

Общие функции светимости для отдельных групп (табл. 2) представлены на рис. 3.

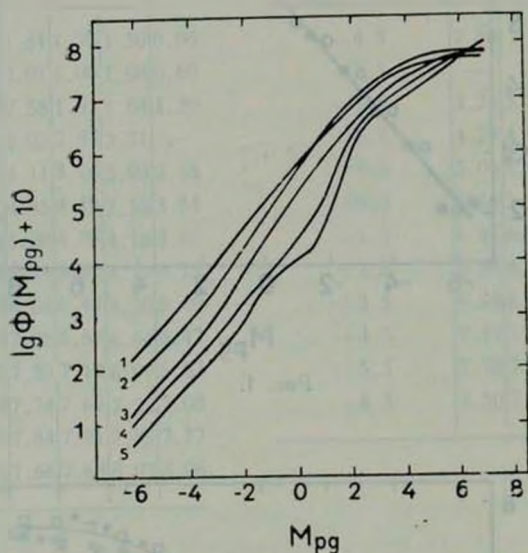


Рис. 3.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что для первой, второй и третьей групп вид функции светимости одинаков, заметно лишь некоторое уменьшение звезд высокой светимости. Для четвертой же и особенно для пятой группы, т. е. для средних и высоких галактических широт, видны явные различия. В частности, в интервале приблизительно $-1 < M < +2$ имеется заметное уменьшение числа звезд.

Чем может быть обусловлено это явление? Проявляется ли здесь тенденция смещения звезд II населения из галактического гало со звездами населения диска? Ведь, наблюдая на разных галактических широтах, мы фактически наблюдаем различно отдаленные от плоскости Галактики слои.

А, может быть, мы сталкиваемся здесь с некоторым кажущимся эффектом?

В силу того, что речь идет о зависимости от галактической широты, здесь не обойтись без видимых эффектов, обусловленных известными факторами. Но, наряду с ними, не исключено, что наблюдаемый эффект некоторым образом обусловлен смещением звезд II населения. Последний вопрос привлекает к себе внимание в связи с известным исследованием Аппре-

на [5]. Вычислив функцию светимости вдоль Z -оси для разных расстояний, в интервале $0 < M < +3$, Апгрэн получил указание на резкое падение плотности, начиная с расстояния 200 пс. Поскольку же это та область, где для сферических скоплений не наблюдаются звезды главной последовательности, автор ищет объяснение этому явлению в смещении со звездами II населения.

Как известно, Мак Каски [2] заново проанализировал данные Апгрэна и заметил, что в интервале $0 < M < +3$ хотя и наблюдается уменьшение плотности, но в меньшей степени, чем это значится на опубликованных Апгрэном кривых.

Если учесть, что Апгрэн пользовался не фотографическими, а фотовизуальными величинами, падение плотности звезд получается приблизительно в том же интервале абсолютных величин, что и у нас.

Построенная нами для звезд главной последовательности функция светимости указывает на наличие того же эффекта (табл. 2а, рис. 4).

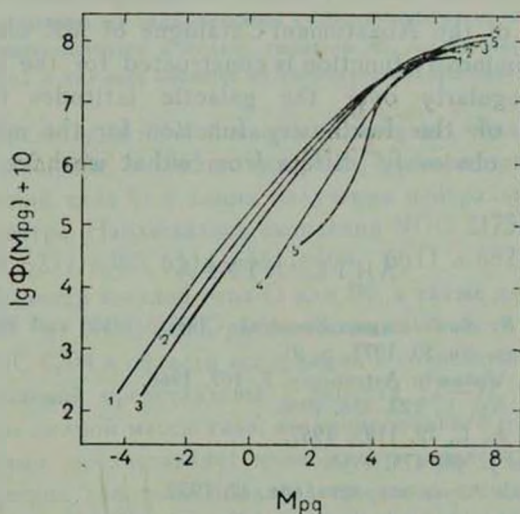


Рис. 4.

Этот вопрос, естественно, требует дальнейшего исследования. В частности, необходимо получить материал, подобный нашему, но с большим проникновением, дабы иметь возможность детальнее рассматривать реальные изменения функции светимости в зависимости от расстояния до галактической плоскости, вдоль оси Z .

Как видно из рис. 3, 4, пространственная плотность звезд $M > \sim +5$ почти вовсе не меняется в зависимости от галактической широты. Если учесть, что для этих звезд вообще характерно относительно медленное из-

менение $\Phi(M)$ с удалением от галактической плоскости вдоль Z -оси [2], и, вместе с тем, что для них наше проникновение ограничено для всех групп расстояниями приблизительно 100 пс, внутри которых $\Phi(M)$ практически не меняется [5], полученный нами результат следует считать вполне естественным, и он со своей стороны говорит о реальности указанных закономерностей.

Таким образом, вид функции светимости, как мы видели и как это ожидалось, значительно зависит от галактической широты. Для взятой же широты его следует рассматривать в зависимости лишь от расстояния.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

ON LUMINOSITY FUNCTION OF STARS

(R. A. BARTAYA, E. K. KHARADZE

On the basis of the Abastumani Catalogue of MK classification for 10396 stars the luminosity function is constructed for the stars in 42 KA, situated almost regularly over the galactic latitudes from -17° to $+72^\circ$. The form of the luminosity function for the middle and high galactic latitudes obviously differs from what we have for the Sun's vicinity.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. K. Kharadze, R. A. Bartaya, Spectral Classification and Multicolour Photometry, IAU Symp. No. 50, 1973, p. 91.
2. S. W. McCuskey, Vistas in Astronomy, 7, 107, 1966.
3. S. W. McCuskey, Ap. J., 123, 458, 1956.
4. S. W. McCuskey, A. J., 72, 1199, 1967.
5. A. R. Uppgren, A. J., 68, 475, 1963.
6. Е. К. Харадзе, Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 12, 1952.
7. T. H. Schmidt-Kaler, Landolt-Bornstein. Numerical Dates and Functional Relationship in Science and Technology, Gr. VI, 1, 297, 1965.
8. М. А. Аракелян, Астрофизика, 4, 617, 1968.
9. P. J. Van Rhtjn, Galactic Structure, ed. A. Blaauw and M. Schmidt, 1965, p. 27
10. W. J. Luyten, M. N., 139, 221, 1968.
11. J. Wanner, M. N., 155, 463, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 27 июня 1975

Пересмотрена 28 сентября 1976

Рассмотрены отношения газовой составляющей массы молодых звездных скоплений к их звездной массе. Результаты находятся в прямом противоречии с гипотезой образования звезд скопления из первоначально существующего газового облака путем его конденсации и свидетельствуют в пользу гипотезы В. А. Амбарцумяна о совместном происхождении звезд и газовых облаков из сверхплотной протозвездной материи.

С целью определения полной массы водородных облаков, связанных со звездными скоплениями, в 1965 г. автором [1] были предприняты наблюдения 14 скоплений типа О в линии излучения нейтрального водорода и в непрерывном спектре. Наблюдались скопления NGC 2175, 2264, 2353, 2362, 3293, 6169, 6204, 6231, 6383, 6514, 6531, 6604, 6611 и 6823, наиболее яркий член которых является звездой типа О или В0, а также два вероятных скопления NGC 6167 и NGC 6200, расположенных вместе со скоплениями NGC 6193 и NGC 6204 в области ассоциации в созвездии Жертвенника. Результаты наблюдений представлены в работах [2—5].

Определение полной массы газа, ассоциированного с открытыми звездными скоплениями, предоставляет возможность проверки имеющей широкое распространение гипотезы образования звезд скопления из первоначально существующего газового облака путем его фрагментации и последующей конденсации. Такая попытка впервые была предпринята Ф. Дрейком [6], который определил массы облаков нейтрального водорода, связанных с пятью открытыми скоплениями различных возрастов — от $\sim 10^4$ до $\sim 10^6$ лет, и сравнил полученные результаты с нижними пределами масс остаточного от процесса звездообразования газа в соответствующих скоплениях, ожидаемых согласно гипотезе образования звезд из газовых облаков. Расчет масс остаточного газа Ф. Дрейк выполнил с помощью функции образования Е. Солпитера [7] и функции светимости и диаграммы Рессела—Герцшпрунга для соответствующих скоплений. Исходя из того, что

отношение массы обнаруженного скопления газа к звездной массе скопления (M_H/M_*), а также к минимальной массе ожидаемого остаточного газа (M_H/M_p) уменьшается с возрастом скопления, что следовало ожидать при гипотезе образования звезд скопления из первоначально существующего газового облака, Ф. Дрейк приходит к выводу о том, что обнаруженный в скоплениях нейтральный водород действительно является газом, не успевшим еще сконденсироваться в звезды. Согласно результатам Ф. Дрейка отношение M_H/M_* изменяется чуть более 20 раз при изменении возраста скопления на три порядка.

Здесь, во-первых, следует заметить, что уменьшение относительного содержания газа в скоплениях с увеличением их возраста должно иметь место и по гипотезе В. А. Амбарцумяна [8—10], согласно которой звезды и газовые облака, входящие в состав звездных ассоциаций и скоплений, возникают совместно из сверхплотной протозвездной материи путем взрыва последней. Газовые облака, образовавшиеся после взрыва сверхплотной протозвездной материи могут уходить из скопления. Даже при скорости в 3 км/сек за 10^4 лет такие облака уйдут от места своего образования на 300 пс. Помимо этого, образовавшиеся вместе со скоплениями газовые облака могут просто рассеиваться в пространстве, поскольку, как на это указывает и Ф. Дрейк, внутренние скорости атомов водорода в облаках, определяемые по ширине профилей наблюдаемых линий излучения, много больше параболической скорости. Уже только по этой причине ассоциированные со скоплениями водородные облака должны рассеяться за время порядка нескольких миллионов лет.

Во-вторых, как это было показано более поздними наблюдениями с лучшим пространственным и частотным разрешением [11, 12], массы нейтрального водорода, определенные Ф. Дрейком для случая скоплений h и χ Персея и Плеяд оказались в сильной степени завышенными. При использовании правильных значений масс газовых составляющих рассмотренных им скоплений не обнаруживается никакой зависимости отношения M_H/M_* от возраста скоплений.

Нам кажется, что для проверки гипотезы конденсации более целесообразно рассмотрение отношений полной газовой массы к звездной массе в случае звездных скоплений приблизительно одинакового возраста, поскольку в этом случае следует ожидать, что рассматриваемые отношения M_H/M_* должны быть одинакового порядка. В качестве таковых целесообразно рассмотреть молодые скопления типа О. Возраст входящих в состав О-скоплений О—В0-звезд и их групп (цепочки, группы типа Трапедии Ориона) оценивается, как известно, приблизительно в 10^6 лет. Возраст самих скоплений может быть, очевидно, несколько больше, поскольку процесс возникновения в них звезд типов О—В0 может быть более длителен, чем время жизни таких звезд. Однако отсутствие в скоплениях типа О большого количества М-сверхгигантов указывает, что их возраст не

может более чем на один порядок превышать возраст О или В0 звезд. Поэтому следует ожидать, что в случае молодых звездных скоплений приблизительно одинакового возраста, порядка 10^6 лет, рассматриваемые отношения M_H/M_* не должны заметно отличаться друг от друга. Кроме того, в этом случае на изменении относительного количества газа меньше должен сказаться и уход газа из скоплений.

Отношения M_H/M_* для пяти О-скоплений были рассмотрены автором ранее [13]. Эти отношения очень сильно отличались друг от друга — они находились в пределах >10 и <0.05 . Но, как выяснилось позже, в работе [11] при отождествлении облаков нейтрального водорода, ассоциированных с наблюдаемыми скоплениями, была допущена досадная ошибка — не была учтена разница в системах радиальных скоростей, принятых при оптических и радионаблюдениях. При оптических наблюдениях радиальную скорость звезд обычно определяют по отношению к Солнцу, а при радионаблюдениях радиальную скорость определяют по отношению к местному стандарту покоя. Из-за этого полученные значения масс газовых составляющих некоторых скоплений не соответствовали действительности.

Результаты работ [1—5] по определению масс облаков нейтрального и ионизованного водорода, ассоциированных с молодыми О-скоплениями, позволяют рассмотреть отношения M_H/M_* для достаточно большой выборки скоплений с возрастом около 10^5 — 10^6 лет.

Для составления отношений M_H/M_* естественно, необходимо знание и звездных масс скоплений, которые, к сожалению, определяются достаточно неуверенно. Для шести из исследованных нами скоплений, а именно NGC 2264, 2353, 2362, 6531, 6611 и 6823 интегральная звездная масса определена К. Х. Шмидтом [14] при экстраполяции функции светимости соответствующих скоплений в сторону слабых звезд. Для указанных выше скоплений Шмидтом получены следующие значения масс: 1000, 925, 1980, 1340, 11500 и 2000 солнечных масс соответственно. С другой стороны, как указывает Б. Е. Маркарян [15], О-скопления, являющиеся ядрами О-ассоциаций, содержат очень небольшое число звезд. Согласно Б. Е. Маркаryanу, количество звезд в этих скоплениях составляет всего несколько десятков и только изредка, как в случае NGC 6231, число звезд скопления может дойти до 100. А. Р. Хогг [16], производивший подсчеты звезд в скоплениях NGC 6167, 6193, 6200 и 6204, дает для количества звезд в этих скоплениях следующие значения: 154, 64, 142 и 59. Согласно подсчетам Г. А. Мановой [17], скопления NGC 2353, 6611 и 6823 содержат около 130, 250 и 200 членов соответственно. По Готцу [18] NGC 2264 содержит около 300 звезд, а NGC 6611 — 73 звезды, а их массы равны соответственно $410 M_\odot$ и $420 M_\odot$. Количество звезд в NGC 2175 составляет, согласно П. Пишмиш [19], всего 65. В. Е. Говард и А. Т. Янг [20], оценившие массу скопления NGC 2264 в $480 M_\odot$, указывают, что масса типичного скопления составляет около $300 M_\odot$. Таким образом, оценки масс звездной состав-

ляющей скоплений, произведенные К. Х. Шмидтом, являются, по всей видимости, очень завышенными. Исходя из вышеизложенного, мы оценили звездные массы исследованных скоплений по количеству известных в них звезд, учитывая количество горячих сверхгигантов. Полученные значения звездных масс скоплений представлены в табл. 1. Очевидно, что произведенные оценки звездных масс могут быть, вероятно, до двух-трех раз ошибочны. Одной из возможных причин ошибочной оценки звездной массы скоплений может быть также и присутствие в них вновь оформившихся звезд, окруженных плотными глобулами и, потому, не видимых. Но это вряд ли может более чем в два раза увеличить звездную массу скопления. Однако, как это видно из дальнейшего, ошибки такого порядка в оценке звездных масс скоплений в рассматриваемом случае не существенны.

В табл. 1 наряду со звездными массами скоплений представлены массы ассоциированных с соответствующими скоплениями облаков нейтрального и ионизованного водорода по [2—5] и отношения полной газовой массы скоплений к их звездной массе, M_H/M_* . В таблице указаны также типы наиболее ранних звезд скоплений, в какой-то мере характеризующие небольшую разницу в их возрастах.

В таблице приведены также данные относительно скоплений h и χ Персея и Плеяд из [13] и NGC 2244 по измерениям Е. Реймонда [21] (H I) и Р. Минковского [22], К. Т. Менона [23], В. Вестерхаута [24] и А. Д. Кузьмина [25] (H II). Значения масс ионизованного водорода, определенные в [2—5] для скоплений NGC 2362, 6611 и 6823, в пределах ошибок измерений совпадают с соответствующими значениями, определенными Шварцом [26].

Следует заметить, что возраст Плеяд почти на два порядка превышает возраст некоторых из исследованных скоплений.

Верхние пределы массы возможных облаков нейтрального водорода в скоплениях, в которых таковой не обнаружен, определены в предположении, что их размеры в три раза превышают размеры соответствующих скоплений, что дисперсия скоростей в них порядка 10 км/сек, а яркостная температура меньше 1°К, что является предельной температурой обнаружения в наблюдениях [1—5]. Аналогичным образом подсчитано и значение верхнего предела массы ионизованного водорода в этих скоплениях.

Как было показано в [4], известная Трехраздельная туманность связана, вероятно, с одиночной звездой типа O7 и не имеет ничего общего со скоплением NGC 6514, существование которого вообще сомнительно. Поэтому в табл. 1 приведено отношение массы Трехраздельной туманности к массе возбуждающей ее звезды типа O7, принятой равной $50 M_\odot$. Аналогичная ситуация имеется в случае NGC 3293. Здесь также обнаруженное облако ионизованного водорода связано с одиночной звездой типа O7, расположенной далеко от скопления [3]. В этом случае отношения M_H/M_* приведены в отдельности для скопления и этой одиночной звезды.

Таблица

Скопление, NGC	869, 884 h и γ Персей	2175	2244	2264	2353	2362	3293	6193	6204	6231	6383	6514	Трехраз- дельная туманность	6531	6604	6611	6823	Плеяды	6167	6200
Тип наиболее ранней звезды	B 0.5	O 6	O 6	O 7	B 0	O 9	B 0 O 7	B 0	O 6	O 8	O 7	B 0	O 7	B 0	O 8	O 8	O 7	B 7		
$M_{\text{HII}}/M_{\odot}$	—	1400	10^4	60	10	3	80 $2 \cdot 10^3$	100	10	50	450		$5 \cdot 10^3$	5	600	$5 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^3$	—	10^3	10
$M_{\text{HI}}/M_{\odot}$	500	—	$6 \cdot 10^3$	40	10	3	80 $8 \cdot 10^3$	400	10	100			—	5		10^3	$2 \cdot 10^3$	6	—	10
$M_*/M_{\odot}$	10^4	150	500	450	300	300	200 50	200	200	300	200	100	50	200	300	400	300	900	400	400
M_{H}/M_*	0.5	10	300	0.2	0.1	0.02	1.0 200	2.5	0.1	0.2	2.5		100	0.05	2	250	13	0.01	2.5	0.05

Рассмотренные табл. 1 показывает, что отношения M_H/M_* меняются в очень широких пределах от значения 250—300 в случаях NGC 2244 и NGC 6611 до менее, чем 0.05 или 0.02 в случаях NGC 6531 и NGC 2362, т. е. отношения M_H/M_* меняются от скопления к скоплению более, чем на четыре порядка. Примечательно, что отношения M_H/M_* изменяются более чем на три порядка и в случае скоплений, содержащих звезды типов Об—О8 и, следовательно, имеющих практически одинаковый возраст.

Очевидно, что ошибки определения газовой и звездной составляющей масс скоплений никак не могут обусловить огромные изменения отношений M_H/M_* . Этот результат находится в прямом противоречии с гипотезой конденсации, согласно которой отношения M_H/M_* для рассмотренных скоплений должны быть одинакового порядка.

Помимо изменения отношения M_H/M_* в больших пределах, чего в рамках гипотезы образования звезд скопления из первоначально существующего облака — путем ее сжатия, не следовало ожидать при почти одинаковом возрасте рассмотренных скоплений, не менее существенно и полное отсутствие газа в некоторых молодых скоплениях. Верхние пределы массы возможной газовой составляющей в скоплениях NGC 2353, NGC 2362, NGC 6204 и NGC 6531 меньше одного-двух десятков солнечных масс. А ожидаемые, согласно гипотезе сжатия, значения нижнего предела остаточной газовой массы должны быть достаточно высоки. В случае скоплений h и χ Персея и Плеяд эти значения минимальной массы равны соответственно $3600 M_\odot$ и $60 M_\odot$, согласно Ф. Дрейку [6]. Поскольку многие из исследованных нами скоплений моложе h и χ Персея, наиболее ранние звезды которых принадлежат типу В0. 5 [27], и много моложе Плеяд, то минимальная остаточная газовая масса в них должна быть порядка нескольких сотен и даже тысяч солнечных масс.

Можно было бы полагать, что в некоторых скоплениях часть водорода находится в ненаблюдаемом молекулярном состоянии. Но это противоречило бы самой идее расчета ожидаемых масс газа в скоплениях, согласно которой остаточный газ в скоплениях потому и является остаточным, что он еще не начал конденсироваться в звезды. Если бы наблюдаемый водород отсутствовал в относительно более старых скоплениях, то такое допущение было бы, возможно, в какой-то мере справедливо. Но, как это следует из таблицы 1, газ отсутствует в таком скоплении, как NGC 6204, ранняя звезда которого принадлежит типу Об и, кроме того, количество газа в относительно более молодых скоплениях с более ранними звездами не обязательно превышает таковое для относительно более старых скоплений. Нет никакой корреляции и между плотностью ассоциированных со скоплениями водородных облаков и типом наиболее яркой звезды скопления.

В качестве другой возможной причины отсутствия газа в некоторых молодых скоплениях могут рассматриваться взрывы сверхновых, в результате чего газ, казалось бы, может выметаться из области скоплений. Если

принять частоту вспышек сверхновых в нашей Галактике равной одной сверхновой за 50 лет [28, 29], то за 10^9 лет в каждой из 2000 ассоциаций Галактики должно было бы вспыхнуть в среднем по 10 сверхновых, если все сверхновые вспыхивают в области ассоциаций, или по одной сверхновой, если сверхновые равномерно распределены по всему галактическому диску, что менее вероятно. Следовательно, если бы взрывы сверхновых выметали газ, то его, практически, не должно было бы остаться ни в одном молодом скоплении. Однако сверхновые, по всей видимости, существенным образом не выметают газ из окружающей среды. Это следует из работы Галла [30], в которой показано, что из-за Релей-Тейлоровской неустойчивости, возникающей в результате взаимодействия расширяющейся оболочки сверхновой с межзвездной средой, в оболочке довольно быстро, через 10^3 — 10^{10} сек после вспышки, образуются волокна. А расширяющаяся система волокон, естественно, не может увлечь за собой значительной части газа окружающей среды.

Таким образом, рассмотренные в настоящей статье результаты по определению полной массы связанных с молодыми звездными скоплениями облаков водорода определенным образом противоречат гипотезе образования звезд скопления путем конденсации газового облака и, тем самым, свидетельствуют скорее в пользу гипотезы В. А. Амбарцумяна, все более подтверждаемой многочисленными наблюдательными фактами. По этой гипотезе, как известно, образование звезд скоплений и газовых туманностей происходит совместно путем взрыва сверхплотного протозвездного тела и то или иное количество газовой материи, ассоциированное с каким-либо молодым скоплением, зависит от конкретных условий образования этого скопления и потому не следует ожидать какой-либо зависимости относительного содержания газа в скоплениях от их возраста или от суммарной звездной составляющей их массы. Кроме того, при таком взрывном образовании скопление в целом, вместе с имеющимся в его составе газом, должно быть нестационарным и основная часть газа должна иметь скорость, достаточную для ухода из скопления. А это подтверждается наблюдаемыми значениями дисперсии радиальных скоростей нейтрального водорода в исследованных скоплениях, равными 10—20 км/сек [2—5]. При стабильности скоплений дисперсия не должна была бы превышать 2 км/сек.

В заключение автор выражает признательность Э. Ц. Шахбазяну за помощь при выполнении настоящей работы.

ON THE ORIGIN OF STELLAR CLUSTERS

H. M. TOVMASSIAN

The ratios of gas masses of young stellar clusters in relation to their stellar masses are considered. The results contradict the hypotheses concerning the origination of the cluster stars from the existing gas cloud by means of its condensation and are rather in favour of Ambartsumian's hypotheses on the common origin of stars and gas clouds from a superdense protostellar matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. M. Tovmassian, *Austr. J. Phys.*, 26, 829, 1973.
2. H. M. Tovmassian, E. T. Shahbazian, *Austr. J. Phys.*, 26, 837, 1973.
3. H. M. Tovmassian, E. T. Shahbazian, S. E. Nersessian, *Austr. J. Phys.*, 26, 843, 1973.
4. H. M. Tovmassian, S. E. Nersessian, E. T. Shahbazian, *Austr. J. Phys.*, 26, 853, 1973.
5. H. M. Tovmassian, S. E. Nersessian, *Austr. J. Phys.*, 26, 861, 1973.
6. F. D. Drake, *Neutral Hydrogen in Galactic Clusters*, Thesis, Harvard University, 1958.
7. E. Salpeter, *Ap. J.*, 121, 161, 1955.
8. В. А. Амбарцумян, *Эволюция звезд и астрофизика*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
9. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 14, 15, 1950.
10. В. А. Амбарцумян, *Вестн. АН СССР*, № 11, 45, 1957.
11. R. D. Davies, H. M. Tovmassian, *M. N.*, 127, 61, 1963.
12. Г. М. Товмасын, *Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук*, 17, 145, 1964.
13. Г. М. Товмасын, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 33, 87, 1963.
14. K. H. Schmidt, *Astron. Nachr.*, 287, 41, 1963.
15. Б. Е. Маркарян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 9, 3, 1951.
16. A. R. Hogg, *Mem. Mt. Stromlo Obs.*, No. 17, 1965.
17. Г. А. Манова, *Сообщ. ГАИШ*, № 106, 10, 1959.
18. W. Götz, *Astron. Nachr.*, 294, 9, 1972.
19. P. Pismis, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 34, 219, 1970.
20. W. E. Howard III, A. T. Young, *P. A. S. P.*, 71, 330, 1959.
21. E. Raimond, *BAN*, 18, 191, 1966.
22. R. Minkowski, *IAU Symp.*, 2, 3, 1955.
23. T. K. Menon, *Ap. J.*, 135, 394, 1962.
24. G. Westerhout, *BAN*, 14, 215, 1958.
25. А. Д. Кузьмин, *Труды ФИАН*, 17, 84, 1962.
26. R. Schwartz, *Astrophys. Space Sci.*, 14, 286, 1971.
27. Б. Е. Маркарян, *Нестационарные звезды*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1957, стр. 169.
28. Б. В. Кукаркин, *Астрофизика*, 1, 465, 1965.
29. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 1, 473, 1965.
30. S. F. Gull, *M. N.*, 171, 263, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ВАРИАЦИЯХ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В АССОЦИАЦИЯХ И СКОПЛЕНИЯХ ЗВЕЗД КЛАССОВ О и В

А. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 22 января 1976

Метод, предложенный в [3, 5] для оценки содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в атмосферах звезд спектральных классов O6—B2 , продолжен в область более поздних В-звезд. Это позволило 1) несколько уточнить значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ для О-ассоциаций и молодых скоплений, рассмотренных ранее, и 2) найти содержание гелия для ряда новых групп звезд. Всего исследовано 138 звезд спектральных классов O6.5—B8 и классов светимости V—III . Подтверждена обнаруженная в [4, 5] тенденция увеличения содержания гелия с возрастом соответствующих звездных групп.

1. *Введение.* Исследования последних лет показали, что содержание гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в атмосферах «нормальных» звезд ранних спектральных классов может несколько меняться при переходе от одних галактических скоплений и О-ассоциаций к другим. По-видимому, впервые на возможность таких изменений обратили внимание Х. Шипман и С. Стром [1], обнаружившие вариации в величине $N(\text{He})/N(\text{H})$ порядка 0.02—0.03. Однако использованный этими авторами наблюдательный материал был недостаточно точен, поэтому их выводы нуждались в проверке. Позже Д. Петерсон и Х. Шипман [2] подробно исследовали ряд В-звезд в ассоциациях Lac OB1 , Sco OB2 и скоплении NGC 2264 и нашли различия в средних значениях $N(\text{He})/N(\text{H})$, превышающие 3σ , где σ —среднее квадратическое отклонение.

Дальнейшее изучение этой проблемы требовало более обширного статистического материала. Используя предложенный нами метод [3], несколько усовершенствованный в случае ранних В-звезд, мы определили величину $N(\text{He})/N(\text{H})$ примерно для 100 звезд спектральных классов O6.5—B2 и классов светимости V—III , принадлежащих О-ассоциациям и молодым скоплениям или являющихся звездами поля (см. [4, 5]). Оказалось, что содержание гелия увеличивается с возрастом t соответствую-

щих скоплений и ассоциаций от значения $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.09\text{--}0.10$ при $t = \text{несколько млн. лет}$ до значения $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.13$ при $t \approx 15 \text{ млн. лет}$, причем величина 0.13 характерна также для звезд поля.

Результаты исследований Петерсона и Шипмана [2] и П. Ниссенэ [6] как будто подтверждают обнаруженную тенденцию. Действительно, из данных Петерсона и Шипмана для Лас OB1, Sco OB2 и NGC 2264 также следует, что более старой группе звезд соответствует большее содержание гелия. Согласно Ниссену [6], среднее значение $N(\text{He})/N(\text{H})$ у членов скопления Sco—Cep примерно на 0.02 выше, чем у членов более молодого скопления NGC 6231. Кроме того, содержание гелия в Sco—Cep оказалось таким же, как и у звезд поля, что согласуется с нашим выводом (см. [4, 5]). О результатах определения содержания гелия еще для четырех скоплений и ассоциаций Ниссен сообщил на III Европейской астрономической конференции (Тбилиси, июль 1975 г.). По его данным при переходе от одного скопления к другому величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ может меняться на 0.04. Если сопоставить данные Ниссенэ с возрастом t соответствующих звездных групп, тогда выявляется та же тенденция роста $N(\text{He})/N(\text{H})$ с увеличением t . Заметим, что примененный Ниссенэ метод позволяет надежно оценить лишь разницу в содержании гелия у различных звезд, в то время как абсолютные значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ получаются несколько заниженными по сравнению с результатами других авторов.

Метод, предложенный в [3, 5], оказался применимым к звездам спектральных классов Об—В2 и классов светимости V—III. Для них достаточно знать спектральный подкласс, чтобы найти эффективную температуру $T_{\text{эфф}}$. При рассмотрении более поздних звезд такой путь определения $T_{\text{эфф}}$ становится неприемлемым, так как может приводить к большим ошибкам в величине $N(\text{He})/N(\text{H})$. Кроме того, для указанных звезд важно учитывать класс светимости. Тем не менее, как показано ниже, метод можно модифицировать таким образом, что область его применимости расширится вплоть до поздних В-звезд. Благодаря этому появится возможность изучения более старых, чем в [4, 5], звездных скоплений.

2. Метод оценки содержания гелия в атмосферах В-звезд. Основную формулу метода

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = C \left[y + \lg \frac{W(4471)}{W(H_\gamma)} \right] - 1 \quad (1)$$

оставим без изменений. Здесь W — эквивалентные ширины линий λ 4471 HeI и H_γ , а величины y и C находятся с помощью моделей звездных атмосфер. По определению

$$y = -\lg \frac{W(4471)}{W(H_\gamma)} \text{ при } \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = 0.10. \quad (2)$$

Вообще говоря, u зависит от эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$ и ускорения силы тяжести g , однако при $T_{\text{эфф}} \geq 20000^\circ$, как показано в [3], эту величину с достаточно высокой точностью можно представить в виде функции только одного аргумента, являющегося комбинацией $T_{\text{эфф}}$ и g . При $T_{\text{эфф}} < 20000^\circ$ сделать это уже не удастся, поэтому в [4, 5] мы ограничились рассмотрением звезд класса B2 и более ранних. Для этих звезд достаточно было знать спектральный подкласс, чтобы найти u и C .

Для звезд более поздних, чем B2, такой способ определения u и C является слишком грубым. Здесь прежде всего необходимо подобрать такие наблюдаемые параметры, которые позволили бы достаточно точно оценить величину $T_{\text{эфф}}$. В фотометрической системе UBV таким параметром может служить индекс

$$Q = (U - B) - 0.72 (B - V), \quad (3)$$

который 1) не зависит от межзвездного покраснения и 2) в области $12\,000^\circ \lesssim T_{\text{эфф}} \lesssim 25\,000^\circ$ практически линейно связан с величиной $\theta_{\text{эфф}} = 5040/T_{\text{эфф}}$ (см., например, [7]). В четырехцветной системе $uvby$ аналогичными свойствами обладает индекс

$$[c_1] = c_1 - 0.20 (b - y), \quad (4)$$

где $c_1 = (u - v) - (v - b)$. Действительно, согласно Б. Стремгрену [8], этот индекс свободен от влияния межзвездного покраснения. Кроме того, используя расчеты Д. Михаласа [9], можно показать, что при фиксированном ускорении g величина $[c_1]$ линейно зависит от $\theta_{\text{эфф}}$. Этими свойствами индексов Q и $[c_1]$ мы и воспользуемся.

Как и в [4, 5], величину u будем вычислять по формуле (2) с помощью теоретических значений $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$, найденных Михаласом и др. [9, 10] и основанных на уточненной теории уширения линий и на моделях атмосфер Михаласа [11], рассчитанных с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия. Чтобы метод был внутренне непротиворечив, те же модели необходимо использовать и при определении зависимости $\theta_{\text{эфф}}$ от Q или $\theta_{\text{эфф}}$ от $[c_1]$.

Сравнивая наблюдаемые эквивалентные ширины линий H_β и H_γ [12, 13], а также наблюдаемый фотометрический индекс $[c_1]$ с теоретическими значениями этих величин [9], мы оценили $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ для 31 звезды спектральных классов B1.5—B7 и классов светимости V и IV. На основе этого материала методом наименьших квадратов было получено

$$\theta_{\text{эфф}} = 0.494 + 0.412 Q; \quad (5)$$

$$\theta_{\text{эфф}} = 0.163 + 0.323 [c_1]. \quad (6)$$

Фотометрические индексы Q и $[c_1]$ для каждой звезды определялись с помощью данных Д. Кроуфорда и др. [14].

Из (5) и (6), в частности, следует, что величины Q и $[c_1]$ в случае В-звезд можно связать линейным соотношением.

Зависимость $\theta_{\text{эфф}}$ от Q и от $[c_1]$ представлена на рис. 1. Подчеркнем, что числовые коэффициенты в (5) и (6) соответствуют сетке моделей Михаласа [11] и при использовании моделей других авторов положение прямых на рис. 1 может несколько измениться (см., например, [7]).

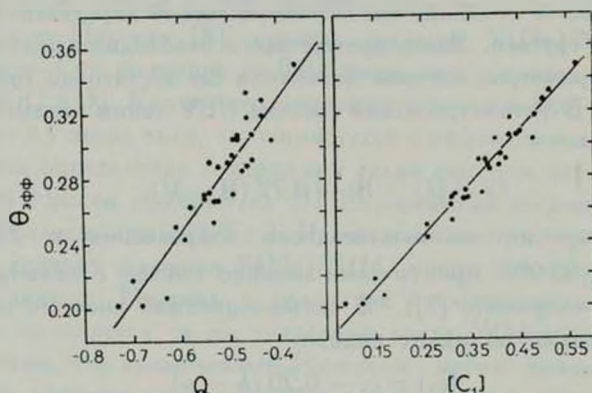


Рис. 1. Зависимость величины $\theta_{\text{эфф}} = 5040/T_{\text{эфф}}$ от фотометрических индексов Q и $[c_1]$. Прямыми линиями представлены соотношения (5) и (6).

Применяя соотношение (6), а также данные Михаласа и др. [9, 10], нетрудно получить следующую интерполяционную формулу:

$$y = 0.557 - 0.0819[c_1] + 1.583[c_1]^2, \quad (7)$$

задающую связь между y и $[c_1]$ в интересующей нас области спектральных классов. С помощью (5) и (6) отсюда получаем аналогичную формулу, связывающую y и Q :

$$y = 2.136 + 4.033 Q + 2.573 Q^2. \quad (8)$$

Напомним, что в основе вывода (7) и (8) лежат наблюдения звезд классов светимости V и IV. О тех соотношениях, которые имеют место в случае звезд класса светимости III, будет сказано ниже.

В равенстве (1) остается определить величину C . Как и в [3, 5], используем для этого результаты анализа звезд с аномальным содержанием гелия (у них величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ заметно отличается от 0.10). Список таких звезд, а также найденные для них значения C приведены в табл. 1.

Представим зависимость C от Q в интересующей нас области $T_{\text{эфф}}$ прямой линией. Применяя метод наименьших квадратов, с помощью табл. 1 получаем

$$C = 5.03 + 3.54 Q. \quad (9)$$

Отметим, что средний разброс указанных в табл. 1 значений C около прямой (9) составляет примерно 10%.

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ C ОТ Q ДЛЯ ЗВЕЗД С АНОМАЛЬНЫМ
СОДЕРЖАНИЕМ ГЕЛИЯ

Звезда	$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})}$	Источники	Q	C
π Scl	-2.00	[15]	-0.42	3.20
HD 144 941	+1.28	[3, 16]	-0.75	2.58
HD 37 058	-1.43	[3, 17]	-0.62	3.18
3 Cen A	-1.83	[3, 17]	-0.50	3.45
HD 133 518	+0.105	[16]	-0.68	2.77
HR 5 206	-0.658	[16]	-0.65	2.19
HD 184 927	0.00	[18]	-0.69	2.23
π Ori E	-0.20	[3, 19]	-0.73	2.27
3 Sco	-2.00	[17]	-0.54	3.98
HD 144 661	-2.00	[17]	-0.48	2.99

Из (5), (6) и (9) находим

$$C = 2.19 + 2.78 [c_1]. \quad (10)$$

Таким образом, величины y и C для В-звезд классов светимости V—IV вычисляются с помощью соотношений (7) и (10), если известен фотометрический индекс $[c_1]$, и с помощью соотношений (8) и (9), если известен индекс Q . На практике, особенно при исследовании большого числа звезд, вместо формул (7)—(10) удобнее пользоваться табл. 2, где приведены значения y и C в зависимости от $[c_1]$ и Q .

Подавляющее большинство звезд, рассмотренных нами, относится к классам светимости V—IV. Однако при оценке среднего содержания гелия в скоплении Плеяды из-за малого количества звезд, доступных для применения нашего метода, пришлось учесть также несколько звезд класса светимости III. При $T_{\text{эфф}} < 20000^\circ$, как показано в [3], величина y заметно зависит от ускорения силы тяжести g , поэтому при переходе к классу светимости III коэффициенты в интерполяционных формулах (7) и (8) должны измениться. Изменение y , в свою очередь, приводит к небольшим изменениям в величине C .

Тем же путем, что и при выводе (7)—(10), оценив предварительно $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ для 18 звезд, мы получили следующие соотношения для класса светимости III:

$$y = 0.648 - 0.654 [c_1] + 2.289 [c_1]^2; \quad (11)$$

$$y = 2.498 + 5.458 Q + 3.928 Q^2; \quad (12)$$

$$C = 4.96 + 3.64 Q; \quad (13)$$

$$C = 2.03 + 2.77 [c_1]. \quad (14)$$

Отметим, что при построении интерполяционных формул (7) и (8), а также (11) и (12) учитывалось, что ускорение g у В-звезд классов светимости V—IV и отдельно III несколько меняется с $T_{\text{эфф}}$. В среднем же в области спектральных классов B2—B6 оказалось, что $\lg g = 3.5$ для звезд классов светимости V—IV и $\lg g = 3.1$ для звезд класса светимости III.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ y и C В ЗАВИСИМОСТИ ОТ
ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ $[c_1]$ И Q .

$[c_1]$	y	C	Q	y	C
0.10	0.565	2.47	-0.75	0.559	2.37
0.15	0.580	2.61	-0.70	0.574	2.55
0.20	0.604	2.75	-0.65	0.602	2.73
0.25	0.635	2.89	-0.60	0.642	2.91
0.30	0.675	3.02	-0.55	0.696	3.08
0.35	0.722	3.16	-0.50	0.763	3.26
0.40	0.778	3.30	-0.45	0.842	3.44
0.45	0.841	3.44	-0.40	0.934	3.61
0.50	0.912	3.58	-0.35	1.040	3.79
0.55	0.991	3.72	-0.30	1.158	3.97
0.60	1.078	3.86			
0.65	1.173	4.00			

Итак, построенный в [3, 5] метод оценки содержания гелия, примененный первоначально в интервале спектральных классов O6—B2, распространен в область более поздних В-звезд. Если для звезд классов O6—B2 величины y и C в соотношении (1) находятся по спектральному подклассу, то в области от B1.5 до B7—B8 для этой цели предложено использовать фотометрические индексы Q и $[c_1]$. Для звезд подклассов B1.5—B2 пригодны оба способа определения y и C .

Следует отметить, что при тех сравнительно небольших вариациях содержания гелия, которые обсуждаются ниже, распределение энергии в видимой части спектров В-звезд, а значит, и индексы Q и $[c_1]$ от величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ практически не зависят (более подробно этот вопрос рассмотрен в обзоре автора [20]).

3. *Результаты вычислений.* Расширение области применимости нашего метода позволило 1) несколько уточнить значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ для групп звезд, рассмотренных в [4, 5], и 2) получить оценку содержания гелия для ряда новых скоплений и ассоциаций. Результаты вычислений представлены в табл. 3.

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРАХ О- И В-ЗВЕЗД, ВХОДЯЩИХ
В О-АССОЦИАЦИИ И РАССЕЯННЫЕ СКОПЛЕНИЯ ИЛИ
ПРИНАДЛЕЖАЩИХ ПОЛЮ

Группа звезд	Число исследованных звезд	$N(\text{He})/N(\text{H})$	Возраст (млн. лет)
Ori OB1: в целом	14	0.108 ± 0.007	—
подгруппы а, b	6	0.116 ± 0.008	10
подгруппа с	8	0.102 ± 0.011	6
Lac OB1: в целом	10	0.132 ± 0.007	—
подгруппа а	5	0.142 ± 0.011	16
подгруппа b	5	0.121 ± 0.007	12
Sco—Cep: в целом	18	0.130 ± 0.009	—
Sco OB2	12	0.118 ± 0.011	10
Верхний Центавр	6	0.153 ± 0.011	14
Ser OB2	16	0.132 ± 0.010	—
Ser OB3	7	0.095 ± 0.009	6
NGC 2264 (Mon OB1)	4	0.081 ± 0.006	1
Per OB2	7	0.101 ± 0.009	4
α Per (Per OB3)	6	0.147 ± 0.014	—
Sas—Tau	14	0.118 ± 0.013	—
Плеяды	5	0.141 ± 0.014	30
Звезды поля	35	0.132 ± 0.008	—

Наблюдаемые эквивалентные ширины $W(\text{H}_\gamma)$ и $W(4471)$ в соотношении (1) брались из литературы, причем использовались те же источники, что и в [3—5]. Вычисление индекса Q для большинства рассмотренных звезд проводилось с помощью данных каталога [21], а также данных Кроуфорда и др. [14]. В случае ассоциации Сер OB2, скопления NGC 2264 и одной из подгрупп звезд в Sco—Cep (Верхний Центавр) применялись результаты UBV-измерений [22, 23] и [24] соответственно. Что касается измерений в системе *uvby*, необходимых для вычисления индекса $[c_1]$, то здесь был использован каталог [25]. Заметим, что значения $N(\text{He})/N(\text{H})$, найденные для одной и той же звезды по $[c_1]$ и по Q , обычно хорошо согласуются между собой.

Почти для всех групп звезд из [4, 5], исключая NGC 2244 и Cas OB6, было несколько уточнено среднее содержание гелия. Возможность такого уточнения связана прежде всего с увеличением числа исследованных звезд за счет звезд классов B2.5—B8 (из 138 рассмотренных звезд последние составляют примерно половину). Кроме того, при $20000^\circ \lesssim T_{\text{эфф}} \lesssim 25000^\circ$ величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ теперь может быть найдена не только по спектральному подклассу, как в [4, 5], но и по фотометрическим данным. Это позволило пересчитать содержание гелия для многих рассмотренных ранее звезд подклассов B1.5 и B2, попадающих в указанную область $T_{\text{эфф}}$. При этом выяснилось, что новые значения $N(\text{He})/N(\text{H})$, как правило, близки к значениям, полученным прежним способом. Отметим, что если для какой-либо звезды содержание гелия можно было определить разными способами, тогда в качестве искомой величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ принималось среднее арифметическое.

Уточненные значения $N(\text{He})/N(\text{H})$, приведенные в табл. 3, мало отличаются от найденных в [4, 5] даже в тех случаях, когда список исследованных звезд был заметно расширен (Lac OB1, звезды поля). Наибольшее расхождение составляет около 0.01, что сравнимо с величиной σ , средней квадратической ошибкой (последняя также существенно не изменилась). Таким образом, выводы работ [4, 5] остаются в силе. В частности, не только подтвердилось, но даже несколько улучшилось согласие между средним содержанием гелия в ассоциации Ogi OB1 и у звезд AE Aur и μ Col (соответственно 0.105 и 0.110 [5]), которые, согласно А. Блау [26], вылетели из этой ассоциации 2—3 млн. лет назад. Подтвердилось также согласие с оценками $N(\text{He})/N(\text{H})$, выполненными для туманности Ориона.

Кроме уже рассмотренных в [4, 5] ассоциаций и скоплений, содержание гелия было найдено также для следующих систем: ассоциация Per OB2, скопление α Per (ассоциация Per OB3), группа звезд Cas—Tau и скопление Плеяды. Остановимся подробнее на последнем объекте, представляющем особый интерес.

В [4, 5] были исследованы ассоциации и скопления, средний возраст t которых колеблется примерно от 1 до 15 млн. лет (по данным Блау [26]). Возраст скопления Плеяды, оцененный по эволюционным трекам наиболее ярких звезд, составляет около 30 млн. лет [27]. Таким образом, включение этого скопления в список рассмотренных объектов позволяет проследить изменения величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ на промежутке t , вдвое большем, чем в [4, 5].

Ярчайшие звезды в Плеядах имеют спектральные классы B6—B8, т.е. есть лежат на самой границе области применимости нашего метода (указанная граница определяется тем обстоятельством, что расчеты Михаласа и др. [9—11], положенные в основу метода, были выполнены при $T_{\text{эфф}} \geq 15000^\circ$). В связи с этим для анализа удалось отобрать лишь семь звезд

с известными эквивалентными ширинами $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$, а именно: 16—20 Тау, 23 Тау и 25 η Тау. Значения $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ для них приведены у А. А. Боярчука [28], И. М. Копылова [12] и У. Зиннерстада [29].

Некоторые из этих звезд принадлежат классу светимости III. Как отмечалось выше, специально для этого случая были выведены соотношения (11)—(14). Кроме того, три звезды (17 Тау, 23 Тау и 25 η Тау) относятся к типу Ве. Известно, что показатели цвета у Ве-звезд, вообще говоря, отличаются от показателей цвета у обычных звезд класса В (см., например, [30]). А это, в свою очередь, может приводить к систематическим различиям в индексах Q и $[c_1]$. Чтобы выяснить этот вопрос, было проведено сравнение распределений величин Q и $[c_1]$ по спектральным подклассам у Ве-звезд и нормальных В-звезд. Индексы Q и $[c_1]$ вычислялись с помощью данных Кроуфорда и др. [14, 31]. Оказалось, что в области В1—В3, в которую попадает свыше 80% Ве-звезд [30], значения Q и $[c_1]$ у последних лежат систематически ниже, чем у обычных В-звезд, причем расхождение уменьшается при переходе от подкласса В1 к подклассу В3. С другой стороны, в подклассах В4—В8 систематические отличия между В- и Ве-звездами отсутствуют. Как раз в эту область попадают три упомянутые выше Ве-звезды, принадлежащие подклассам В6 и В7. Специальное исследование показало, что в подклассах В6—В7 отсутствует также систематическое различие в отношении $W(4471)/W(H_\gamma)$ между Ве-звездами и нормальными В-звездами. Таким образом, трудно предположить, что исходные данные, используемые при определении содержания гелия у трех Ве-звезд из скопления Плеяды, заметно искажены влиянием околосозвездных оболочек. Отметим, что при выводе среднего значения $N(He)/N(H)$ для других скоплений и ассоциаций Ве-звезды обычно не учитывались.

Две звезды в Плеядах, 16 Тау и 20 Тау, показали значительный дефицит гелия. Если значения $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ для них взять у Зиннерстада [29], тогда $N(He)/N(H) = 0.001$ для 16 Тау и $N(He)/N(H) = 0.06$ для 20 Тау. Однако, если для 20 Тау воспользоваться более точными данными С. Ш. Хуана и О. Струве [32], тогда для нее, как и для 16 Тау, получим $N(He)/N(H) = 0.001$. Отметим, что линия λ 4471 у 20 Тау показывает нерегулярное колебания с характерным временем порядка 2-х часов [33]. Так как для анализа отбирались только «нормальные» звезды, две указанные звезды при выводе среднего содержания гелия в Плеядах были исключены, а значение $N(He)/N(H)$, приведенное в табл. 3, найдено по пяти оставшимся звездам.

Как уже отмечалось, наиболее яркие звезды в Плеядах имеют спектральные классы В6—В8. В скоплениях более старых, чем Плеяды, В-звезды главной последовательности вообще не наблюдаются, так как время пребывания звезд класса В на главной последовательности меньше возраста

t рассматриваемых скоплений. В таких скоплениях могут присутствовать А-звезды, однако в спектрах последних уже нет заметных линий гелия. Из сказанного следует, что мы охватили практически всю область спектральных классов, в которой возможна оценка величины $N(\text{He})/N(\text{H})$, и весь интервал t , на котором можно проследить изменения этой величины.

4. *Обсуждение результатов.* Из табл. 3 видно, что среднее содержание гелия меняется от одной группы звезд классов О и В к другой, причем в ряде случаев различие превышает 3σ . В [5] показано, что причиной такого расхождения не может быть неодинаковое распределение исследуемых звезд по скоростям вращения. К аналогичному выводу пришли Петерсон и Шипман [2]. Различия в содержании гелия, обнаруженные для разных групп звезд, также трудно объяснить разным распределением числа звезд по спектральным подклассам в этих группах (см. [5]). С другой стороны, в [4, 5] выявилась тесная связь между величиной $N(\text{He})/N(\text{H})$ и возрастом t соответствующих звездных групп. Теперь мы имеем возможность рассмотреть зависимость $N(\text{He})/N(\text{H})$ от t на основе более обширного материала, содержащегося в табл. 3.

Оценки возраста t , выполненные для одних и тех же ассоциаций и скоплений разными авторами, могут существенно различаться между собой. Для нас важно иметь однородную сводку данных, поэтому, как и в [4, 5], воспользуемся значениями t , содержащимися в статье Блау [26]. Для Плеяд, как уже отмечалось, принят возраст $t=30$ млн. лет, приведенный у О. Эггена [27]. По-видимому, эта оценка лучше других соответствует системе данных Блау (отметим, что предшествующие оценки давали величину $t \sim 100$ млн. лет). Значения t приведены в последнем столбце табл. 3.

Зависимость среднего содержания гелия в атмосферах звезд ранних спектральных классов от возраста соответствующих звездных групп представлена на рис. 2. Остановимся на главных выводах, вытекающих из рассмотрения этой зависимости.

Подтверждается обнаруженная в [4, 5] тенденция увеличения $N(\text{He})/N(\text{H})$ с ростом t . Наименьшее значение $N(\text{He})/N(\text{H})=0.08$ получено для скопления NGC 2264, возраст которого также оказался наименьшим ($t=1$ млн. лет). Наибольшее значение $N(\text{He})/N(\text{H})=0.14-0.15$ характерно для тех групп, возраст которых $t \gtrsim 15$ млн. лет. Интересно, что возрасту $t \approx 15$ млн. лет (Верхний Центавр, Лас ОВ1а) и возрасту $t=30$ млн. лет (Плеяды) соответствует практически одно и то же содержание гелия. Если значение $N(\text{He})/N(\text{H})$ найдено для Плеяд достаточно точно, тогда отсюда следует, что возрастание содержания гелия в атмосферах «нормальных» звезд ранних спектральных классов, лежащих вблизи главной последовательности, к моменту $t \approx 15$ млн. лет заканчивается.

На рис. 2 не представлено скопление α Per. Вероятно, по возрасту оно лежит между Sco OB2 и Плеядами (см. [34]). Тогда найденное для него значение $N(\text{He})/N(\text{H})=0.15$ вполне соответствует общей зависимости.

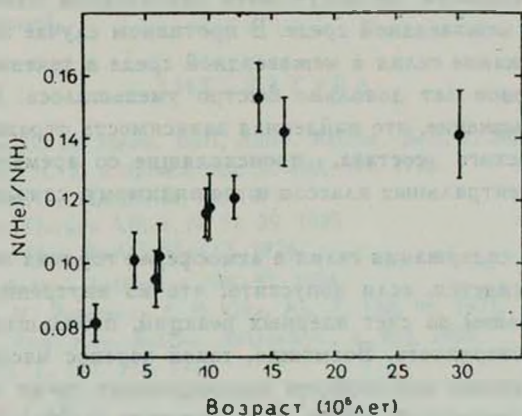


Рис. 2. Содержание гелия в группах звезд разного возраста.

Группа звезд Cas—Tau, по словам Блау [26], возможно, является примером такой системы, звезды которой когда-то образовывали О-ассоциацию, однако за прошедшее с тех пор время успели сильно разойтись в пространстве, и сейчас мы с трудом обнаруживаем следы их общего происхождения. В этом случае средний возраст Cas—Tau должен заметно превышать 15 млн. лет. Однако родственность звезд, входящих в группу Cas—Tau, не подтверждается фотометрическими исследованиями [35], а в списке МАС [36] она отнесена к числу сомнительных ассоциаций. Если бы возраст звезд этой группы действительно был заметно больше 15 млн. лет, тогда в соответствии с найденной зависимостью мы должны были бы получить для нее $N(\text{He})/N(\text{H})=0.14-0.15$. Но результат оказался иным: $N(\text{He})/N(\text{H})=0.12$. Хотя различие здесь и невелико по сравнению с σ , тем не менее оно скорее подкрепляет сомнения в реальности этой группы, чем подтверждает предположение Блау.

В [5] показано, что содержание гелия хорошо коррелирует с линейными размерами подгрупп звезд в О-ассоциациях. В среднем, чем больше размеры подгруппы, тем выше значение $N(\text{He})/N(\text{H})$. Объяснение этой зависимости связано с тем обстоятельством, что размеры подгрупп звезд в ассоциациях, по-видимому, увеличиваются с возрастом (см., например, [26]). С помощью табл. 3 можно убедиться, что рассеянные скопления уже не подчиняются этому закону. Действительно, для скоплений Плеяды и NGC 2264 получены совершенно разные средние значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ (соответственно 0.14 и 0.08), в то время как диаметры их примерно одинаковы (~ 5 пс). Таким образом, зависимость содержания гелия от разме-

ров соответствующих звездных группировок носит менее общий характер, чем зависимость $N(\text{He})/N(\text{H})$ от t .

Как отмечено в [5], различия в содержании гелия, присущие группам звезд разного возраста, не могут быть результатом изменения величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ в межзвездной среде. В противном случае пришлось бы принять, что содержание гелия в межзвездной среде в течение последних пятнадцати миллионов лет довольно быстро уменьшалось. Более вероятным кажется предположение, что найденная зависимость отражает реальные изменения химического состава, происходящие со временем в атмосферах звезд ранних спектральных классов и, по-видимому, связанные со звездной эволюцией.

Увеличение содержания гелия в атмосферах горячих звезд с их возрастом легко объясняется, если допустить, что из внутренних слоев звезды, обогащенных гелием за счет ядерных реакций, небольшая часть вещества выносится на поверхность. Возможно, такой перенос массы связан со слабым перемешиванием, при котором эволюционные треки звезд заметно не меняются. Как отмечалось выше, если значение $N(\text{He})/N(\text{H})$ для Плеяд найдено достаточно точно, тогда рост содержания гелия продолжается не более 15 млн. лет (по шкале Блэу [26]). Следовательно к этому моменту обмен веществом между внутренними и внешними слоями звезды прекращается.

Другое возможное объяснение найденной зависимости связано с процессами диффузии, подобными тем, которыми пытаются объяснить аномалии химического состава у Ар-звезд.

В заключение следует подчеркнуть, что обсуждавшиеся выше результаты относятся к обычным звездам спектральных классов O6—B8 и классов светимости V—III. Вместе с тем известно относительно небольшое количество пекулярных звезд ранних спектральных классов, показывающих значительный избыток или дефицит гелия. Причины таких аномалий не всегда еще достаточно уверенно выяснены.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE HELIUM ABUNDANCE VARIATIONS IN THE ASSOCIATIONS AND CLUSTERS OF OB STARS

L. S. LYUBIMKOV

The method proposed in [3, 5] for helium abundance determination in atmospheres of O6-B2 stars is extended to the region of later B stars. As a result of this procedure 1) more accurate $N(\text{He})/N(\text{H})$ values are obtained for O-associations and young clusters considered

earlier and 2) helium abundance is determined for some new groups of hot stars. On the whole 138 stars of spectral types O6.5-B8 and luminosity classes V—III are investigated. The conclusion of previous works [4, 5] that helium abundance tends to increase with the age of stellar groups is confirmed.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Shipman, S. E. Strom, Bull. Amer. Astron. Soc., 1, 362, 1969.
2. D. M. Peterson, H. L. Shipman, Ap. J., 180, 635, 1973.
3. А. С. Любимков, Изв. КрАО, 52, 49, 1974.
4. А. С. Любимков, Письма АЖ, 1, № 11, 29, 1975.
5. А. С. Любимков, Изв. КрАО, 55, 112, 1976.
6. P. E. Nissen, Astron. Astrophys., 36, 57, 1974.
7. R. Schild, D. M. Peterson, J. B. Oke, Ap. J., 166, 95, 1971.
8. B. Strömberg, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 433, 1966.
9. D. Mihalas, Ap. J., 176, 139, 1972.
10. D. Mihalas, A. J. Barnard, J. Cooper, E. W. Smith, Ap. J., 190, 315, 1974.
11. D. Mihalas, Non-LTE Model Atmospheres for B and O Stars, NCAR Tech. Notes STR-76, Boulder, Colorado, 1972.
12. Н. М. Копылов, Изв. КрАО, 20, 123, 1958.
13. D. Crampton, A. Lett, F. Younger, Publ. Dom. Astrophys. Obs., Victoria, 14, 151, 1973.
14. D. L. Crawford, J. V. Barnes, J. C. Golson, A. J., 76, 1058, 1971.
15. O. Vilhu, Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser. A, VI, Physica, No. 394, 1972.
16. P. S. Osmer, D. M. Peterson, Ap. J., 187, 117, 1974.
17. J. Norris, Ap. J. Suppl., 23, 213, 1971.
18. N. A. Higginbotham, P. Lee, Astron. Astrophys., 33, 277, 1974.
19. D. A. Klingle Smith, K. Hunger, R. C. Bless, R. L. Millis, Ap. J., 159, 513, 1970.
20. А. С. Любимков, Астрофизика, 11, 553, 1975.
21. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Publ. US Naval Obs., 21, 1, 1968.
22. S. C. Simonson, Ap. J., 154, 923, 1968.
23. M. F. Walker, Ap. J. Suppl., 2, 365, 1956.
24. A. Guttierrez-Moreno, H. Moreno, Ap. J. Suppl., 15, 459, 1968.
25. E. Lindemann, B. Hauck, Astron. Astrophys. Suppl., 11, 119, 1973.
26. A. Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213, 1964.
27. O. J. Eggen, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 3, 235, 1965.
28. А. А. Боярчук, Изв. КрАО, 17, 89, 1957.
29. U. Stinnerstad, Stockholms Obs. Ann., 21, No. 6, 1961.
30. А. А. Боярчук, в сб. «Явления нестационарности и звездная эволюция», Наука, М., 1974, гл. 3.
31. D. L. Crawford, J. V. Barnes, J. C. Golson, A. J., 76, 621, 1971.
32. S. S. Huang, O. Struve, Ap. J., 123, 231, 1956.
33. O. Struve, J. Sahade, C. R. Lynds, S. S. Huang, Ap. J., 125, 115, 1957.
34. B. N. G. Guthrie, Publ. Roy. Obs. Edinburgh, 3, 83, 1963.
35. D. L. Crawford, Ap. J., 137, 523, 1963.
36. J. Ruprecht, Trans. IAU, 12B, 347, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ИНЕРЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН, Р. РУДОЛЬФ

Поступила 8 июля 1975

Пересмотрена 1 ноября 1975

Рассмотрен инерционный механизм генерации магнитного поля в пульсарах. Показано, что при наличии малой концентрации электронов по отношению к барионам возможна генерация магнитных полей порядка 10^{10} гаусс в электронно-барионной фазе. Время нарастания магнитного поля составляет $10^3 \div 10^6$ лет.

1. *Введение.* В работе [1] был предложен инерционный механизм генерации магнитного поля и оценено стационарное значение магнитного поля. Остался открытым вопрос о возможности нарастания поля до этого значения. Не было определено время нарастания поля. Этим двум вопросам посвящена данная статья.

Мы считаем, что пульсар является вращающейся нейтронной звездой, состоящей из твердой коры, которая имеет внутреннюю «Аеп» и наружную «Ае» фазы, и электронно-барионной жидкости [2].

Из наблюдений за пульсарами известно, что их период со временем увеличивается. Предположим, что это есть следствие уменьшения угловой скорости коры пульсара. Мы покажем ниже, что электронная вязкость в электронно-барионной фазе гораздо больше барионной. Тогда изменению движения коры сначала будет следовать электроны, потом—барионы. Вследствие относительного движения электронного и барионного газов появится азимутальный электрический ток, который приведет к появлению магнитного поля. Это один из известных эффектов генерации магнитного поля, обусловленный различием значений коэффициентов вязкости для компонент с разными знаками заряда [12]. Нами будет показано, что в известную формулу для магнитного поля (30) вместо массы протона войдет эффективная масса $m_{эфф} = m_p n_n / n_e$.

В начале этой работы обсуждается, при каких условиях динамическая вязкость электронов больше динамической вязкости барионов. При этом предполагается, что все компоненты электронно-барионного газа являются сильно вырожденными и нерелятивистскими. Далее, используя соотношения между вязкостями, выводится обобщенный закон Ома. Потом решается пространственно-временное уравнение для магнитного поля и обсуждаются возможности получения сильных магнитных полей в пульсарах.

2. *Электронная и барионная вязкости в нейтронных звездах.* В работе [3] показано, что динамическая вязкость сильно вырожденного нерелятивистского ферми-газа имеет вид:

$$\eta_i = \frac{9\pi^2 \hbar^9 n_i^2}{100 m_i^4 (kT)^2 x_i^2 Z(\gamma_i)} \quad (1)$$

где $i=e, B$; B —обозначает определенный сорт барионов, m_i —масса частицы, n_i —плотность частиц, T —температура газа, k —постоянная Больцмана,

$$Z(\gamma_i) = \int_0^1 \frac{x dx}{\sqrt{1-x^2}} \left[\frac{\gamma_i^2 + \gamma_i x^2 + 0.2 x^4}{x^2 (x^2 + 2\gamma_i)} \ln \left(1 + \frac{x^2}{\gamma_i} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \gamma_i &= \frac{1}{4 (3\pi^2)^{2/3} n_i^{2/3} \lambda_i^2}, \\ x_i &= \begin{cases} -g^2, & i=B \\ e^2, & i=e \end{cases} \\ \lambda_i &= \begin{cases} \lambda_B, & i=B \\ \lambda_e, & i=e. \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь g — постоянная сильного взаимодействия, $\lambda_B = 1.25 \cdot 10^{-13}$ см — радиус действия ядерных сил, λ_e — радиус Томаса-Ферми для электронов. При получении формулы (1) для коэффициента вязкости барионов и электронов методом Чепмэна—Энскога [3] были использованы соответственно ядерный потенциал Юкавы

$$U(r) = - (g^2/r) e^{-\frac{r}{\lambda_B}}$$

и экранированный кулоновский потенциал

$$U(r) = - (e^2/r) e^{-\frac{r}{\lambda_e}}.$$

Из вида потенциалов видно, что коэффициенты вязкости барионов и электронов отличаются друг от друга значениями параметров $e, g, \lambda_e, \lambda_B$. Используя формулы (1)—(3), получаем

$$\frac{\eta_e}{\eta_B} = \left(\frac{n_e}{n_B}\right)^3 \left(\frac{m_B}{m_e}\right)^4 \left(\frac{g^2}{e^2}\right)^2 \frac{Z(\gamma_B)}{Z(\gamma_e)}. \quad (4)$$

Рассмотрим три случая, которые понадобятся нам в дальнейшем. Если барионный газ состоит из нормальных протонов и сверхтекучих нейтронов, $\eta_B = \eta_p$, то есть вязкость барионов равна вязкости протонов, так как вязкость сверхтекучих нейтронов равна нулю. Тогда при $n_e = n_p$ из формулы (4) получаем:

$$\frac{\eta_e}{\eta_B} \gg 1. \quad (5)$$

Соотношение (5) удовлетворяется для всех плотностей, рассматриваемых нами.

Если же нейтроны также нормальные, то вязкость барионного газа равна вязкости нейтронного газа, $\eta_B = \eta_n$. Принимая $n_n = 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $g^2/e^2 = 14 \cdot 137$, $\lambda_B = 1.25 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, получим $\gamma_n = 0.085$, $Z(\gamma_n) = 0.08$. Тогда условие (5) выполняется при плотности электронов

$$n_e \gg \left[\frac{2 (3\pi^2)^{8/3} \hbar^4 n_n^3}{225 \cdot 9\pi^2 e^4 m_n^2 Z(\gamma_n)} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 \left(\frac{e^2}{g^2}\right)^2 \right]^{3/7} \approx 9 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}.$$

Наконец, если барионный газ состоит из нейтронов, протонов и Σ^- гиперонов, причем $n_n = n_p = n_\Sigma = n/3$, то для оценок можно заметить такую смесь газом, состоящим из одного сорта частиц, массы $m_B = (m_n + m_p + m_\Sigma)/3 = 1025 \text{ Мэв}$ и плотности n . Принимая, что $n = 10^{38} \text{ см}^{-3}$ и учитывая, что $\lambda_e^2 = 8.88 \cdot 10^{-26} \text{ см}^{-2}$, получим $\gamma_e \gg \eta_B$ даже тогда, когда плотность электронов на десять порядков меньше плотности нейтронов.

3. *Обобщенный закон Ома в электронно-барионной фазе.* Напишем уравнения движения для электронов и барионов с учетом вязкости, учитывая, что плотность и температура постоянны во времени и в пространстве.

$$\rho_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + \rho_e (\vec{v}_e \nabla) \vec{v}_e = -en_e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_e \vec{H}] \right) + \vec{F}_e - \vec{P}_{Be}, \quad (6)$$

$$\rho_B \frac{\partial \vec{v}_B}{\partial t} + \rho_B (\vec{v}_B \nabla) \vec{v}_B = en_e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_B \vec{H}] \right) + \vec{F}_B + \vec{P}_{Be}. \quad (7)$$

Здесь ρ_i — плотность массы, $\vec{P}_{Be}$ — плотность полного импульса, приобретенного барионами в результате столкновений с электронами, $\vec{F}_i$ — вяз-

кая сила, представляющая производную вязкого тензора натяжений по координатам. Отметим, что при получении системы уравнений (6) и (7) учитывалось, что из-за сильного взаимодействия все барионы движутся одинаковым образом (времена релаксации барионов порядка 10^{-17} сек [4]).

Вещество звезды считается нейтральным.

Складывая уравнения (6) и (7), получаем

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_e (\vec{v}_e \nabla) \vec{v}_e + \rho_B (\vec{v}_B \nabla) \vec{v}_B = \frac{1}{c} [\vec{j} \vec{H}] + \vec{F}_e + \vec{F}_B, \quad (8)$$

где $\rho = \rho_e + \rho_B$, $\vec{u} = (\rho_e \vec{v}_e + \rho_B \vec{v}_B) / \rho$ — скорость центра масс, $\vec{j} = en_e (\vec{v}_B - \vec{v}_e)$ — плотность тока. Умножая уравнение (6) на ρ_B и вычитая его из уравнения (7), предварительно умноженного на ρ_e , имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_e \rho_B}{en_e} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \rho_e \rho_B [(\vec{v}_B \nabla) \vec{v}_B - (\vec{v}_e \nabla) \vec{v}_e] = \rho n_e e \vec{E} + \frac{en_e \rho_e}{c} [\vec{v}_B \vec{H}] + \\ + \frac{en_e \rho_B}{c} [\vec{v}_e \vec{H}] + \rho_e \vec{F}_B - \rho_B \vec{F}_e + \rho \vec{P}_{Be} \end{aligned} \quad (9)$$

Складывая уравнения (8) и (9) и учитывая, что $|\vec{F}_e| \gg |\vec{F}_B|$ (это следует из формулы (5)), получаем уравнение для тока:

$$\begin{aligned} \vec{j} + \frac{m_e m_{\text{эфф}} \sigma}{e^2 \rho} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \sigma \left(\vec{E} - \frac{m_{\text{эфф}}}{e} [\vec{\Omega} \vec{r}] + \frac{1}{c} [[\vec{\Omega} \vec{r}] \vec{H}] \right) + \\ + \frac{m_e \sigma}{ec \rho} [\vec{j} \vec{H}] - \frac{\rho_B \sigma}{ne} \left(\left(\vec{u} + \frac{m_e \vec{j}}{e \rho} \right) \nabla \right) \left(\vec{u} + \frac{m_e \vec{j}}{e \rho} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь мы подставили [5]

$$\vec{P}_{Be} = - \frac{en_e}{\sigma} \vec{j},$$

где σ — проводимость вещества в электронно-барионной фазе. В формуле

(10) член $(-m_{\text{эфф}}/e)[\vec{\Omega} \vec{r}]$ представляет собой напряженность эффективного электрического поля, обусловленного силами инерции, где $m_{\text{эфф}} = \rho_B / n_e$.

Скорость движения вещества $\vec{u} = [\vec{\Omega} \vec{r}]$, где $\vec{\Omega}(t)$ — угловая скорость электронно-барионного газа. Так как эта фаза замедляется позже, чем внешняя кора, то $\vec{\Omega}$ отличается от наблюдаемой угловой скорости пульсара $\vec{\Omega}_0(t)$, но

естественно предполагать, что $\dot{\vec{\Omega}}_0 = \dot{\vec{\Omega}}$. В дальнейшем принимаем, что $\dot{\vec{\Omega}}(t) = \dot{\vec{\Omega}}(0)e^{-i\delta t} = -\dot{\vec{\Omega}}(0)e^{-i\delta t} \vec{e}_z$, где $\delta = \dot{p}/p = \text{const}$, $\Omega = 2\pi/p$, причем p — период пульсара.

Холловский член в формуле (10) $(m_e c / e c r) [\vec{j} \vec{H}]$ всегда мал по сравнению с другими, так что мы им пренебрегаем, а также отбрасываем последний член, потому что он в дальнейшем тождественно обращается в нуль.

Решение уравнения (10) с начальным условием $\vec{j}(t=0) = 0$ имеет вид:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \beta e^{-\beta t} \int_0^t \tau e^{\beta \tau} \left\{ \vec{E} - \frac{m_{\text{эфф}}}{e} [\dot{\vec{\Omega}} \vec{r}] + \frac{1}{c} [[\vec{\Omega} \vec{r}] \vec{H}] \right\} d\tau, \quad (11)$$

где

$$\beta = \frac{e^2 \eta}{m_e m_{\text{эфф}} c}.$$

4. *Решение уравнений Максвелла.* Напишем уравнения Максвелла для рассматриваемого случая. Полная система уравнений поля внутри звезд есть

$$\Delta \vec{H} = -\frac{4\pi}{c} \text{rot } \vec{j}, \quad (12)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0, \quad (13)$$

$$\text{rot } \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (14)$$

где плотность тока задается уравнением (11). Компоненты тока j_r и j_θ положим равными нулю. Тогда, учитывая, что из-за симметрии задачи все физические величины не зависят от азимутального угла φ , из уравнений Максвелла получим, что $H_z = 0$.

Из формулы (11) также следует

$$E_r = -\frac{\Omega}{c} r H_\theta \sin \theta,$$

$$E_\theta = -\frac{\Omega}{c} r H_r \sin \theta. \quad (15)$$

Подставляя (15) в уравнение (14), получим:

$$\sin \theta \frac{\partial}{\partial r} (r^2 H_r) = -r \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\theta \sin \theta). \quad (16)$$

Условие (16) совпадает с уравнением (13). Выражение для тока (11) можно преобразовать к следующему виду:

$$\vec{j} = \sigma \beta e^{-\beta t} \int_0^t e^{\beta \tau} \left\{ E_\tau \vec{e}_\tau - \frac{m_{\text{эфф}}}{e} [\vec{\Omega} \vec{r}] \right\} d\tau. \quad (17)$$

Используя формулу (17), получим уравнение магнитного поля:

$$\Delta \vec{H} = \alpha^2 \vec{H} - \alpha^2 \beta e^{-\beta t} \int_0^t e^{\beta \tau} \vec{H} d\tau + F \vec{\Omega} (0) (e^{-\alpha^2 t} - e^{-\beta t}), \quad (18)$$

где $\alpha^2 = 4\pi\sigma\beta/c^2$, $F = 8\pi\sigma m_{\text{эфф}}/ec$. При выводе уравнения (18) учитывалось, что $\beta \gg \alpha^2$. Решение этого уравнения будем искать в виде

$$\vec{H} = -\vec{H}_0 e^{-\beta t} + \sum_{n=0}^{\infty} \vec{H}_n t^n e^{-\beta t}, \quad (19)$$

где H_n не зависит от времени. Подставляя (19) в (18), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{H}_0 + \alpha^2 \vec{H}_0 &= -F \vec{\Omega} (0), \\ \Delta \vec{H}_n &= \alpha^2 \vec{H}_n - \frac{\alpha^2 \beta}{n} \vec{H}_{n-1} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\alpha^2 = \frac{4\pi\sigma\beta}{c^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Эта система уравнений является приближенной, так как мы предполагаем, что ρ , T , σ не меняются в пространстве и во времени. Поэтому нахождение точного решения не имеет особого смысла. Принимая, что $\Delta \vec{H}_n = -\vec{H}_n/R^2$, где R — радиус звезды и учитывая, что $\alpha^2 R^2 \gg 1$, получим

$$\vec{H}_n = \left[\beta \left(1 - \frac{1}{\alpha^2 R^2} \right) \right]^n \frac{\vec{H}_0}{n!}. \quad (21)$$

Окончательно имеем:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \left(e^{-\frac{\alpha^2 t}{4\pi\sigma R^2}} - e^{-\beta t} \right), \quad (22)$$

$$\Delta \vec{H}_0 + \lambda^2 \vec{H}_0 = -F \vec{\Omega} (0) \quad (23)$$

$$\operatorname{div} \vec{H}_0 = 0. \quad (24)$$

Магнитное поле в (22) состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое в скобках описывает уменьшение магнитного поля из-за джоулевых потерь, а второе — инерционный источник магнитного поля. Поле достигает максимума при $t \sim \delta^{-1}$ и существенно не меняется, пока $t \leq 4\pi\sigma R^2/c^2 \approx 10^3 \div 10^5$ лет, если $R \approx 10^8$ см, $\sigma \gg 10^{23}$ сек $^{-1}$ [6]. Величина δ^{-1} различна для разных пульсаров, однако для большинства из них она изменяется в интервале $10^3 \div 10^5$ лет.

Для нахождения величины магнитного поля на поверхности звезды нужно получить решение уравнения (23) и сшить его с решением внешней задачи. Аксиально-симметричное решение уравнения (23) имеет вид:

$$\begin{aligned} H_{0,r} &= 2B \frac{J_{3/2}(\lambda r)}{(\lambda r)^{3/2}} \cos \theta + \frac{2m_{\text{эфф}}}{e\delta} \dot{\Omega}(0) \cos \theta, \\ H_{0,\theta} &= B \left[\frac{J_{3/2}(\lambda r)}{(\lambda r)^{3/2}} - \frac{J_{5/2}(\lambda r)}{(\lambda r)^{5/2}} \right] \sin \theta - \frac{2m_{\text{эфф}}c}{e\delta} \dot{\Omega}(0) \sin \theta, \end{aligned} \quad (25)$$

где $J_l(x)$ ($l = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$) — сферические функции Бесселя, B — постоянная интегрирования.

Решение уравнений магнитного поля вне звезды

$$\begin{aligned} \Delta \vec{H}_a &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{H}_a &= 0, \end{aligned} \quad (26)$$

будем искать в виде

$$\vec{H}_a = \vec{H} \left(e^{-\frac{c^2 t}{4\pi\sigma R^2}} - e^{-\delta t} \right).$$

Тогда для $\vec{H}$ получаем дипольное решение:

$$\begin{aligned} H_r &= \frac{2p}{r^3} \cos \theta, \\ H_\theta &= \frac{p}{r^3} \sin \theta. \end{aligned} \quad (27)$$

Из условий сшивки определяем дипольный момент p и постоянную интегрирования B

$$\begin{aligned} p &= - \frac{m_{\text{эфф}} c \dot{\Omega}(0) R^3 J_{5/2}(iR)}{e \dot{\Omega}} \cdot \\ B &= - \frac{3m_{\text{эфф}} c}{e \dot{\Omega}} \frac{(iR)^{1/2} \dot{\Omega}(0)}{J_{1/2}(iR)}, \end{aligned} \quad (28)$$

Магнитное поле на поверхности звезды определяется следующей формулой:

$$H = \frac{m_{\text{эфф}} c \dot{\Omega}(0)}{e \dot{\Omega}} \left| \frac{J_{5/2}(iR)}{J_{1/2}(iR)} \right| \cdot \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}. \quad (29)$$

Учитывая асимптотику сферических функций Бесселя, окончательно получим:

$$H = \frac{m_{\text{эфф}} c}{e} \dot{\Omega}(0) \quad \text{при } iR \gg 1, \quad (30)$$

$$H = \frac{3\pi m_{\text{эфф}} c R^2 \dot{\Omega}(0)}{5ec} \quad \text{при } iR \ll 1. \quad (31)$$

Здесь $\dot{\Omega}(0) = \dot{\Omega}(0) \dot{\Omega}^{-1}$.

Второй случай, наверно, не реализуется, потому что из условия $iR \ll 1$ следует, что время возрастания поля больше времени жизни пульсаров, то есть $\dot{\Omega}^{-1} \gg 4\pi\sigma R^2/c^2 \approx 10^9$ лет.

5. *Эффективная масса.* Угловая скорость вращения $\dot{\Omega}(0)$ не может превышать 10^4 сек^{-1} , так как $\dot{\Omega}(0)R < c$. Это означает, что большие магнитные поля могут генерироваться только при наличии больших эффективных масс. Большие эффективные массы получаются тогда, когда в электронно-барионной фазе плотность электронов гораздо меньше плотности барионов. В обычной «пре» фазе отношение $n_n/n_e \approx 10^3$ [2], тогда магнитное поле не может превосходить 10^3 гаусс . Поэтому обсудим некоторые возможности увеличения эффективной массы.

Рассмотрим сначала нейтронные звезды, у которых нет гиперонного ядра. Допустим, что нейтроны находятся в сверхтекучем состоянии, а протоны — в нормальном [7]. Получим химический потенциал нейтронов в сверхтекучем состоянии. Используя определение [8] и то обстоятельство, что при $T \rightarrow 0$ энтропия $s \rightarrow 0$, имеем для химического потенциала следующее выражение:

$$\mu = \left(\frac{\partial W}{\partial n} \right)_{T, V}, \quad (32)$$

где W — плотность энергии. Согласно теории БКШ [9] разность плотностей энергий нормального и сверхтекучего состояний равна

$$W_H - W_c = \frac{1}{2} N(0) \Delta_0^2. \quad (33)$$

Здесь $N(0) = m_n^* p_n / 2\pi^2 \hbar^3$ — плотность одночастичных состояний с данной ориентацией спина, взятых на поверхности Ферми, Δ_0 — энергетическая щель нейтронов при 0 °К, p_n — Ферми-импульс нейтронов, m_n^* — эффективная масса нейтрона. В работе [10] приводятся оценочные значения матричного элемента взаимодействия $V = 2 \cdot 10^{-42} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ и $N(0) = (0.5 - 2) \cdot 10^{42} / \text{эрг}^{-1} \text{см}^{-3}$ для „пре“ фазы нейтронных звезд. Следовательно $N(0)V > 1$, и можно использовать для оценок формулу для величины щели теории БКШ в случае сильной связи [9]

$$\Delta_0 = \varepsilon_0 N(0) V, \quad (34)$$

где $\varepsilon_0 = p_n \hbar / m_n^* a$ — ширина эффективной области взаимодействия [10], $a = 10^{-13} \text{ см}$ — радиус действия ядерных сил. Подставляя (33) и (34) в формулу (32), получим

$$n_c = n_H - \frac{5m_n^* V^2 p_n^2}{16 a^2 \pi^4 \hbar^4}. \quad (35)$$

С учетом формулы (35) уравнение, определяющее концентрацию частиц в „пре“ фазе [2], сведется к виду

$$m_p c^2 + \frac{p_p^2}{2m_p^*} + V_p(0) + \varepsilon_e = m_n c^2 + \frac{p_n^2}{2m_n^*} + V_n(0) - \frac{5m_n^* V^2 p_n^2}{16 a^2 \pi^4 \hbar^4}. \quad (36)$$

Здесь m_p^* — эффективная масса протона, ε_e — Ферми-энергия электронов, p_n и p_p — Ферми-импульсы нейтронов и протонов, $V_i(0)$ — постоянная часть потенциала, не зависящая от импульса. Далее мы будем считать, что $V_n(0) = V_p(0)$. Для плотности нейтронов n_n находим

$$n_n = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} \left[\frac{(m_n - m_p) c^2 - \varepsilon_e - \frac{p_p^2}{2m_p^*}}{\frac{5m_n^* V^2}{16 a^2 \pi^4 \hbar^4} - \frac{1}{2m_n^*}} \right]^{3/2}. \quad (37)$$

При $n_c = n_p = 10^{30} \text{ см}^{-3}$, $V = 2 \cdot 10^{-42} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, $a = 1.93 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ [10], $m_n^* = 0.7 m_n$ получаем для плотности нейтронов 10^{18} см^{-3} . Таким образом, относительная концентрация n_n/n_c может быть порядка 10^8 ,
11—132

что приводит к магнитному полю порядка 10^5 гаусс. Приведенная оценка щели является весьма грубой, и этот вопрос требует дальнейшего количественного рассмотрения.

Если нейтроны также являются нормальными, а $V_n(0)$ и $V_p(0)$ зависят от отдельных концентраций n_n и n_p , то возможно, что $V_n(0) \neq V_p(0)$. При $|V_n(0)| - |V_p(0)| \approx 70$ Мэв плотность нейтронов может быть на $7 \div 8$ порядков выше электронной.

В работе [11] рассматривается „ $\text{np}\pi^-$ “ фаза, которая состоит из нейтронов, протонов и π^- -мезонов. Здесь малая добавочная концентрация электронов тоже может привести к большим эффективным массам. Для количественного определения эффективной массы необходимо рассмотреть термодинамическое состояние смеси из нейтронов, протонов, электронов и π^- -мезонов.

Рассмотрим теперь нейтронные звезды с гиперонным ядром. Для простоты будем считать, что имеются только нейтроны, протоны, электроны и Σ^- -гипероны. Уравнения, определяющие плотность этих частиц имеют вид [2]:

$$\begin{aligned} m_n c^2 + 2T_n + V_n(0) &= m_p c^2 + 2T_p + V_p(0) + \epsilon_e \\ m_n c^2 + 2T_n + V_n(0) &= m_\Sigma c^2 + 2T_\Sigma + V_\Sigma(0) - \epsilon_e \\ n_p &= n_e + n_\Sigma \\ n_p + n_n + n_\Sigma &= n \end{aligned} \quad (38)$$

где $T = p^2/2m$, n — полная концентрация барионов. Принимая

$$V_n(0) + m_n c^2 \approx m_p c^2 + V_p(0), \quad n_e \approx 0,$$

получим

$$\Delta = |V_\Sigma(0)| - |V_n(0)| = (m_\Sigma - m_n) c^2 - 3^{2/3} \pi^{4/3} \hbar^2 n^{2/3} \frac{m_\Sigma - m_n}{m_\Sigma m_n}. \quad (39)$$

Отсюда для $n = 10^{36}, 10^{39}, 10^{40} \text{ см}^{-3}$ получаем $\Delta = 250; 218.6; 75.5$ Мэв соответственно. Если из-за разности масс нуклона и Σ^- -гиперона Δ может достигать таких значений, то концентрация электронов будет малой и возникнут магнитные поля порядка $10^8 \div 10^{10}$ гаусс.

Ереванский государственный
университет

INERTIAL MECHANISM OF THE MAGNETIC FIELD
GENERATION IN PULSARS

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN, R. RUDOLPH

Inertial mechanism of the magnetic field generation in pulsars is considered. It is shown, that when the concentration of the electrons is less than the concentration of the barions, generation of the magnetic field of the order of 10^{10} gauss is possible. The time of increase of the magnetic field is $10^3 - 10^6$ years.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 8, 557, 1972.
2. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
3. Д. М. Седракян, Р. Рудольф, *Ученые записки ЕГУ (в печати)*, 1975.
4. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, *Nature*, 224, 673, 1969.
5. А. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, Мир, М., 1965.
6. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, *Nature*, 224, 674, 1969.
7. Ю. М. Брук, *Астрофизика*, 9, 237, 1973.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, М., 1964.
9. Дж. Шриффер, *Теория сверхпроводимости*, Наука, М., 1970.
10. В. А. Гинабург, Д. А. Киржниц, *ЖЭТФ*, 47, 2006, 1964.
11. D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 386, 1972.
12. Дж. Данжи, *Космическая электродинамика*, Госатомиздат, М., 1961.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О СНЯТИИ ВЫРОЖДЕНИЯ И ПРИБЛИЖЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ХОЛОДНОЙ ПЛОТНОЙ ЗВЕЗДЫ С ВМОРОЖЕННЫМ СВЕРХСИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Г. А. ШУЛЬМАН, В. С. СЕКЕРЖИЦКИЙ

Поступила 31 января 1975

Пересмотрена 19 мая 1975

В работе вычислен уровень Ферми холодного релятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле. Показано, что сверхсильное магнитное поле способствует снятию его вырождения. Определяется значение напряженности магнитного поля, снижающее вырождение релятивистского электронного газа при массовой плотности вещества, соответствующей порогу появления свободных нейтронов. Сравнением кулоновской энергии электронов с их фермиевской кинетической энергией в сверхсильном магнитном поле, оценивается предельное значение напряженности магнитного поля, при котором ультрарелятивистский электронный газ перестает быть идеальным.

1. *Введение.* Как известно, у поверхности открытых недавно пульсаров напряженность магнитного поля достигает величины порядка 10^{10} — 10^{14} гс, а возможно и большей. Вполне вероятно, что магнитное поле пульсара вмерзено в вещество.

Согласно [1], в астрофизических коллапсирующих объектах возможны вмерзшие магнитные поля, достигающие колоссальной величины.

Это обстоятельство и позволяет поставить вопрос о свойствах плотного вещества в присутствии сверхсильных магнитных полей.

Некоторые задачи, связанные с исследованием свойств электронного газа в широком интервале температур и плотностей при наличии квантующих магнитных полей и некоторые их астрофизические приложения рассматривались в [2—4].

Свойства холодного релятивистского электронного газа в квантующих и сверхсильных магнитных полях и некоторые их астрофизические приложения были рассмотрены ранее в [5—8].

В этой работе мы определим уровень Ферми холодного релятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле и покажем, что сверхсильное магнитное поле способствует снятию его вырождения.

Затем мы оценим напряженность замороженного сверхсильного магнитного поля, которое снимает вырождение релятивистского электронного газа в недрах холодной плотной звезды при плотности вещества, соответствующей порогу появления свободных нейтронов. Далее мы определим условия, изменяющие приближение идеального электронного газа в сверхсильных магнитных полях.

Мы исходим из предположения, что плотное вещество холодной звезды полностью ионизировано, электроны свободны и имеют релятивистские энергии.

Под квантуемыми магнитными полями понимаем такие поля, в результате действия которых на свободный электрон возникают квантованные уровни энергии Ландау. Под сверхсильными магнитными полями будем понимать такие поля, которые заметным образом изменяют химический потенциал и энергию холодного релятивистского электронного газа.

Задача о вырождении холодного нерелятивистского электронного газа в магнитном поле рассматривалась в [9].

2. Сверхсильное магнитное поле для холодного релятивистского электронного газа и снятие вырождения. Если релятивистский электронный газ находится в квантующем однородном магнитном поле, направленном по оси OZ, то энергетический спектр электрона определяется выражением [10]:

$$\varepsilon(p_z, H) = [m_e^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 2mc^2 [\mu_B H(2n+1) \pm \mu_B H]]^{1/2}, \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ — квантовые числа, нумерующие уровни Ландау,

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ — магнитный момент электрона, масса и заряд которого соответственно m_e и e , $\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света.

Химический потенциал и средняя энергия μ , E холодного релятивистского электронного газа плотности n_e определяются соотношениями [5, 6]:

$$\mu(H, 0) = c [m_e^2 c^2 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} x^2 [R_2(x)]^{-2/3}]^{1/2}, \quad (2)$$

$$E(H, 0) = \frac{N_e}{2} [2xR_2(x) - R_1(x)][R_2(x)]^{-4/3}. \quad (3)$$

Здесь $\mu_0 = [m_e^2 c^2 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 c^2 n_e^{2/3}]^{1/2}$ — химический потенциал релятивистского электронного газа при отсутствии внешних воздействий,

$$R_1(x) = \frac{3}{2} \left\{ x^2 + 2 \sum_{n=1}^l \left(x \sqrt{x^2 - 2n} - n \ln \frac{|x + \sqrt{x^2 - 2n}|}{|x - \sqrt{x^2 - 2n}|} \right) \right\}, \quad (4)$$

$$R_2(x) = \frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right) \quad (5)$$

поправочные множители, учитывающие действие квантующего магнитного поля на холодный релятивистский электронный газ, где

$$x^2 = \frac{\mu_0^2 - m_e^2 c^4}{2m_e c^2 \mu_B H}. \quad (6)$$

Формулы (2) и (3) дают в параметрическом виде зависимость $\mu(H, 0)$ и $E(H, 0)$ от $\frac{\mu_0^2 - m_e^2 c^4}{2m_e c^2 \mu_B H}$.

В квантующих магнитных полях величины $\mu(H, 0)$ и $E(H, 0)$ имеют осциллирующий характер и незначительно изменяются с ростом напряженности магнитного поля H . Квантующий характер магнитного поля для релятивистского электронного газа проявляется для $0 < x^2 \leq 10$ [6]. Если $0 < x^2 < 2$, то

$$R_1(x) = \frac{3}{2} x^2 \quad \text{и} \quad R_2(x) = \frac{3}{2} x \quad (7)$$

и в ультрарелятивистском пределе ($\mu_0 \gg m_e c^2$)

$$\mu(H, 0) = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/3} \mu_0 x_e^{2/3}, \quad (8)$$

$$E(H, 0) = \frac{N\mu_0}{2} \left(\frac{2}{3}\right)^{1/3} x_e^{2/3}. \quad (9)$$

Из выражений (8) и (9) мы видим, что при $0 < x^2 < 2$ для химического потенциала $\mu(H, 0)$ и энергии $E(H, 0)$ исчезают характерные осцилляции и они резко убывают с ростом напряженности магнитного поля H .

Магнитные поля, для которых при данной плотности числа электронов n_e параметр $0 < x^2 < 2$, мы называем сверхсильными.

Число квантовых состояний электрона с фиксированным значением уровня Ландау n и продольным импульсом в интервале от p_z до $p_z + dp_z$ равно [11]:

$$\frac{e V H}{4\pi^2 \hbar^2 c} dp_z. \quad (10)$$

Из (10) видно, что в квантующем магнитном поле плотность числа квантовых состояний пропорциональна напряженности магнитного поля. В случае сверхсильных магнитных полей это обстоятельство приводит к тому, что с увеличением H уменьшается величина химического потенциала $\mu(H, 0)$, а значит и граничная энергия Ферми. А это, в свою очередь, способствует снятию вырождения релятивистского электронного газа.

3. Критерий вырождения холодного релятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле. Считая концентрацию релятивистского электронного газа заданной, мы можем воспользоваться следующим уравнением для определения границы Ферми ε_F :

$$n_e = \int_0^{\varepsilon_F} f_0(\varepsilon, \mu) g_H(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (11)$$

где $g_H(\varepsilon)$ — плотность числа квантовых состояний, $f_0(\varepsilon, \mu) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) \right]^{-1}$ — равновесная функция распределения электронов по энергетическим состояниям.

При полном вырождении $f_0(\varepsilon, \mu) = 1$ и из (11) с учетом (1) и (10) имеем

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 \hbar^3 c} \sum_{n, s} \int_0^{\varepsilon_F} \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - u^2}} = \\ &= \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 \hbar^3 c} \left(\sqrt{\varepsilon_F^2 - m_e^2 c^4} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{\varepsilon_F^2 - m_e^2 c^4 - 2m_e c^2 \mu_B H 2n} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

В выражении (12) суммирование проводится по n и двум значениям спина электрона и учтено то обстоятельство, что разность $\varepsilon_F^2 - m_e^2 c^4 - 2m_e c^2 [\mu_B H(2n+1) \pm \mu_B H]$ для значений квантового числа $(n-1)$ и спина, направленного по полю, будет равна такой же разности для значения n и спина, направленного против поля, для всех значений n .

В квантовом пределе, когда квантовое число Ландау $n=0$, в формуле (12) следует ограничиться только первым слагаемым, учитывающим спин, направленный в сторону, противоположную направлению магнитного поля H . Последнее утверждение эквивалентно условию

$$\varepsilon_F^2 - m_e^2 c^4 \leq 2m_e c^2 \mu_B H. \quad (13)$$

С учетом выражения (12) условие (13) может быть записано в виде

$$H \geq 2^{2/3} \pi^{4/3} \frac{\hbar c}{e} \frac{n_e^{2/3}}{n_e}, \quad (14)$$

что при заданной концентрации электронов n_e ограничивает магнитное поле снизу.

Из формулы (12) мы легко можем получить выражение уровня Ферми электронов ϵ_F в сверхсильных магнитных полях, если квантовое число Ландау $n=0$ (квантовый предел)

$$\epsilon_F^2 - m^2 c^4 = \frac{(\mu_0^2 - m^2 c^4)^3}{(3mc^2 \mu_B H)^2}. \quad (15)$$

Критерий вырождения электронного газа определяется условием

$$\epsilon_F \gg kT. \quad (16)$$

В релятивистском и ультрарелятивистском случаях соответственно имеем

$$\left| \frac{4}{9} \frac{(\mu_0^2 - m^2 c^4)^3}{(2mc^2 \mu_B H)^2} - m^2 c^4 \right|^{1/2} \gg kT \quad (17)$$

и

$$\frac{2}{3} \frac{\mu_0}{kT} \frac{\mu_0^2}{2mc^2 \mu_B H} \gg 1. \quad (18)$$

Из полученных соотношений видно, что в сверхсильных магнитных полях увеличение напряженности магнитного поля снимает вырождение релятивистского электронного газа.

4. *Приближение идеального газа для релятивистских электронов в сверхсильных магнитных полях.* Считать электронный газ вещества идеальным следует в том случае, если мы вправе пренебречь энергией взаимодействия частиц по сравнению с их кинетической энергией. Средняя энергия кулоновского взаимодействия электрона с электронами и ядрами есть величина одного порядка и приблизительно равна Ze^2/l , где Z — заряд ядра, а $l \approx Z^{1/3} n_e^{-1/3}$ — среднее расстояние между электроном и ядром, n_e — плотность числа электронов. Из-за экранирования средняя энергия взаимодействия электрона с зарядами, находящимися вне сферы радиуса l , равна нулю.

При отсутствии магнитного поля отношение средней энергии взаимодействия к средней кинетической энергии очень мало при больших плотностях и потому приближение идеального газа для электронов вполне оправдано. К тому же, с повышением плотности вещества отклонение электронного газа от идеальности является все более незначительным.

В присутствии сверхсильных магнитных полей положение должно существенно измениться. Это связано с тем обстоятельством, что химический потенциал, средняя энергия идеального релятивистского [5—7] электронного газа уменьшается с ростом напряженности магнитного поля.

Изменение свойств электронного газа в сверхсильном магнитном поле отмечалось в [14], где было показано, что при напряженности магнитного поля больше 10^{12} гс электронный газ высокой плотности переходит к упорядоченной структуре, а происходящий при этом переход является переходом типа вигнеровского.

Электронный газ при температуре абсолютного нуля будет идеальным, если выполнено неравенство

$$\frac{\varepsilon_{\text{кул}}}{\varepsilon} \ll 1. \quad (19)$$

Здесь $\varepsilon_{\text{кул}}$ — энергия кулоновского взаимодействия одного электрона, $\varepsilon = E/N$ — среднее значение фермиевской кинетической энергии, приходящейся на один электрон.

Для ультрарелятивистского электронного газа, находящегося в постоянном и однородном сверхсильном магнитном поле H , условие (19) определяется неравенством:

$$0.77 Z^{2/3} \frac{e^2}{\hbar c} x_e^{-2/3} \ll 1, \quad (20)$$

где

$$x_e^2 = \frac{p_e^2}{2m_e c^2 \mu_B H}.$$

Из условия (20) мы можем найти предельное значение напряженности магнитного поля H , выше которого соответствующий электронный газ во внешнем магнитном поле уже нельзя считать идеальным. Практически достоверным предельное магнитное поле мы можем найти, если положить $\varepsilon_{\text{кул}} \sim 0.1 \varepsilon_F$.

5. Снятие вырождения релятивистского электронного газа в холодной плотной звезде с замороженным сверхсильным магнитным полем.

Согласно современным представлениям пульсар представляет собой звезду с поверхностной плотностью $\rho \approx 10^6$ г·см⁻³ и температурой поверхности $T_0 \approx 10^6$ град. В центре звезды плотность вещества $\rho \approx 10^{14}$ г·см⁻³. Температура звезды как целого, согласно оценкам [12], $T \approx 10^8$ град. Это связано с тем, что при высоких плотностях главную роль в охлаждении вещества начинают играть различные процессы, связанные с испусканием нейтрино, возникающих в результате урка-процессов.

Вмороженное сверхсильное магнитное поле, действуя на заряженные частицы, уменьшает скорость охлаждения звезды, и ее температура с течением времени будет иметь значение $\sim 10^8$ град.

При $T \sim 10^8$ град релятивистский электронный газ в недрах пульсара мы можем считать абсолютно вырожденным.

Чтобы оценить значение напряженности замороженного магнитного поля на поверхности звезды, которое снимает вырождение у релятивистских электронов при этой температуре, выберем в качестве отправной точки порог появления свободных нейтронов в холодной плотной звезде.

Известно, что у порога появления свободных нейтронов при отсутствии магнитного поля граничная энергия электронов, равная их химическому потенциалу, есть $\mu_0 \approx 23$ Мэв. Соответствующее пороговое значение плотности массы $\rho \approx 2.7 \cdot 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ [13].

Используя теперь неравенство (19), мы получим, что при $\rho \approx 2.7 \cdot 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и температуре звезды $T \sim 10^8$ град электронный газ будет вырожденным, если $H \ll 1.7 \cdot 10^{23} \text{ гс}$.

Условие (19) у порога появления свободных нейтронов не будет иметь места, если $H \approx 10^{20} \text{ гс}$. Это значит, что при этом значении напряженности магнитного поля и еще более высоких его значениях вырождение электронного газа снимается.

На поверхности холодной плотной звезды с замороженным магнитным полем его напряженность может быть определена из формулы [1]

$$H = H_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}. \quad (21)$$

Здесь H_0 и ρ_0 — напряженность магнитного поля и плотность вещества на поверхности звезды, а H — напряженность в недрах звезды для плотности вещества ρ .

С учетом того, что $\rho_0 \approx 10^6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\rho \approx 2.7 \cdot 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, а $H \approx 10^{20} \text{ гс}$ из (21) имеем на поверхности звезды $H_0 \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ гс}$.

Как это следует из формулы (20) для ультрарелятивистских электронов при плотностях вещества $\sim 10^9 \div 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, в присутствии сверхсильных магнитных полей соответственно $\sim 10^{16} \div 10^{19} \text{ гс}$ электронный газ уже не будет идеальным. Иными словами, еще до того, как сверхсильное магнитное поле снимает вырождение релятивистского электронного газа, он перестает быть идеальным.

ON THE REMOVAL OF THE DEGENERACY AND THE APPROXIMATION OF THE IDEAL ELECTRON GAS IN THE COLD DENSE STAR WITH FROZEN MAGNETIC FIELD

G. A. SHUL'MAN, V. S. SEKERZITCKI

The Fermi level of the cold relativistic electron gas in superstrong magnetic field is calculated. It is shown that the presence of a superstrong magnetic field leads to the removal of its degeneracy.

The strength of the magnetic field capable to remove the electron gas degeneracy is determined under the assumption that the mass density corresponds to the threshold of the appearance of neutrons.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гинзбург, ДАН СССР, 156, 43, 1964;
В. А. Гинзбург, В. М. Озерной, ЖЭТФ, 47, 1031, 1964.
2. V. Canuto, H. Y. Chin, Phys. Rev., 173, 1210, 1220, 1229, 1968.
3. V. Canuto, D. C. Kelly, Astrophys. Space Sci., 17, 277, 1972.
4. A. G. W. Cameron, V. Canuto, Neutron stars, Goddard Space Flight Center NASA, Bruxelles, 1973.
5. Г. А. Шульман, Изв. вузов, Физика, № 10, 25, 1974.
6. Г. А. Шульман, Астрофизика, 10, 543, 1974.
7. Г. А. Шульман, Астрофизика, 11, 89, 1975.
8. Г. А. Шульман, Изв. вузов, Физика, № 8, 157, 1974. Рукопись депонирована в ВИНТИ. Рег. № 1326—74.
9. А. А. Ансельм, Б. М. Аскеров, ФТТ, 2, 2821, 1960.
10. А. И. Ахизер, В. Б. Бессерескиий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969, стр. 142.
11. Л. Д. Ландау, Собрание трудов, т. I, Наука, М., 1969, стр. 47.
12. Ф. Дейсон, Д. Тер Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Мир, М., 1973, стр. 41.
13. Г. А. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972, стр. 80.
14. I. I. Kaplan, M. G. Glasser, Phys. Rev. Lett., 28, 1077, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ЛУЧИСТАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. Г. ПАВЛОВ, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 25 марта 1976

Получен закон лучистой теплопроводности в среде с магнитным полем. Найдены формулы для коэффициентов лучистой теплопроводности $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ вдоль и поперек поля. Эти коэффициенты вычислены для свободно-свободных переходов при $\hbar\omega_B \ll 7kT$ и $\hbar\omega_B \gg 7kT$ (ω_B — циклотронная частота). В первом случае магнитное поле приводит к уменьшению $D_{\perp}$ на величину $\sim (\hbar\omega_B/7kT)^2$, практически не меняя $D_{\parallel}$ (при заданных плотности и температуре). Во втором случае как $D_{\perp}$, так и $D_{\parallel}$ растут $\propto (\hbar\omega_B/kT)^2$, причем $D_{\perp} > D_{\parallel}$. В оболочках белых карликов анизотропный характер переноса тепла в магнитном поле может приводить к гидродинамическим течениям типа меридиональной циркуляции.

1. *Введение.* Лучистый теплоперенос является одним из основных механизмов переноса энергии в звездах [1]. Он определяет распределение температуры и плотности, скорость остывания и другие параметры звезды. В связи с открытием магнитных белых карликов и нейтронных звезд с очень сильными магнитными полями, достигающими соответственно 10^9 и 10^{14} гаусс, встает вопрос о влиянии таких полей на процесс лучистой теплопроводности.

Этот вопрос до настоящего времени детально не рассматривался. В [2] была получена грубая оценка для коэффициентов поглощения фотонов в очень сильном магнитном поле $\omega_B \gg \omega$ (ω_B — электронная циклотронная частота, ω — частота излучения). Эта оценка была использована в [3] для иллюстрации факта увеличения скорости остывания нейтронных звезд из-за наличия сильного магнитного поля $\hbar\omega_B \gg kT$. Используемый в [2, 3] подход является весьма приближенным. В частности, в этих работах не учитывалось то обстоятельство, что лучистая теплопроводность в магнитном поле носит тензорный характер.

В данной работе выводится уравнение лучистой теплопроводности в среде с магнитным полем (раздел 2). Это уравнение содержит два, вообще

говоря, различных коэффициента теплопроводности $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ вдоль и поперек магнитного поля. При стремлении поля к нулю они переходят в обычный коэффициент лучистой теплопроводности D_0 , определяемый через росселандово среднее [4].

В разделе 3 коэффициенты теплопроводности вычислены для случая, когда основным процессом взаимодействия излучения со средой являются свободно-свободные переходы (тормозные процессы). В сравнительно слабом поле $\hbar\omega_B \ll 7kT$ при данной температуре и плотности $D_{\parallel}$ мало отличается от D_0 , а $D_{\perp}$ уменьшается на величину, пропорциональную $(\hbar\omega_B/7kT)^2$. В очень сильном поле $\hbar\omega_B \gg 7kT$ как $D_{\perp}$, так и $D_{\parallel}$ растут $\propto (\hbar\omega_B/7kT)^2$, причем $D_{\perp} > D_{\parallel}$.

В разделе 4 указаны возможные эффекты, возникающие из-за влияния магнитного поля на лучистый теплоперенос во внешних слоях белых карликов и у поверхности нейтронных звезд. В частности, благодаря тому, что поток энергии излучения в магнитном поле не параллелен градиенту температуры, в белых карликах нарушается условие теплового равновесия вещества и возникают гидродинамические течения типа меридиональной циркуляции.

Отметим, что на перенос энергии частицами вещества (конвекция, электронная теплопроводность) магнитное поле может влиять в большей степени, чем на лучистый теплоперенос. Это влияние, однако, не существенно, если основная доля тепловой энергии переносится излучением.

2. Закон лучистой теплопроводности в магнитном поле. Для вывода закона лучистого теплопереноса в магнитном поле воспользуемся уравнениями переноса излучения. В анизотропной среде коэффициент поглощения излучения зависит от направления его распространения и поляризации. Поэтому вместо уравнений переноса для интенсивности излучения необходимо использовать систему уравнений переноса для поляризационной матрицы плотности излучения $\rho_{\alpha\beta}(n\omega\mathbf{r})$ (n и ω — направление распространения и циклическая частота излучения в точке $\mathbf{r}$; α и β — поляризационные индексы) или параметров Стокса, являющихся линейными комбинациями элементов этой матрицы. Если среда настолько плотная, что функция распределения ее частиц определяется в основном столкновениями с другими частицами, а не взаимодействием их с излучением, то можно использовать приближение локального термодинамического равновесия. Уравнения переноса излучения в этом приближении имеют вид [5]:

$$(n\nabla) \rho_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2} \sum_i (T_{\alpha\gamma} \rho_{\gamma\beta} + \rho_{\alpha\gamma} T_{\gamma\beta}^*) + \frac{1}{4} (T_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}^*) B_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где $T_{\alpha\beta}(n\omega\mathbf{r})$ — матричный коэффициент поглощения (матрица переноса

са), B_ω — функция Планка, индекс «+» означает эрмитовски сопряженную матрицу. Первое слагаемое в правой части (1) описывает поглощение излучения, второе — испускание (рассеянием мы пренебрегаем).

На большом оптическом расстоянии от границ среды излучение слабо отличается от планковского, так что

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} B_\omega + \Delta \rho_{\alpha\beta}, \quad |\Delta \rho_{\alpha\beta}| \ll B_\omega. \quad (2)$$

Подставляя (1) в (2), получим уравнение для матрицы $\Delta \rho_{\alpha\beta}$, описывающей незначительную по интенсивности добавку к планковскому излучению

$$\delta_{\alpha\beta} (n \nabla) B_\omega = - \sum_{\gamma} (T_{\alpha\gamma} \Delta \rho_{\gamma\beta} + \nabla \rho_{\alpha\gamma} T_{\gamma\beta}^+). \quad (3)$$

Решение этого уравнения получается переходом к представлению нормальных волн [6, 7]:

$$\Delta \rho_{\alpha\beta} = - X_{\alpha\beta} (n \nabla) B_\omega, \quad X_{\alpha\beta} = \sum_{j, k, \gamma} u_{\alpha j} u_{j\beta}^{-1} u_{\gamma k}^{-1} u_{k\beta}^+ / (T_j + T_k^*). \quad (4)$$

Здесь u^{-1} — матрица, обратная u ; $j, k = 1, 2$ — индексы необыкновенной и обыкновенной волн, $u_{\alpha j}$ и T_j — собственные векторы и собственные значения матрицы $T_{\alpha\beta}$:

$$\sum_{\beta} T_{\alpha\beta} u_{\beta j} = T_j u_{\alpha j}. \quad (5)$$

Согласно (4), интенсивность излучения, описываемого матрицей плотности (2), равна

$$I(n, \omega, r) = B_\omega - I(\omega, n) \frac{\partial B_\omega}{\partial T} n \operatorname{grad} T, \quad I(\omega, n) = \sum_{\alpha} X_{\alpha\alpha}. \quad (6)$$

Когда анизотропия коэффициентов переноса излучения определяется только магнитным полем, величина $I(\omega, n)$ имеет вид [7]:

$$I(\omega, n) = I(\omega, 0) = \frac{k_I(k_I^2 + x_V^2 + x_Q^2)}{k_I^2(k_I^2 + x_V^2 + x_Q^2 - k_V^2 - k_Q^2) - (k_V x_V + k_Q x_Q)^2}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} 2k_I &= (k_{+1} + k_{-1})(1 + \cos^2 \vartheta) + k_0 \sin^2 \vartheta, \\ 2k_V &= (k_{+1} - k_{-1}) \cos \vartheta, & 4k_Q &= (2k_0 - k_{+1} - k_{-1}) \sin^2 \vartheta, \\ 2x_V &= (x_{+1} - x_{-1}) \cos \vartheta, & 4x_Q &= (2x_0 - x_{+1} - x_{-1}) \sin^2 \vartheta, \end{aligned} \quad (8)$$

ϑ — угол между направлением распространения излучения и магнитным полем, а коэффициенты $k_{\mu}(\omega)$ и $x_{\mu}(\omega)$ ($\mu = 0, \pm 1$) связаны с диагональными элементами тензора поляризуемости среды $\alpha_{\mu}(\omega)$ в циклических координатах соотношением:

$$k_{\mu}(\omega) + ix_{\mu}(\omega) = -2\pi i(\omega/c) \alpha_{\mu}(\omega). \quad (9)$$

Во многих практически важных случаях [8], поляризации нормальных волн ортогональны $\left(\sum_{\alpha} u_{j\alpha}^+ u_{\alpha k} = \delta_{jk}\right)$. Тогда

$$l(\omega\vartheta) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{k^{(1)}} + \frac{1}{k^{(2)}} \right), \quad (10)$$

где

$$k^{(1,2)} = \text{Re } T_{1,2} = k_I \pm \text{Re}[(k_V + ix_V)^2 + (k_Q + ix_Q)^2]^{1/2} \quad (11)$$

— коэффициенты поглощения необыкновенной и обыкновенной волн. Из (10) ясно, что величина $l(\omega\vartheta)$ имеет смысл средней для этих волн длины пробега фэгонов с частотой ω , распространяющихся под углом ϑ к магнитному полю.

Выражение $nl(n\omega r)$, проинтегрированное по всем частотам и направлениям распространения излучения, дает поток лучистой энергии $j(r)$, проходящей через точку r . Используя (6), получим закон лучистой теплопроводности в магнитном поле:

$$j = -D_{\parallel} \nabla_{\parallel} T - D_{\perp} \nabla_{\perp} T, \quad (12)$$

где

$$\nabla_{\parallel} T = b(b \nabla) T, \quad \nabla_{\perp} T = -b \times (b \times \text{grad } T) \quad (13)$$

— составляющие градиента температуры вдоль и поперек магнитного поля, $b(r)$ — единичный вектор, направленный вдоль поля, а

$$D_{\parallel, \perp} = 4\pi \int_0^{\infty} d\omega \frac{\partial B_{\omega}}{\partial T} l_{\parallel, \perp}(\omega) \quad (14)$$

— коэффициенты лучистой теплопроводности вдоль и поперек поля, которые, вообще говоря, различны. Эти коэффициенты определяются величинами:

$$l_{\parallel}(\omega) = \int_0^{\pi/2} l(\omega\vartheta) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta, \quad l_{\perp}(\omega) = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} l(\omega\vartheta) \sin^3 \vartheta d\vartheta, \quad (15)$$

имеющими смысл пробега фотонов (7) с частотой ω , усредненного по направлениям распространения фотонов с квадратом косинуса угла между направлением распространения и осью, направленной вдоль ($\parallel$) или поперек ($\perp$) магнитного поля. При этом $l_{\parallel}(\omega) + 2l_{\perp}(\omega)$ — есть усредненный по направлениям пробег (7).

Коэффициенты теплопроводности можно представить в виде:

$$D_{\parallel, \perp} = 16 \sigma T^3 \bar{l}_{\parallel, \perp}, \quad (16)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, а величины

$$\bar{l}_{\parallel, \perp} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^{\infty} l_{\parallel, \perp}(v) \frac{v^4 e^{-v}}{(1 - e^{-v})^2} dv, \quad v = \frac{\hbar \omega}{kT} \quad (17)$$

представляют собой росселандовы средние [4] от величин (15).

В отсутствие магнитного поля

$$k^{(1, 2)} = k_{\parallel} = k, \quad \chi_{\perp} = \chi, \quad l_0 = 1/k, \quad l_{\parallel} = l_{\perp} = l_0/3 \quad (18)$$

и (12), (14) переходят в известные формулы [4] изотропной лучистой теплопроводности:

$$j = -D_0 \text{grad } T, \quad D_0 = D_{\parallel} = D_{\perp} = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} d\omega \frac{\partial B_{\omega}}{\partial T} l_0(\omega). \quad (19)$$

Отметим, что если коэффициент поглощения одной из нормальных волн много меньше, чем у другой, то, согласно (10), процесс теплопереноса осуществляется квантами именно этой волны.

3. Коэффициенты лучистой теплопроводности для свободно-свободных переходов. Вычислим коэффициенты лучистой теплопроводности для случая, когда основной вклад в поглощение излучения вносят свободно-свободные переходы в магнитоактивной плазме. При этом условии величины (9) можно записать в виде [9]:

$$k_{\parallel} = \frac{\omega_p^2 \nu_{\parallel} kT}{c(\omega - \mu\omega_B)^2 \hbar\omega} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \right], \quad \chi_{\parallel} = \frac{\omega_p^2}{c(\omega - \mu\omega_B)}, \quad (20)$$

где $\omega_p = (4\pi N e^2 / m_e)^{1/2}$ и $\omega_B = eB / m_e c$ — плазменная и циклотронная электронные частоты, а $\nu_0 = \nu_{\parallel}$ и $\nu_{+1} = \nu_{-1} = \nu_{\perp}$ — величины, которые при $\hbar\omega \ll kT$ имеют смысл эффективных частот столкновений вдоль и поперек магнитного поля B . Величины ν_{μ} , вообще говоря, зависят от B и ω .

Ограничимся практически интересным случаем $\omega \gg \nu_{\perp}$, $\omega_B \gg \nu_{\perp}$ и $|\omega - \omega_B| \gg \nu_{\perp}$. В этом случае формулы (20) справедливы для достаточно разреженной плазмы, когда $|\chi_{\perp}| \ll \omega/c$ и показатели преломления нормальных волн слабо отличаются от единицы. При этом поляризации нормальных волн ортогональны [7]. При сделанных ограничениях в формуле (7) можно пренебречь величинами $k_{i,Q,\nu}^2$ по сравнению с $x_Q^2 + x_{\nu}^2$. Учитывая кроме того (20), получим явное выражение для пробега фотонов:

$$l(\omega \parallel) = [\nu^{(0)} l_0(\omega)/2\nu_{\parallel} A(\beta \parallel)] [(1 - \beta^2)^2 \sin^2 \vartheta + \xi(1 + \beta^2)(1 + \cos^2 \vartheta)] (4 \cos^2 \vartheta + \beta^2 \sin^4 \vartheta), \quad (21)$$

$$A(\beta \parallel) = (1 - \beta^2)^2 \cos^2 \vartheta \sin^4 \vartheta + \xi[2(1 + \cos^2 \vartheta) \cos^2 \vartheta + \beta^2(1 + 4 \cos^2 \vartheta - \cos^4 \vartheta) + \beta^4 \sin^4 \vartheta] \sin^2 \vartheta + \xi^2[(1 + \cos^2 \vartheta)^2 + \beta^2 \sin^4 \vartheta] \cos^2 \vartheta,$$

где $\beta = \omega_B/\omega$, $\xi = \nu_{\perp}/\nu_{\parallel}$, а $\nu^{(0)} = \nu_{\parallel} = \nu$ при $B = 0$. Это выражение заметно упрощается, если $\xi = 1$.

Если $\hbar\omega \gg kT$, а величины $\nu_{\perp}$ не зависят от ω , то $l(\omega \parallel) \propto \omega^3$ при $\beta \ll 1$ и $l(\omega \parallel) \propto \omega$ при $\beta \gg 1$. Следовательно, как и обычно при усреднении по методу Росселанда [4], существенный вклад в интегралы (17) вносят значения $\nu \sim 5 \div 7$. Это значит, что перенос тепла осуществляется фотонами с энергией

$$\hbar\omega \sim (5 \div 7) kT, \quad (22)$$

в несколько раз превышающей тепловую. Учет зависимости $\nu_{\perp}$ от ω не изменит эту оценку.

Прежде чем интегрировать по ω в (14), вычислим величины $l_{\parallel, \perp}(\omega)$. Расчет их при произвольной частоте требует численного интегрирования (15). Мы рассмотрим наиболее интересные области частот: (А) $\omega \gg \omega_B$ и (Б) $\omega \ll \omega_B$. Для удобства представим искомые величины в виде

$$l_{\parallel, \perp}(\omega) = (1/3) l_0(\omega) \eta_{\parallel, \perp}(\omega). \quad (23)$$

Вся зависимость коэффициентов теплопроводности от магнитного поля содержится теперь в $\eta_{\parallel, \perp}$ причем, если $B = 0$, то $\eta_{\parallel, \perp} = 1$.

(А). При $\omega_B \ll \omega$ ($\beta \ll 1$) можно считать $\nu_{\parallel} \simeq \nu_{\perp} \simeq \nu^{(0)}$. Магнитное поле в данном случае лишь незначительно влияет на пробег фотонов (21). С точностью до слагаемого $\propto \beta^4$:

$$l(\omega \parallel) = l_0(\omega) [1 + (\beta^2/2)(5 \cos^2 \vartheta - 3) + (\beta^4/4)(7 - 9 \cos^2 \vartheta) \sin^2 \vartheta]. \quad (24)$$

Здесь слагаемое, содержащее β^4 , является не совсем правильным в узком интервале углов $\vartheta - (\pi/2) \leq \beta$, который не дает существенного вклада при интегрировании (15). Подставляя (24) в (15) и учитывая (23), получим:

$$\eta_{\parallel} = 1 + (11/35)\beta^4, \quad \eta_{\perp} = 1 - \beta^2 + (8/7)\beta^4. \quad (25)$$

Отметим, что поляризации нормальных волн в рассматриваемом случае близки к циркулярным.

(Б). При $\omega_B \gg \omega$ ($\beta \gg 1$) магнитное поле сильно влияет на пробег фотонов (21) и

$$l(\omega\vartheta) = (\beta^2 l_0(\omega) v^{(0)}/2v_1) \sin^2 \vartheta (\xi \sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta)^{-1}. \quad (26)$$

Коэффициенты поглощения нормальных волн (11) для данного случая вычислены в [10]. Как следует из результатов этой работы, $k^{(1)} \ll k^{(2)}$, поляризации нормальных волн линейны, а длина пробега (26) $l \approx 1/2k^{(1)}$ определяется необыкновенной волной. Формула (26) не применима в узких интервалах углов $\sin \vartheta < \beta^{-1/2}$ (где l является резкой функцией ϑ), которые, однако, вносят пренебрежимо малый вклад в интегралы (15). Вычисляя эти интегралы, получим:

$$\eta_{\perp, \parallel} = g^2(v^{(0)}/v_1) f_{\perp, \parallel}(\xi), \quad (27)$$

$$f_{\parallel}(\xi) = \frac{1}{2(\xi-1)^2} \left(\xi + 2 - 3 \sqrt{\frac{\xi}{|\xi-1|}} F \right), \quad (28)$$

$$f_{\perp}(\xi) = \frac{1}{4(\xi-1)^2} \left(2\xi - 5 + \frac{3F}{\sqrt{\xi|\xi-1|}} \right),$$

где

$$F = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{\xi} + \sqrt{\xi-1}}{\sqrt{\xi} - \sqrt{\xi-1}} \right), \quad \text{если } \xi \geq 1;$$

$$F = \arctg \sqrt{\frac{1-\xi}{\xi}}, \quad \text{если } \xi < 1.$$

Графики функций (28) изображены на рис. 1.

Ввиду условия (22) значения $\beta \gg 1$ важны при $\hbar\omega_B \gg kT$. При таком условии движение электронов плазмы в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, становится квантованным. Вследствие этого величины $v_{\perp}$ зависят от B и ω . При не слишком больших значениях $\beta > 1$ величина $v_{\perp}$ может несколько превышать $v_{\parallel}$ ($\xi \leq 1$) [9]. Если $\beta \gg 1$, то [10]:

$$v_{\parallel} \rightarrow 3v^{(0)}/2, \quad v_{\perp} \rightarrow (3v^{(0)}/4) (\ln \beta - C - 1) \quad (29)$$

и тогда с ростом β значение ξ логарифмически растет (здесь $C=0.577$ — постоянная Эйлера). При этом $f_{\perp} \rightarrow f_{\perp}$ (рис. 1). Остановимся кратко на промежуточной области частот $\omega_B \gg |\omega - \omega_B| \gg \nu_{\perp}$ ($\beta \sim 1$). В этой области коэффициент поглощения (11) $k^{(1)}$ испытывает циклотронный

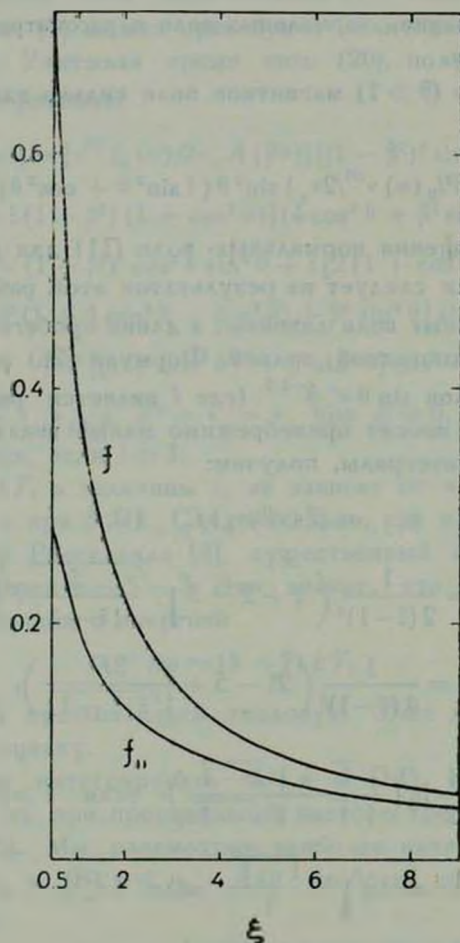


Рис. 1. Зависимость функций $f_{\perp, \parallel}$ (см. (28)) от $\xi = \nu_{\perp} / \nu_{\parallel}$.

резонанс, а $k^{(2)}$ — нет. Поэтому пробег (21) вблизи резонанса определяется квантами обыкновенной волны и $l \approx (1/2) k^{(2)}$. Проинтегрированные по углам значения (15) существенно зависят от $\xi = \nu_{\perp} / \nu_{\parallel}$. Нетрудно показать, в частности, что при $\beta \approx 1$ и $\xi \lesssim 4$, как и в случае (А), $\eta_{\parallel} > \eta_{\perp}$, а при $\xi \gtrsim 4$, как и в (Б), $\eta_{\parallel} < \eta_{\perp}$. Если $\xi \approx 1$, то $\eta_{\parallel} \approx 1.2$

и $\eta_{\perp} \approx 0.7$. Так как значения $\beta \sim 1$ важны при $\hbar\omega_B > kT$ (см. (22)), то ξ зависит от β сложным образом [9]. С ростом β величина $v_{\perp}$ меняется от $v^{(0)}$ при $\beta \ll 1$ до $3v^{(0)}/2$ при $\beta \gg 1$, испытывая незначительные колебания около частот ω , кратных ω_B ($\beta = 1/n$; $n = 1, 2, \dots$). Величина $v_{\perp}$ также стремится к $v^{(0)}$ при $\beta \ll 1$, а при $\beta = 1/n$ имеет пики существенно большей высоты, чем $v_{\parallel}$, причем высота пика тем меньше, чем больше n . При малых n для разумных параметров плазмы, встречающейся в астрофизических объектах, величина $v_{\perp}$ в области пиков может в несколько раз превышать $v^{(0)}$. Таким образом, ход кривых $\gamma_{\parallel, \perp}(\beta)$ в области $\beta \sim 1$ может быть различным в зависимости от конкретных параметров плазмы.

Вычислим теперь интегралы (14) по частоте и найдем тем самым коэффициенты лучистой теплопроводности.

(А). При $\hbar\omega_B \ll 7kT$ подставим (25) и (23) в (14) и получим

$$\begin{aligned} D_{\parallel} &= D_0 \left[1 + \frac{11}{35} q_1 \left(\frac{\hbar\omega_B}{kT} \right)^4 \right], \\ D_{\perp} &= D_0 \left[1 - q \left(\frac{\hbar\omega_B}{kT} \right)^2 + \frac{8}{7} q_1 \left(\frac{\hbar\omega_B}{kT} \right)^4 \right], \end{aligned} \quad (30)$$

так что с ростом магнитного поля при прочих фиксированных параметрах плазмы коэффициент теплопроводности поперек поля уменьшается, а вдоль поля медленно растет. Здесь

$$q = \frac{c_2}{c_7} \approx 0.025, \quad q_1 = \frac{c_3}{c_7} \approx 0.0017, \quad c_k = \int_0^{\infty} dv \frac{v^k e^{-v}}{(1 - e^{-v})^3}. \quad (31)$$

(Б). При $\hbar\omega_B \gg 7kT$ воспользуемся формулой (27) и при интегрировании (14) пренебрежем слабой зависимостью $f_{\parallel, \perp}$ и $v^{(0)}/v_{\parallel}$ от ω . Тогда

$$D_{\parallel, \perp} = D_0 q (v^{(0)}/v_{\parallel}) (\hbar\omega_B/kT)^2 f_{\parallel, \perp}(\xi), \quad (32)$$

где ξ следует взять при $\hbar\omega \approx 5kT$. Как видно из (32), величины $D_{\parallel, \perp}$ в данном случае пропорциональны B^2 и могут значительно превосходить D_0 . Например, при $B = 2 \cdot 10^{13}$ гс и $T = 10^7$ К, когда $\hbar\omega_B/kT \approx 270$ (такие условия возможны у поверхности пульсаров) из (29) получим: $v_{\parallel} = 1.5 v^{(0)}$, $v_{\perp} \approx 1.8 v^{(0)}$ и $\xi \approx 1.2$. Тогда из рис. 1 и (32) следует, что $D_{\parallel} \approx 220 D_0$, $D_{\perp} \approx 400 D_0$. Квадратичная зависимость коэффициентов теплопроводности от магнитного поля получена в работе [3], хотя там не учитывалось различие между $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$. В дей-

ствительности $D_{\perp} < D_{\parallel}$ (рис. 1) и если, например, $\nu_{\perp} = \nu_{\parallel}$, то $D_{\perp} = 2D_{\parallel}$. В очень сильном магнитном поле, когда $\ln(\hbar\omega_B/5kT) \gg 1$, $D_{\perp} \rightarrow D_{\parallel}$ (см. (29)).

При $\hbar\omega_B \sim (5 \div 7)kT$ коэффициенты теплопроводности по порядку величины близки к D_0 . Ясно, что существует по крайней мере одно значение $\hbar\omega_B/kT$, при котором $D_{\perp} = D_{\parallel}$.

4. Заключение. Сильные магнитные поля, заметно влияющие на лучистый теплоперенос, встречаются в белых карликах и нейтронных звездах.

В белых карликах перенос энергии излучением может быть существенным в невырожденной оболочке. Поскольку магнитное поле белых карликов $B \sim 10^8 \div 10^9$ гаусс, то $\hbar\omega_B \ll 7kT$ и можно пользоваться результатами раздела 3 (случай А). Например, при $B = 10^8$ гаусс и температуре вещества вблизи поверхности $T = 10^4$ °К, параметр $q(\hbar\omega_B/kT)^2$ в (30), характеризующий степень влияния магнитного поля на лучистый теплоперенос, ≈ 0.05 . С глубиной температура оболочки резко растет и это влияние ослабевает. Ввиду анизотропного характера лучистого теплопереноса в магнитном поле (12), поток лучистой энергии, выходящей из недр белого карлика, не будет направлен строго вдоль градиента температуры. Как известно [11, 12], в таком случае условие теплового равновесия вещества $\text{div } \mathbf{j} = 0$ нарушается. Тогда возникают гидродинамические течения типа меридиональной циркуляции и может измениться распределение температуры и плотности вещества по сравнению со случаем $B = 0$.

Магнитное поле, для которого $\hbar\omega_B \gg 7kT$ (см. раздел 3, случай Б), встречается у поверхности нейтронных звезд и, в частности, рентгеновских пульсаров. При аккреции вещества на нейтронную звезду в двойной системе происходит интенсивный нагрев плазмы в области магнитных полюсов звезды. Так как при этом коэффициенты лучистой теплопроводности (32) $D_{\perp} > D_{\parallel}$, то можно ожидать, что наличие сильного магнитного поля вызовет дополнительные потоки тепла в направлении, перпендикулярном полю. Это обстоятельство следует учитывать при построении моделей рентгеновских пульсаров.

Авторы благодарны Ю. Н. Гнедину и В. В. Соболеву за полезные обсуждения работы и В. Н. Федоренко за ценные критические замечания.

Ленинградский
физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе

RADIATIVE HEAT TRANSFER IN THE MAGNETIC FIELD

G. G. PAVLOV, D. G. YAKOVLEV

The law of radiative heat transfer in a medium with a magnetic field is obtained and the expressions for the heat transfer coefficients $D_{\parallel}$ and $D_{\perp}$ along the magnetic lines and perpendicular to them are derived. These coefficients are calculated in detail for free-free transitions at $\hbar\omega_B \ll 7kT$ and $\hbar\omega_B \gg 7kT$ (ω_B is the cyclotron frequency). In the first case the growth of the magnetic field (if all the other parameters of plasma are fixed) causes the decrease of $D_{\perp}$ by the magnitude $\sim (\hbar\omega_B/7kT)^2$, $D_{\parallel}$ being practically constant. In the second case both $D_{\perp}$ and $D_{\parallel}$ grow $\propto (\hbar\omega_B/kT)^2$ and $D_{\perp} > D_{\parallel}$. In the white dwarf's envelope the anisotropic character of radiative heat transfer in the magnetic field may produce hydrodynamical flows which are similar to meridional circulations.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
2. J. Lodenquai, V. Canuto, M. Ruderman, S. Tsuruta, Ap. J., 190, 141, 1974.
3. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, Ap. J., 176, 739, 1972.
4. Д. А. Франк-Каменецкий, Физические процессы внутри звезд, Физматгиз, М., 1959.
5. А. Э. Долгинов, Г. Г. Павлов, Астрон. ж., 50, 762, 1973.
6. Ю. Н. Гнедин, А. Э. Долгинов, Н. А. Силантьев, ЖЭТФ, 59, 865, 1970.
7. Г. Г. Павлов, Астрофизика, 11, 77, 1975.
8. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, ЖЭТФ, 65, 1806, 1973.
9. Г. Г. Павлов, А. Н. Панов, ЖЭТФ, 71, 572, 1976.
10. Г. Г. Павлов, А. Д. Каминкер, Письма АЖ, 1, № 9, 13, 1975.
11. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
12. Л. Мессель, Меридиональная циркуляция в звездах. В сб. «Внутреннее строение звезд», Мир, М., 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ХАРАКТЕРНЫЕ ДЛИНЫ В ЗАДАЧАХ О ПЕРЕНОСЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

С. И. ГРАЧЕВ

Поступила 23 июля 1976

Для различных профилей коэффициента поглощения найдены длина термализации τ_t и диффузионная длина τ_d в бесконечной одномерной среде, движущейся с постоянным градиентом скорости $v \ll 1$. Получена также оценка толщины пограничного слоя τ_b в полубесконечной среде с равномерно распределенными первичными источниками.

1. *Введение.* Известно, что во многих астрофизических объектах происходит дифференциальное движение вещества. К числу таких объектов относятся, например, активные образования на Солнце, нестационарные звезды, газовые туманности, магнитосферы пульсаров, некоторые квазары, активные галактики. При интерпретации профилей линий, наблюдаемых в спектрах указанных объектов, необходимо решать задачу о диффузии излучения в движущейся среде. Эта задача сводится, как известно, к решению некоторого интегрального уравнения для функции источников, пропорциональной степени возбуждения атомов. Приближенный способ решения этого уравнения, применимый для достаточно глубоких слоев дифференциально движущейся среды, был предложен В. В. Соболевым [1, 2]. Метод состоит в вынесении функции источников из-под знака интеграла в рассматриваемой точке, и поэтому его иногда называют методом вынесения. Физический смысл метода состоит в том, что в среде, движущейся с градиентом скорости, функция источников определяется в рассматриваемой точке (из-за доплеровского смещения частоты фотонов) лишь некоторой ее окрестностью. Если параметры среды в этой окрестности меняются мало и сама окрестность целиком расположена в среде, то можно думать, что метод вынесения будет давать хорошую точность. Назовем размер окрестности, дающей основной вклад в возбуждение атомов в рассматриваемой точке в бесконечной среде, длиной термализации, которую мы обозначим через τ_t . Смысл названия состоит в том, что, по-существу, τ_t есть среднее рас-

стояние от места рождения фотона до места его гибели. Отметим, что в дифференциально движущейся среде гибель фотонов может быть связана не только с истинным поглощением, но и с их выходом из среды из-за градиента скорости.

Вторая характерная длина, которую мы назовем толщиной пограничного слоя и обозначим через τ_b , есть, грубо говоря, то расстояние от границы среды, начиная с которого можно применять метод вынесения.

В некоторых случаях может существовать также и третья характерная длина — диффузионная длина $\tau_d = 1/k$, где k — наименьший корень характеристического уравнения.

Настоящая работа посвящена определению зависимости трех указанных характерных длин от величины градиента скорости для разных профилей коэффициента поглощения.

2. Основные уравнения. Рассмотрим одномерную среду, заполненную двухуровневыми атомами и движущуюся с постоянным градиентом скорости

$$\gamma = \frac{1}{u} \frac{dv}{dz}, \quad (1)$$

где u — средняя скорость хаотического движения атомов, v — скорость движения среды, τ — оптическое расстояние в центре линии для неподвижной среды. Пусть $g(\tau)$ — функция первичных источников, λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии и диффузия излучения происходит с полным перераспределением по частоте при элементарном акте рассеяния в локальной системе отсчета. Согласно [3] интегральное уравнение переноса излучения для функции источников $S(\tau)$ имеет вид

$$S(\tau) = g(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_a^b K(|\tau - t|, \gamma) S(t) dt. \quad (2)$$

Ядро $K(\tau, \gamma)$ выражается через функцию $L(\tau, \gamma)$:

$$K(\tau, \gamma) = - \frac{dL(\tau, \gamma)}{d\tau}, \quad (3)$$

а

$$L(\tau, \gamma) = A \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) e^{-\frac{1}{\gamma} \int_x^{x+\gamma\tau} \alpha(z) dz} dx, \quad (4)$$

где $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения ($\alpha(0) = 1$), A — норми-

ровочная постоянная

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

Функция $L(\tau, \gamma)$ представляет собой вероятность того, что фотон, излученный в начале координат, удалится от него на расстояние, превышающее τ , без рассеяний по пути.

Из (3) и (4) следует, что

$$\int_0^{\infty} K(\tau, \gamma) d\tau = 1 - L(\infty, \gamma) = 1 - A\gamma \left(1 - e^{-\frac{1}{A\gamma}}\right). \quad (5)$$

Введем новое ядро $\bar{K}(\tau, \gamma)$, нормированное к единице.

$$\bar{K}(\tau, \gamma) = \frac{K(\tau, \gamma)}{1 - L(\infty, \gamma)} \quad (6)$$

и обозначим

$$\tilde{\lambda} = \lambda [1 - L(\infty, \gamma)]. \quad (7)$$

Тогда уравнение (2) перепишется следующим образом:

$$S(\tau) = g(\tau) + \frac{\tilde{\lambda}}{2} \int_a^b \bar{K}(|\tau - t|, \gamma) S(t) dt. \quad (8)$$

Новая вероятность гибели фотона

$$1 - \tilde{\lambda} = 1 - \lambda + \lambda L(\infty, \gamma) \quad (9)$$

слагается из двух частей: первая — обычная вероятность гибели при ударах второго рода, фотоионизациях и т. д., вторая — вероятность того, что фотон уйдет на бесконечность. В дальнейшем мы будем рассматривать случай $\lambda = 1, \gamma \ll 1$, для которого $1 - \tilde{\lambda} \sim A\gamma$.

3. *Длина термализации.* Оставим пока в стороне граничные эффекты и рассмотрим бесконечную среду: $a = -\infty, b = \infty$. Следуя Райбики и Хаммеру [4], введем $\Theta(\tau)d\tau$ — вероятность того, что фотон, возникший в начале координат, погибнет в интервале от τ до $\tau + d\tau$, испытав при этом, вообще говоря, много рассеяний. Как и в случае неподвижной среды, рассмотренной в [4], в случае движущейся среды имеем

$$\Theta(\tau) = \frac{1 - \tilde{\lambda}}{\tilde{\lambda}} \Phi_{\infty}(\tau, \tilde{\lambda}, \gamma), \quad (10)$$

где $\Phi_{\infty}(\tau, \lambda, \gamma)$ — резольвента интегрального уравнения (8) при $a = -\infty$, $b = \infty$. По определению, данному во введении, длина термализации τ_t в бесконечной среде есть среднее расстояние от места рождения фотона до места его гибели. Термин «среднее» можно понимать по-разному. Например, можно понимать τ_t в смысле среднеквадратичного значения (по распределению $\Theta(t)$), которое мы обозначим через τ_t^2 :

$$\tau_t^2 = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(t) t^2 dt}. \quad (11)$$

Используя найденное в [4] выражение для τ_t^2 и переписывая его для движущейся среды, получаем

$$\tau_t^2 = l(\gamma) / \sqrt{1 - \bar{\lambda}} = l(\gamma) / \sqrt{A\gamma}, \quad (12)$$

где

$$l^2(\gamma) = \int_0^{\infty} \bar{K}(\tau, \gamma) \tau^2 d\tau. \quad (13)$$

Формула (12) имеет простой физический смысл: согласно (12) τ_t^2 есть произведение средней длины пробега фотона $l(\gamma)$ на корень из среднего числа рассеяний фотона в бесконечной среде. Известно, что для профилей с бесконечными крыльями $l(0) = \infty$. Найдем для таких профилей асимптотику $l(\gamma)$ при $\gamma \rightarrow 0$. Интегрируя в (13) по частям, получим

$$l^2(\gamma) = \frac{2}{1 - L(\infty, \gamma)} \int_0^{\infty} [L(\tau, \gamma) - L(\infty, \gamma)] \tau d\tau. \quad (14)$$

Подставляя (4) в (14), делая замену переменных $\gamma\tau = t$ и меняя порядок интегрирования по t и x , из (14) найдем

$$l^2(\gamma) = \frac{2A}{\gamma[1 - L(\infty, \gamma)]} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\frac{1}{\gamma} \int_x^{\infty} a(z) dz} \right) dx \times \\ \times \int_0^{\infty} t \alpha(x - t) e^{-\frac{1}{\gamma} \int_{x-t}^x a(z) dz} dt. \quad (15)$$

Интегрируя в (15) по частям (по t) и делая несложные преобразования, можно представить $l^2(\gamma)$ в виде

$$\begin{aligned}
 l^2(\gamma) = & \frac{2A}{\gamma[1 - L(\infty, \gamma)]} \left\{ \int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{1}{\gamma} \int_x^\infty a(z) dz} \right) \times \right. \\
 & \times e^{-\frac{1}{\gamma} \int_x^\infty a(z) dz} dx \int_0^\infty \left(e^{\frac{1}{\gamma} \int_y^\infty a(z) dz} - 1 \right) dy + \\
 & + \int_0^\infty \left(e^{\frac{1}{\gamma} \int_x^\infty a(z) dz} - 1 \right) dx \int_0^x e^{-\frac{1}{\gamma} \int_y^\infty a(z) dz} \left(1 - e^{-\frac{1}{\gamma} \int_{-y}^\infty a(z) dz} \right) dy + \\
 & \left. + \left[\int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{1}{\gamma} \int_x^\infty a(z) dz} \right) e^{-\frac{1}{\gamma} \int_0^x a(z) dz} dx \right]^2 \right\}.
 \end{aligned} \quad (16)$$

Из (16) видно, что $l(\gamma) < \infty$, если $\int_0^\infty a(x) x^2 dx < \infty$. Первые два интеграла в (16) равны между собой, а третий стремится к нулю при $\gamma \rightarrow 0$. Делая в (16) замены переменных

$$\int_x^\infty a(z) dz = \frac{1}{t}, \quad \int_y^\infty a(z) dz = \frac{1}{z}, \quad (17)$$

получим

$$l^2(\gamma) \sim \frac{4A}{\gamma} \int_{2A}^\infty e^{-\frac{1}{\gamma t}} x'(t) dt \int_t^\infty (e^{\frac{1}{\gamma z}} - 1) x'(z) dz. \quad (18)$$

Наконец, делая в (18) замены $y = 1/\gamma t$, $t = 1/\gamma z$, делая и умножая (18) на $\left[x' \left(\frac{1}{\gamma} \right) \right]^2$, где $x(t)$ определяется уравнением (17), и переходя к пределу под знаком интеграла при $\gamma \rightarrow 0$, найдем

$$l^2(\gamma) \sim \frac{4A}{\gamma^3} \left[x' \left(\frac{1}{\gamma} \right) \right]^2 \int_0^\infty e^{-y} f(y) \frac{dy}{y^2} \int_0^y (e^t - 1) f(t) \frac{dt}{t^2}, \quad (19)$$

где

$$f(y) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{x'(1/\gamma y)}{x'(1/\gamma)} = y^x. \quad (20)$$

Идея вывода асимптотики (19) из (18) заимствована нами из статьи Ю. Ю. Абрамова, А. М. Дыхне и А. П. Напартовича [5]. Величина β зависит от скорости убывания коэффициента поглощения в крыле линии. Наиболее часто встречающимися профилями являются доплеровский $\alpha(x) = e^{-x^2}$ и, так называемый, степенной: $\alpha(x) \sim W|x|^{-x}$. Для первого $\beta=1$, а для второго $\beta = (x-2)/(x-1)$. В общем случае $1/2 < \beta < 3/2$. Для доплеровского профиля из (12), (19) и (20) получается

$$\tau_i^r \sim \frac{\pi}{\gamma \sqrt{6}} \frac{1}{\sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}}}, \quad (21)$$

а для степенного

$$\tau_i^r \sim 2 W^{\frac{1}{x-1}} (x-1)^{\frac{x}{x-1}} C\left(\frac{x-2}{x-1}\right) \gamma^{-\frac{x}{x-1}}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} C^2(\beta) &= \int_0^\infty e^{-y} y^{\beta-2} dy \int_0^y (e^t - 1) t^{\beta-2} dt = \\ &= -\frac{\Gamma(\beta)}{2(1-\beta)^2} \left[-\frac{\Gamma(\beta)}{\cos \pi\beta} + \frac{2^{2\beta}}{4\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\beta - \frac{1}{2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Ранее В. П. Гринин [6], рассматривая перенос излучения в трехмерной плоскопараллельной среде, движущейся перпендикулярно к слоям с постоянным градиентом скорости $\gamma \ll 1$, получил для доплеровского профиля приближенную оценку $l(\gamma)$, совпадающую по порядку величины с асимптотикой (19).

Для профилей с конечными крыльями всегда $l(\gamma) < \infty$. Если $l(0) < \infty$, как например, для прямоугольного профиля, то согласно (12):

$$\tau_i^r \sim l(0)/\sqrt{A\gamma}, \quad (24)$$

в противном случае ($l(0) = \infty$), асимптотика τ_i^r при $\gamma \rightarrow 0$ находится из (19) и (12).

Определение (12), очевидно, неприменимо при $l(\gamma) = \infty$, например, для лоренцевского и фойгтовского профилей, которые соответствуют степенному профилю с $x=2$. В общем случае Райбики и Хаммер [4] предлагают

понимать под длиной термализации медиану τ_t^m распределения $\Theta(\tau)$, которая определяется из уравнения

$$\int_{-\tau_t^m}^{\tau_t^m} \Theta(t) dt = \frac{1}{2}, \quad (25)$$

что эквивалентно уравнению

$$\int_{-\tau_t^m}^{\infty} \Phi_{\infty}(t, \bar{\lambda}, \gamma) dt = \frac{\bar{\lambda}}{4(1-\bar{\lambda})}$$

или

$$\int_0^{\tau_t^m} \Phi_{\infty}(t, \bar{\lambda}, \gamma) dt = \frac{\bar{\lambda}}{4(1-\bar{\lambda})}. \quad (26)$$

Поскольку при $t < \tau_t^m$ имеет место приближенное равенство $\Phi_{\infty}(t, \bar{\lambda}, \gamma) \approx \Phi_{\infty}(t, 1, 0) = \Phi_{\infty}(t)$, то из второго уравнения (26) получим

$$\Psi_{\infty}(\tau_t^m) = 1 + 2 \int_0^{\tau_t^m} \Phi_{\infty}(t) dt \approx \frac{2-\bar{\lambda}}{2(1-\bar{\lambda})} \sim \frac{1}{2(1-\bar{\lambda})}. \quad (27)$$

Используя известную асимптотику $\Psi_{\infty}(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$, из (27) найдем

$$x'(\tau_t^m) \sim \frac{2 \sin^2 \pi \beta}{A \pi^{2\beta}} \Gamma(1-2\beta) (1-\bar{\lambda}), \quad (28)$$

где

$$\alpha(x(t)) = \frac{1}{t}, \quad \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{x'(\tau)}{x'(\tau)} = y^{-2\beta}. \quad (29)$$

Для степенного профиля $\beta = \frac{x-1}{2x}$, $x'(t) \sim x^{-1} W^{\frac{1}{x}} t^{-\frac{x-1}{x}}$ и согласно (28)

$$\tau_t^m \sim \left| \frac{4x^2 W}{\pi^2 (x-1)} \Gamma\left(\frac{1}{x}\right) \left(\sin \frac{\pi(x+1)}{2x}\right)^2 \right|^{\frac{x}{x-1}} \gamma^{-\frac{x}{x-1}}, \quad (30)$$

что согласуется с (23).

Для прямоугольного и доплеровского профилей $\Phi_\infty(t) = \infty$, и уравнение (27) нельзя использовать для определения τ_t^m . Можно, однако, показать, что для этих профилей при $t > \tau_t^m$

$$\Phi_\infty(t, \tilde{\lambda}, \gamma) \approx a(\lambda, \gamma) e^{-\frac{\tau}{\tau_d}}. \quad (31)$$

Подставляя (31) в первое из уравнений (26) и используя асимптотики $a(\lambda, \gamma)$ и τ_d (о выводе которых см. ниже), найдем, что при $\lambda = 1$

$$\tau_t^m \propto \tau_d \propto \tau_t^m. \quad (32)$$

Дадим, наконец, третий способ определения τ_t , применимый для профилей с бесконечными крыльями. Как известно, картина переноса излучения в линии такова: фотон, излученный в некоторой точке, либо сразу далеко улетает от места рождения (если он излучился в крыле линии), либо после некоторой диффузии вблизи от места рождения (если первоначально он был излучен вблизи центра линии). В обоих случаях перенос возбуждения осуществляется во время наибольшего пролета, причем вероятность того, что фотон во время этого пролета удалится на расстояние, превышающее τ , есть $L(\tau, \gamma)$. Если при этом

$$L(\tau, \gamma) \approx L(\infty, \gamma) \quad (33)$$

в том смысле, что второй член асимптотики $L(\tau, \gamma)$ при $\tau \rightarrow \infty$ становится равным первому, то такой фотон, очевидно, можно считать погибшим.

В [7] были получены асимптотики $L(\tau, \gamma)$. Для доплеровского профиля:

$$L(\tau, \gamma) \underset{\substack{\tau \rightarrow \infty \\ \gamma = \text{const}}}{\sim} \frac{\gamma}{V\pi} \left(1 - e^{-\frac{V\tau}{\gamma}}\right) + \frac{1}{V^2} \frac{\exp\left[-\frac{(\gamma\tau)^2}{2} - \frac{V\tau}{\gamma}\right]}{\gamma^2\tau}, \quad (34)$$

$$L(\tau, \gamma) \underset{\substack{\gamma = \text{const} \\ \tau \rightarrow 0}}{\sim} \frac{\gamma}{V\pi} + \frac{2\gamma}{V\pi} \exp\left[-2\gamma\tau \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma} - (\gamma\tau)^2}\right], \quad (35)$$

$$L(\tau, \gamma) \underset{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ \tau = \text{const} > 1}}{\sim} L(\tau, 0) + \frac{\gamma^2}{3V\pi} \tau \sqrt{\ln \tau}, \quad (36)$$

а для степенного профиля:

$$L(\tau, \gamma) \underset{\substack{\tau \rightarrow \infty \\ \gamma = \text{const}}}{\sim} A\gamma \left(1 - e^{-\frac{1}{A\gamma}}\right) \left(1 + \frac{2W}{x-1} \gamma^{-x} \tau^{1-x}\right), \quad (37)$$

$$L(\tau, \gamma) \underset{\gamma \rightarrow 0}{\sim} L(\tau, 0) + \frac{A}{12x} W^{-\frac{1}{x}} (1+x)(2x-1) \Gamma\left(1+\frac{1}{x}\right) \gamma^{2\tau} \gamma^{1-\frac{1}{x}} \quad (38)$$

($\tau = \text{const} \gg 1$ или $\gamma\tau = \text{const}$).

Из асимптотик (34–39) и известной асимптотики $L(\tau, 0)$ (см., например, [8]) следует, что при $\gamma \ll 1$,

$$L(\tau, \gamma) \approx L(\infty, \gamma),$$

если $\tau = \frac{1}{2\gamma \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}}} \quad (\text{Доплер}), \quad \tau = \left(\frac{2W}{x-1}\right)^{\frac{1}{x-1}} \gamma^{-\frac{x}{x-1}} \quad (\text{степенной}).$

$$L(\tau, \gamma) \approx L(\tau, 0), \quad (39)$$

если $\tau = \frac{\sqrt{3}}{\gamma \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}}} \quad (\text{Доплер}),$

$$\tau = \left[\frac{24 \Gamma\left(1 - \frac{1}{x}\right)}{(x+1)(2x-1) \Gamma\left(1 + \frac{1}{x}\right)} \right]^{\frac{x}{2(x-1)}} \gamma^{-\frac{x}{x-1}} \quad (\text{степенной}).$$

Из (39) видно, что $\tau_i \propto \left(\gamma \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}}\right)^{-1}$ для доплеровского профиля и $\tau_i \propto \gamma^{-\frac{x}{x-1}}$ для степенного при любом $x > 1$. Кроме того, в согласии с (39) положим по определению при $\gamma \ll 1$

$$L(\tau_i, 0) = L(\infty, \gamma). \quad (40)$$

Определение (40) применимо для любых профилей с бесконечными крыльями. Используя асимптотику $L(\tau, 0)$ при $\tau \rightarrow \infty$, из (40) найдем

$$x'(\tau_i) = \gamma/2\Gamma(\beta), \quad (41)$$

где $x(t)$ и β определяются из (29). Согласно (41) для доплеровского профиля:

$$\tau_i = 1/\gamma \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}} \quad (42)$$

и для степенного

$$\tau_i = W^{\frac{1}{x-1}} \left[\frac{2}{x} \Gamma\left(1 - \frac{1}{x}\right) \right]^{\frac{x}{x-1}} \gamma^{-\frac{x}{x-1}}. \quad (43)$$

Отметим, что формула (42) согласуется с (21), а (43)—с (30) и (22).

Длина термализации определялась ранее другими авторами. Так, Кастор [9], рассматривая диффузионные поправки к методу вынесения, получил для доплеровского профиля $\tau_i \propto 1/\gamma$. Райбики [10] и Маньян [11], применяя формулу (12) и полагая $l(\gamma) \propto 1/\gamma$, что в общем случае неверно, нашли $\tau_i \propto \gamma^{-3/2}$.

4. Диффузионная длина. В случае прямоугольного и доплеровского профилей существует так называемая диффузионная длина $\tau_d = 1/k$, где k — наименьший вещественный корень характеристического уравнения

$$\frac{\lambda}{2} \bar{K}(s, \gamma) = 1, \quad (44)$$

здесь

$$\bar{K}(s, \gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-s\tau} K(|\tau|, \gamma) d\tau. \quad (45)$$

Для прямоугольного профиля

$$\alpha(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{1}{2} \\ 0, & |x| > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (46)$$

уравнение (44) приводится к виду

$$s^4 - (2 - \lambda - \lambda\gamma) s^2 + 1 - \lambda + \lambda\gamma = \frac{\lambda\gamma}{2} e^{-\frac{1}{\gamma}} \left[(1-s)^2 e^{-\frac{s}{\gamma}} + (1+s)^2 e^{\frac{s}{\gamma}} \right], \quad (47)$$

откуда при $\lambda = 1$ и $\gamma \rightarrow 0$ получим $k \sim 1/\gamma$ и $\tau_d \sim 1/\gamma$. Ранее В. В. Соболев [1] пришел к аналогичному результату для трехмерной среды.

Для доплеровского профиля уравнение (44) можно представить в виде

$$\begin{aligned} & \lambda A s^2 \int_0^\infty \operatorname{ch}(st) dt \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\frac{1}{\gamma} \int_y^\infty a(z) dz} \right) \times \\ & \times \left(e^{-\frac{1}{\gamma} \int_y^0 a(z) dz} - e^{-\frac{1}{\gamma} \int_{-\infty}^y a(z) dz} \right) dy = 1 - \lambda + \lambda L(\infty, \gamma). \end{aligned} \quad (48)$$

С помощью рассуждений, аналогичных тем, которые использовались при выводе асимптотики $l(\gamma)$, из (48) получим

$$\tau_d \sim \frac{x' \left(\frac{1}{\gamma} \right)}{b \gamma^2} \sim \frac{1}{2b\gamma} \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}}, \quad (49)$$

где $b=1$ при $\lambda \neq 1$, а при $\lambda=1$ определяется из уравнения

$$b^2 \left[\int_0^\infty (e^z - 1) \frac{dz}{z^{1+b}} \int_z^\infty e^{-y} \frac{dy}{y^{1-b}} + \int_0^\infty (e^z - 1) \frac{dz}{z^{1-b}} \int_z^\infty e^{-y} \frac{dy}{y^{1+b}} \right] = 1, \quad (50)$$

которое эквивалентно уравнению $F(b) - F(-b) = 1/b$, где $F(b) \equiv C + \psi(1+b)$, $\psi(x) = \frac{d \ln \Gamma(x)}{dx}$, C — постоянная Эйлера. Легко найти, что $b = 1/2$.

Асимптотика $\Phi_\infty(\tau, \lambda, \gamma)$ дается формулой (32), где

$$a(\lambda, \gamma) = - \frac{2b}{K_s(-k, \gamma)}. \quad (51)$$

Для прямоугольного профиля

$$a(1, \gamma) \sim \frac{1}{2V\gamma} \sim \frac{1}{2} \tau_d, \quad (52)$$

а для доплеровского

$$a(1, \gamma) \sim \frac{4b}{A(4+bd)} \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}} \sim \frac{2}{A_\gamma(4+bd)\tau_d}, \quad (53)$$

где

$$\begin{aligned} d &= \int_0^\infty e^{-x} \frac{dx}{x} \int_0^x (e^y - 1) \ln \frac{x}{y} \operatorname{sh} \left(b \ln \frac{x}{y} \right) \frac{dy}{y} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{d}{dx} [F(x)/x - F(-x)/x] \Big|_{x=b} = \pi^2 - 8. \end{aligned} \quad (54)$$

Из (26), (31), (52) и (53) получим для прямоугольного и доплеровского профилей соответственно $\tau_d^m \sim \ln 2 \tau_d \approx 0.693 \tau_d$ и $\tau_d^m \sim \ln [8/(4+bd)] \tau_d \approx 0.483 \tau_d$.

5. Толщина пограничного слоя в полубесконечной среде. Функция источников в полубесконечной среде определяется уравнением (8) при $a=0$, $b=\infty$. Пусть $g(\tau)=1$, тогда, как известно, (см., например, [12])

$$S(\infty) = S^2(0) = 1/(1 - \tilde{\lambda}) = 1/L(\infty, \gamma). \quad (55)$$

Согласно (55) в полубесконечной среде с равномерно распределенными первичными источниками имеется пограничный слой, в котором функция источников меняется в $(1 - \tilde{\lambda})^{-1/2}$ раз. Обозначим его толщину через τ_b , понимая под τ_b то расстояние от границы, с которого начинается асимптотический режим $S(\tau) \approx S(\infty)$.

Поскольку длина термализации τ_t есть по определению среднее расстояние от места рождения фотона до места его гибели, то ясно, что при грубых оценках можно считать τ_b равным τ_t . Более точное определение τ_b можно дать аналогично тому, как это сделано в книге В. В. Иванова [8] для случая $\tilde{\lambda} = \lambda$, а именно будем находить τ_b из уравнения

$$\Psi(\tau_b) \equiv 1 + \int_0^{\tau_b} \Phi(t) dt = \frac{1}{L(\infty, \gamma)}, \quad (56)$$

где $\Phi(\tau)$ — резольвентная функция при $\tilde{\lambda} = 1$. Из (56) следует, что при $\gamma \rightarrow 0$

$$x'(\tau_b) \sim \frac{16}{\pi^3 \beta^2} \Gamma^2 \left(1 - \frac{\beta}{2} \right) \gamma, \quad (57)$$

где $x(t)$ и β определяются соотношениями (29).

В заключение отметим, что в общем случае, когда одновременно $\lambda \neq 1$ и $\gamma \neq 0$, величины $\tau_t(\lambda, \gamma)$ и $\tau_b(\lambda, \gamma)$ можно оценить, заменив в $\tau_t(\lambda, 0)$ и $\tau_b(\lambda, 0)$, определение которых см., например, в [8], величину λ на $\tilde{\lambda} = \lambda [1 - L(\infty, \gamma)]$.

Ленинградский государственный
университет

CHARACTERISTIC LENGTHS IN RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS FOR MOVING MEDIUM

S. I. GRACHOV

Thermalization length τ_t and diffusion length τ_d for different absorption coefficient profiles are found for infinite one-dimensional medium, moving with constant velocity gradient $\gamma \ll 1$. The thickness of

the boundary layer τ_b for moving semi-infinite medium with uniformly distributed primary sources is also estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Астрон. ж., 21, 143, 1944.
2. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, 1947.
3. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
4. G. B. Rybicki, D. G. Hummer, M. N., 144, 313, 1968.
5. Ю. Ю. Абрамэв, А. М. Дыхне, А. П. Напартович, ЖЭТФ, 52, 536, 1967.
6. В. П. Гринин, Астрофизика, 10, 239, 1974.
7. С. И. Грачев, Вестн. ЛГУ, № 1, 128, 1976.
8. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
9. J. I. Castor, M. N., 149, 111, 1970.
10. G. B. Rybicki, Spectrum Formation in Stars with Steady-State Extended Atmospheres, IAU Colloquium No. 2, N. B. S, Spec. Publ., 332, 87, 1970.
11. C. Magnan, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 14, 123, 1974.
12. U. Frish, H. Frish, M. N., 173, 167, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТРЕХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МЕДЛЕННОЙ ВСПЫШКИ В ОБЛАСТИ ОРИОНА

Параллельные фотографические наблюдения области Ориона на 40" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории позволили обнаружить новую вспыхивающую звезду в период ее медленной вспышки и зарегистрировать эту вспышку одновременно в трех цветах.

Вспышка обнаружена 8-го марта 1975 г. Наблюдения осуществлены методом многоэкспозиционных наблюдений. В фотографических лучах наблюдения проводились на 21" телескопе на пластинках ORWO ZU-2 без свегофильтра, а в ультрафиолетовых и в желтых лучах — на 40" телескопе на пластинках Kodak II AO со светофильтром UG1 и Kodak 103 AD со светофильтром GG11, соответственно.

В фотографических лучах получены две пластинки. На первой пластинке виден подъем блеска на четырех изображениях звезды, а на второй видны четыре точки после максимума вспышки. В U-лучах вспышка зарегистрирована на одной пластинке после максимума (на пластинке видны шесть точек). В V-лучах проводились прямые фотографические наблюдения с целью фотометрии вспыхивающих звезд в области Ориона. На полученных в период вспышки трех прямых снимках (экспозиции по 8 минут) захвачен отрезок «возгорания» этой вспышки.

Координаты новой вспыхивающей звезды, измеренные на картах Паломарского обозрения неба, следующие:

$$\alpha = 5^{\text{h}}34^{\text{m}}3, \quad \delta = -5^{\circ}38' (1950.0)$$

На рис. 1 приведена карта отождествления.

Звездные величины в минимуме блеска звезды в системе UBV равны соответственно:

$$m_u = 18^m7, \quad m_b = 17^m5, \quad m_v = 16^m4.$$

Они были измерены на пластинках, полученных на 40" телескопе специально для фотометрии.

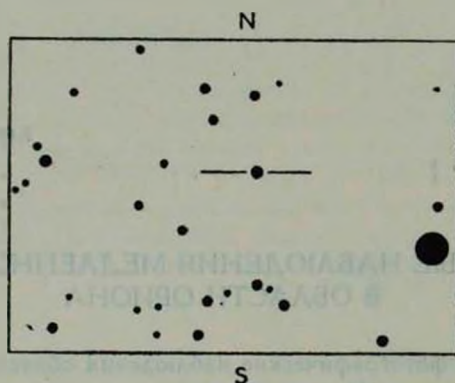


Рис. 1.

Все фотометрические измерения звезды как в минимуме блеска, так и во время вспышки выполнены на ирисовом фотометре «Askania» Бюраканской обсерватории. Для этой цели использованы фотографические стан-

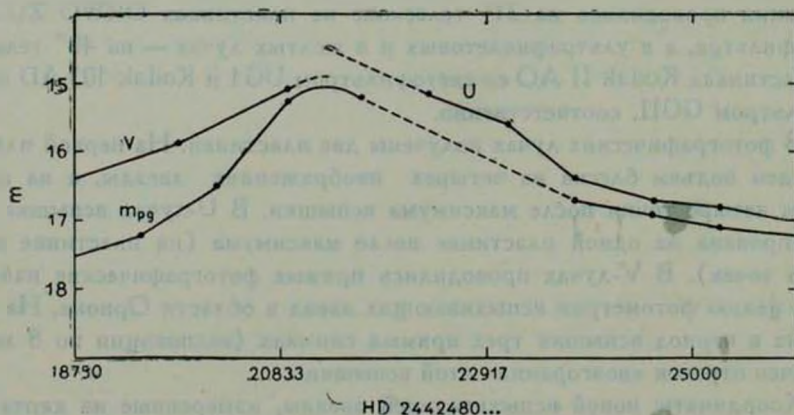


Рис. 2.

дарты Эндрюса [1], находящиеся в области этой вспыхивающей звезды. Среднеквадратичные ошибки определения звездных величин равны:

$$\sigma_v = \pm 0.08, \quad \sigma_b = \pm 0.11, \quad \sigma_u = \pm 0.12.$$

В табл. 1 приведены характеристики вспышки: юлианские дни, время наблюдения в UT и яркость в звездных величинах для каждого изображения. По этим оценкам построены кривые блеска в трех лучах в период вспышки (рис. 2).

Таблица 1
МЕДЛЕННАЯ ВСПЫШКА В ОРИОНЕ

JD	UT (8.III)	m_u	m_{pg}	m_v
минимум	16 30	18.7	17.5	16.4
2442480. 19444	16 40	—	17.2	—
19792	16 45	—	—	15.9
20208	16 51	—	16.5	—
20903	17 01	—	15.3	15.1
21667	17 12	—	15.2	—
22361	17 22	15.2	—	—
23125	17 33	15.6	—	—
23819	17 43	16.4	16.7	—
24583	17 54	16.7	16.9	—
25277	18 04	16.8	17.1	—
26041	18 15	17.0	17.2	—

Из кривой блеска звезды в фотографических лучах следует, что продолжительность подъема ее блеска составляет около 30 минут. Следовательно, эту вспышку можно отнести к медленным вспышкам, по классификации Аро [2].

Цвета звезды в минимуме блеска приблизительно равны:

$$B - V = + 1^m1, \quad U - B = + 1^m2,$$

что соответствует спектральному классу K5—K7 [3].

Амплитуды вспышки в разных лучах составляют:

$$\Delta m_u > 3^m5, \quad \Delta m_{pg} \approx 2^m3, \quad \Delta m_v > 1^m3.$$

На рис. 2 кривые блеска в U- и V-лучах экстраполированы до предполагаемого максимума. Экстраполяция этих кривых сделана на основе трехцветных наблюдений вспыхивающих звезд в окрестности Солнца [4]. При экстраполировании допущено, что:

1. Звезда достигает максимального блеска в трех цветах одновременно.

2. В максимуме блеска вспышки: $U - m_{pg} = - 0^m5^*$; $m_{pg} - V = - 0^m1$ [4].

* Основанием для этой величины служат неопубликованные пока синхронные двухцветные (U и m_{pg}) наблюдения вспышек в Плеядах, проведенные в Бюраканской астрофизической обсерватории.

Возможные отклонения значений цветов ($U - m_{pg}$) и ($m_{pg} - V$) от их истинных значений, вследствие экстраполирования кривых блеска, могут достигать $\pm 0^m.2$.

С помощью полученных нами экстраполированных кривых блеска мы оценили собственные цвета самой вспышки [5] в ее максимуме, которые, как и следовало ожидать, оказались следующими:

$$m_{pg} - V = 0^m.0, \quad U - m_{pg} = -0^m.6$$

Из рис. 2 следует, что в период подъема блеска показатель цвета звезды ($m_{pg} - V$) уменьшается, т. е. звезда синее. В период затухания вспышки показатель цвета ($U - m_{pg}$) находится в пределах $-0^m.2$ до $-0^m.3$, т. е. изменяется мало.

Из трехцветных наблюдений звезд типа UV Кита в окрестности Солнца, проведенных Кункелем [4], следует, что в максимуме блеска вспышки значения цветов соответственно равны:

$$B - V = -0^m.1, \quad U - B = -1^m.2.$$

Различие между нашей оценкой ($U - m_{pg}$) и ($U - B$) [4], по-видимому, в основном обусловлено тем, что в период вспышки звездные величины (m_{pg}) и (B) не совпадают.

Число известных медленных вспышек небольшое (~ 10). Отсутствие наблюдательных данных о цветах медленной вспышки, к сожалению, не позволяет анализировать изменение состава излучения звезды во время вспышки.

Авторы выражают благодарность профессору Л. В. Мирзояну за обсуждение работы и ценные замечания.

Three-color Observations of a Slow Flare in the Orion Region.

A slow flare in the Orion region has been detected simultaneously in three colors by the 40" and 21" Schmidt telescopes of the Byurakan Astrophysical Observatory.

The dates of this flare are presented.

10 июня 1976

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

О. С. ЧАВУШЯН, Н. Д. МЕЛИКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Andrews, Bol. obs. Tonantzintla, 5, 195, 1970.
2. G. Haro, Stars and Stellar Systems, 7, 141, 1968.
3. Т. А. Азекян и др., Курс астрофизики и звездной астрономии, 2, М., 1962, стр. 43.
4. W. E. Kunkel, An Optical Study of Stellar Flares, Austin, 1967.
5. Л. В. Мирзоян, Астрофизика, 2, 121, 1966.

CONTENTS

A STUDY OF THE CLUSTERS OF GALAXIES ZW CI 1710.4+6401 <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	5
THE OPTICAL OUTBURSTS IN SEYFERT GALAXY NGC 1275 <i>Z. I. Tsvetanov, I. M. Yankulova</i>	21
SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE FAST IRREGULAR VARIABLES. II. H_n AND H_β LINES IN THE SPECTRUM OF WW Vul, VX Cas AND UX Ori <i>E. A. Kolotilov</i>	33
GASEOUS ENVELOPES OF SEYFERT NUCLEI <i>V. I. Pronik</i>	51
COSMIC NUMBERS AND THE ROTATION OF METAGALAXY <i>R. M. Muradian</i>	63
ON THE ORIGIN OF GALAXY ROTATION. II. <i>A. D. Chernin</i>	69
MAGNETOGASODYNAMIC MECHANISM OF ROTATION OF GALAXIES WITH SPIRAL STRUCTURE . . <i>V. A. Krol, S. A. Silich, P. I. Fomin</i>	79
THE NONHOMOGENIOUS LARGE SCALE MAGNETIC FIELD AND THE GLOBAL STRUCTURE OF THE UNIVERSE <i>A. A. Ruzmaikin, D. D. Sokolov</i>	95
ON THE MOTION OF THERMAL WAVES IN POLYTROPIC ENVELOPES OF STARS <i>V. S. Imshenik, I. A. Klimishin, I. V. Otroshenko</i>	103
ON THE EFFECT OF THE MAGNETIC FIELD ON THE PULSATION STABILITY OF RAPIDLY ROTATING SUPERMASSIVE STARS <i>V. V. Usov</i>	117
ON LUMINOSITY FUNCTION OF STARS <i>R. A. Bartaya, E. K. Kharadze</i>	123
ON THE ORIGIN OF STELLAR CLUSTERS <i>H. M. Tovmassian</i>	131
ON THE HELIUM ABUNDANCE VARIATIONS IN THE ASSOCIATIONS AND CLUSTERS OF OB STARS <i>L. S. Lyubimkov</i>	139
INERTIAL MECHANISM OF THE MAGNETIC FIELD GENERATION IN PULSARS <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian, R. Rudolph</i>	153
ON THE REMOVAL OF THE DEGENERACY AND THE APPROXIMATION OF THE IDEAL ELECTRON GAS IN THE COLD DENSE STAR WITH FROZEN MAGNETIC FIELD <i>G. A. Shul'man, V. S. Sekerzitski</i>	165
RADIATIVE HEAT TRANSFER IN THE MAGNETIC FIELD <i>G. G. Pavlov, D. G. Yakovlev</i>	173
CHARACTERISTIC LENGTHS IN RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS FOR MOVING MEDIUM <i>S. I. Grachov</i>	185
NOTES	
THREE-COLOUR OBSERVATIONS OF A SLOW FLARE IN THE ORION REGION <i>O. S. Chavushtan, N. D. Melikian</i>	199