

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱԲԱՆԻ ՀԱՂՈՐԳՈՒԹՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXXIV

Պատասխանատու խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄԱՐՉՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Б. Е. Маркарян

О ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК, ИМЕЮЩИХ АНОМАЛЬНЫЕ ДЛЯ СВОЕГО ТИПА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЗНАКИ

§ 1. НЕСООТВЕТСТВИЕ МЕЖДУ МОРФОЛОГИЧЕСКИМИ И СПЕКТРАЛЬНЫМИ ТИПАМИ

Известно, что эллиптические галактики и центральные части галактик типов S_0 , S_a и S_b состоят из населения II типа. Поэтому галактики указанных типов обычно обладают большими показателями цвета и спектральными признаками, характерными для поздних спектральных классов G и K.

Однако изучение показывает, что среди галактик типов E, S_0 , S_a и S_b иногда встречаются объекты, обладающие признаками, характерными для спектральных классов A и F, к которым обычно относятся галактики типов Магеллановых Облаков и Sc. Это не может быть результатом случайных ошибок, так как речь здесь идет о значительном числе ярких галактик, данные о которых не вызывают сомнения. Поэтому существование среди галактик типов E, S_0 , S_a и S_b определенной категории объектов, обладающих более ранними спектральными признаками, чем следовало бы ожидать по их морфологическому типу и интегральному цвету, не подлежит сомнению.

В табл. 1 мы приводим данные для сорока таких галактик. В таблицу включены те галактики вышеупомянутых типов, у которых обычные показатели цвета больше $+0^m6$, а спектральные классы не позже F5 (за исключением пяти галактик типов E и S_0 , отнесенных к F8, у которых показатели цвета порядка единицы). Приведенные в таблице спектральные классы взяты из [1, 2], а показатели цвета из [3].

Список галактик типов E, SO, Sa и SB, показывающих сравнительно ранние сократительные признаки

№	NGC	Тип		CI	Примечание
		морф.	спект.		
1	23	Sb	F5	0.81	
2	265	Sp	A5	0.77	
3	401	SO	A-F	0.89	
4	1068	Sb	F0	0.67	Спектр эмиссионный [6]
5	1097	SBb	F	1.04	Ядро состоит из горячих звезд [7]
6	2146	Sp	F0	0.79	
7	2208	Sa	F5	0.72	
8	2333	SBb	F	1.01	
9	2651	Sa	A-F	0.81	
10	282	Sl	F0	0.65	Спектр эмиссионный [5]
11	2785	SBa	F5	0.71	
12	2503	Sb:	F0	0.49	
13	2911	Sp	F8	1.11	
14	3185	SBa	F5	0.79	
15	3227	Sb	F5	0.79	Спектр эмиссионный [6]
16	327	Sa	F5	0.85	
17	3351	SBb	F5	0.77	Ядро состоит из горячих звезд [8]
18	3504	Srb	F3	0.79	
19	3516	SB0	F0	0.83	Спектр эмиссионный [6]
20	3593	Sp	F5	0.73	
21	368	Sb	F	0.70	Спектр. тип по [9], CI по [10]
22	4051	Sb	A5	0.61	Спектр эмиссионный [6], CI по [10]
23	4151	Sa	A ^h	0.67	Спектр эмиссионный [6]
24	4179	F7	F8	0.95	
25	4479	SO	F8	0.97	
26	5128	Sp	F6	0.89	CI по [10]
27	5271	SO	F0	0.72	CI по [4]
28	5494	Sb	F0	0.62	
29	5544	Sa	F5	0.51	Спектр эмиссионный [6]
30	5672	Sb	F5	0.66	
31	5713	Sb	F2	0.63	Спектр эмиссионный [4]
32	5849	Sb	F5	0.75	
33	6139	SBb	A-F	0.61	Спектр эмиссионный [1,4]
34	6814	Sb	F0	0.89	Спектр эмиссионный [6]
35	694	Sb	F5	0.90	
36	7242	E3	F8	1.06	
37	IC1460	SO	F5	0.87	
38	7401	Sa	A-F	0.61	Спектр эмиссионный [6]
39	7576	Sa	A-F	0.81	
40	7625	SO	A-F	0.69	
41	7771	SBb	A-F	0.85	

Нам представляется, что галактики, показывающие аномальные для своего типа или цвета спектральные признаки, заслуживают особого внимания, так как они либо должны иметь нехарактерный для своего типа звездный состав, либо их относительно ранние спектральные признаки должны иметь необычное, может быть незвездное происхождение.

§ 2. АНАЛИЗ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Для одиннадцати галактик, из числа включенных в табл. 1, имеются трехцветные колориметрические данные, которые мы приводим в табл. 2 согласно [4]. В столбцах этой таблицы последовательно приведены: номера NGC, морфологические и спектральные типы, диаметры галактик, диаметры употребленных при измерениях диафрагм, показатели цвета $(B-V)_0$ и $(U-B)_0$, исправленные за наклон галактик, и, наконец, избытки цветов по сравнению со средними цветами галактик соответствующих типов.

Как видно из данных табл. 2, эти галактики в центральных частях показывают значительные *отрицательные избытки цветов*, в особенности же в ультрафиолете. Эти избытки, почти как правило, по абсолютной величине убывают при увеличении диаметра диафрагмы, что свидетельствует о покраснении галактик при радиальном удалении от их центров.

Если судить лишь по обычным показателям цвета Петтита [3], то некоторые из остальных рассматриваемых здесь галактик также краснеют при удалении от их центров (NGC 2633, 2798, 3504 и IC 1460), а некоторые, наоборот, синеют.

Таким образом, можно сказать, что имеющиеся колориметрические данные в подавляющем большинстве случаев свидетельствуют о покраснении галактик с аномальными для своего типа спектральными признаками, при удалении от их центров.

В нормальных же галактиках, как показывают исследования автора [5] и Вокулера [4], наоборот, происходит посинение при радиальном удалении от их центров. Это

можно объяснить возрастанием относительной парциальной светимости голубых и белых звезд в галактиках поздних типов и желтых, возможно отчасти и белых, звезд в галактиках ранних типов при радиальном перемещении в них.

Таблица 2

№	NGC	Т и п		Диаметр		(B-V)	(U-B)	$\Delta(B-V)$	$\Delta(U-B)$
		морф	спект	галак	диэф.				
1	205	E ₂	AS	10.8	0.36	+0.761	-0.10	-0.40	-0.56
					4.17	+0.79	+0.18	-0.17	-0.37
2	2903	Sbc	F0	11.9	0.36	+0.60	-0.13	-0.22	-0.15
					3.20	+0.66	+0.02	-0.03	-0.03
3	3331	SBb	F5	7.2	0.63	+0.75	+0.07	-0.17	-0.42
					1.83	+0.81	+0.20	-0.05	-0.16
4	3516	S ⁰ 0	F0	1.5	0.40	+0.78	-0.12	-0.15	-0.65
					1.76	-0.82	-0.03	-0.09	-0.51
5	3728	Sb	F	14.5	1.75	+0.76	+0.33	-0.11	-0.03
6	4051	Sb	A5	4.7	0.41	+0.72	-0.11	-0.07	-0.32
					2.30	+0.61	+0.01	-0.05	+0.04
7	4151	Sa	A8	3.3	0.39	+0.61	-0.39	-0.30	-0.84
					2.30	+0.66	-0.14	-0.17	-0.42
8	5273	S0	F0	2.0	2.05	+0.84	+0.40	-0.08	-0.09
9	5394*	Sb	F0	1.3	1.37	+0.68	+0.15	-0.13	-0.12
10	5713*	Sb	F2	2.5	1.76	+0.63	+0.01	-0.19	-0.28
					2.30	+0.61	+0.05	-0.18	-0.22
11	6239	SBhp	A-F	4.0	0.36	+0.43	-0.38	-0.47	-0.84
					1.82	+0.59	-0.33	-0.43	-0.62

* NGC 5394 и 5713 Воклер отнес к типу Sbc, а во всех остальных источниках они отнесены к типу Sb. Поэтому мы избытки цветов приводим для типа Sb.

Трудно, однако, допустить наличие обратного положения в аномальных галактиках, показывающих покраснение при удалении от их центров. Ибо в этом случае надо допустить наличие большого количества голубых гигантов в центральных частях этих галактик, что крайне невероятно.

Отрицательные избытки цветов ядер или центральных частей галактик Вокулер [4] вообще склонен объяснить влиянием эмиссионных линий. Но эмиссионными являются менее трети рассматриваемых здесь галактик и лишь пять из приведенных в табл. 2 одиннадцати галактик. Бесспорное существование галактик с относительно синими центральными частями, ядра которых не являются эмиссионными, уже говорит против объяснения Вокулера. Даже в том случае, когда ядро показывает эмиссию во многих линиях, расположенных вдоль всего видимого спектра, как это имеет место у многих из рассматриваемых здесь галактик, эмиссионные линии не могут существенно влиять на цвет центральной части галактики.

Сейферт [6] определил интенсивности всех наблюдаемых эмиссионных линий в шести эмиссионных галактиках: NGC 1068, 1275, 3516, 4051, 4151 и 7469.

Согласно Сейферту эмиссионные линии в фотографических лучах дают всего 5—15% общего излучения ядер этих галактик. Очевидно поэтому, что эмиссионные линии могут существенно повлиять на цвет центральных частей галактик лишь в том случае, если показатели цветов излучения в линиях будут отрицательными. Но анализ, основанный на данных Сейферта, приводит к выводу, что показатели цвета, т. е. $U-V$ и $B-V$, излучения в эмиссионных линиях определенно положительны.

Эмиссия может существенно повлиять на цвет ядра в том случае, если она наблюдается только в линии 3727 Å и довольно сильная. Такие случаи исключительно редки, сильная эмиссия обычно наблюдается во многих линиях, расположенных вдоль всего видимого спектра, поэтому ее влияние на цвет ядра должно быть не так заметно. Остается признать, что относительно синий цвет центральных частей рассматриваемых галактик в основном обуславливается сильным коротковолновым континуумом.

И в самом деле, для многих из рассматриваемых галактик имеются указания о присутствии в их спектрах сильного коротковолнового континуума [1, 2]. В частности, эмис-

сия ядер, согласно Мейоллу [11], обычно сопровождается сильным коротковолновым континуумом.

Таким образом, мы приходим к выводу, что излучение центральных частей рассматриваемых здесь аномальных галактик складывается из двух родов излучения: *основного*, характерного для их типов, обуславливаемого обычно населением II типа, и *дополнительного*, имеющего довольно сильную коротковолновую часть.

§ 3. ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЦВЕТ ГАЛАКТИКИ

Присутствие дополнительного излучения с сильной коротковолновой частью в центральных частях рассматриваемых галактик может показаться несовместимым с их большими интегральными показателями цвета. Но простые расчеты показывают, что наложение на основное излучение ядра или центральной части галактики такого дополнительного излучения, составляющего не более одной десятой доли интегрального излучения галактики, заметно не повлияет на ее интегральный цвет, но оно может сильно повлиять на цвет центральной части.

В самом деле, допуская, что дополнительное излучение в визуальных лучах с показателем цвета C_1 составляет $1/S$ долю интегрального излучения галактики с показателем цвета C_2 , для показателя цвета суммарного излучения получим нижеследующую формулу:

$$C = 2.5 \lg \frac{1 + S}{10^{-0.3C_1} + S \cdot 10^{-0.3C_2}}$$

Если положить в этой формуле C_2 равным плюс единице, что характерно для населения II типа, а C_1 равным нулю или -0.3 (средние показатели цвета населения I типа и голубых гигантов), то соответственно получим:

$$C = 2.5 \lg \frac{1 + S}{1 + 0.4S} \quad \text{и} \quad C' = -0.3 + 2.5 \lg \frac{1 + S}{1 + 0.3S}.$$

Получаемые по этим формулам значения показателя цвета суммарного излучения при различных значениях S приведены в табл. 3.

Таблица 3

S	C	C'	S	C	C'
1	+0.39	+0.18	8	+0.83	+0.76
2	0.56	0.38	9	0.84	0.78
3	0.65	0.51	10	0.86	0.80
4	0.71	0.59	15	0.90	0.86
5	0.75	0.65	20	0.92	0.89
6	0.78	0.70	25	0.93	0.91
7	0.81	0.73	30	0.94	0.93

Как видно, при значениях S больше десяти дополнительное излучение действительно мало влияет на интегральный цвет галактики. Если, однако, оно будет более одной четверти основного излучения центральной части, то может заметно повлиять на ее цвет и вызвать покраснение цвета в галактике при удалении от ее центра. В том случае, когда дополнительное излучение будет порядка одной пятой или одной шестой доли основного излучения центральной части галактики, оно не может вызвать покраснения в ней, но проявит себя в спектре галактики, так как в фотографических лучах оно будет порядка половины основного излучения, а в ультрафиолете превзойдет его.

Если же учесть, что спектрограммы галактик обычно получаются путем использования излучения их центральных областей, то нетрудно заключить, что присутствие в центральной части галактики даже небольшого дополнительного излучения с сильной коротковолновой частью может проявляться в виде сравнительно далеко распространяющегося ультрафиолетового континуума.

Таким образом, можно сказать, что наш основной вывод о наличии в центральных частях рассматриваемых галактик дополнительного излучения с сильной коротковолновой частью находится в неплохом согласии со спектральными и колориметрическими данными о них.

§ 4. ПРИРОДА ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Дополнительное излучение центральных частей рассматриваемых галактик может иметь либо обычное, то есть

звездное происхождение, либо не звездное. Сильный коротковолновый континуум, как известно, характерен для голубых звезд. Поэтому при справедливости первого допущения галактики должны содержать голубые гиганты, так же как и белые звезды, поскольку многие из них имеют абсорбционные спектры с сильными водородными линиями.

Поэтому светимости их центральных частей можно пытаться схематически представить в виде суммы трех парциальных светимостей, обуславливаемых, во-первых, голубыми гигантами, во-вторых, белыми и желтыми звездами и, в-третьих, красно-оранжевыми гигантами, и затем попытаться определить относительные величины слагаемых.

Если обозначим парциальные светимости указанных выше типов звезд соответственно через I_1 , I_2 и I_3 , а интегральную светимость центральной части галактики через I , то можно написать следующую систему уравнений для трех цветов U, B и V:

$$I_{1U} + I_{2U} + I_{3U} = I_U$$

$$I_{1B} + I_{2B} + I_{3B} = I_B$$

$$I_{1V} + I_{2V} + I_{3V} = I_V$$

Или, выражая для каждого из трех типов звезд парциальные светимости в цветах U и B через их средний цвет и парциальную светимость в цвете V, можно написанную систему уравнений привести к следующей системе:

$$C_{1U} I_{1V} + C_{2U} I_{2V} + C_{3U} I_{3V} = I_U$$

$$C_{1B} I_{1V} + C_{2B} I_{2V} + C_{3B} I_{3V} = I_B$$

$$I_{1V} + I_{2V} + I_{3V} = I_V$$

содержащей только три неизвестных I_{1V} , I_{2V} и I_{3V} . Коэффициенты C_{1U} , C_{2U} , C_{3U} , C_{1B} , C_{2B} и C_{3B} определяются средними цветами соответствующих типов звезд, приведенных в табл. 4 по данным [12].

Система уравнений была составлена и решена для галактик NGC 3551, 3516 и 4151, которые могут служить образцами трех подгрупп рассматриваемых галактик, разблженных

Таблица 4

	Голубые гиганты	Белые и жел- тые звезды	Красно-оран- жевые гиганты
U - B	-0 ^m .80	+0 ^m .07	+1 ^m .35
B - V	-0.20	+0.23	+1.25

по величине их показателей цветов, приведенных во второй и третьей строках табл. 5. Для сравнения результатов решение производилось также для NGC 598, являющейся поздней спиралью, отнесенной к типу A5, и для некоей фиктивной галактики, имеющей значения показателей цвета $B - V = +0^m.3$ и $U - B = -0^m.3$, характерные для галактик, наиболее богатых голубыми гигантами.

Таблица 5

Тип звезд	NGC				
	3351	598		3516	4151
$(B-V)_0$	+0 ^m .75	+0 ^m .57	+0 ^m .30	+0 ^m .78	+0 ^m .61
$(U-B)_0$	+0.07	-0.04	-0.30	-0.12	-0.39
U					
Голубые гиганты	50	54	82	84	92
Белые и желтые звезды	38	38	13	03	00
Красно-оранжев. гиганты	12	08	05	13	08
B					
Голубые гиганты	23	27	57	45	62
Белые и желтые звезды	39	43	20	03	00
Красно-оранжев. гиганты	38	30	23	52	38
V					
Голубые гиганты	10	14	33	18	30
Белые и желтые звезды	26	31	17	02	00
Красно-оранжев. гиганты	64	55	50	80	70

Значения относительных парциальных светимостей в цвете V, полученных непосредственно из решения систем уравнений, наряду с парциальными светимостями в цветах U и B, вычисленными по формулам:

$$I_{U_i} = 10^{-0.4(U_i - V_i)} I_{V_i}$$

$$I_{B_i} = 10^{-0.4(B_i - V_i)} I_{V_i}$$

где U_i , B_i и V_i — средние цвета соответствующих типов звезд (табл. 4), приведены в табл. 5.

Сравнение полученных данных приводит к выводу, что относительная парциальная светимость голубых гигантов в центральных частях галактик с аномальными спектральными признаками, должна быть не меньше, чем в тех галактиках, в которых наиболее богато представлены голубые гиганты, а парциальная светимость белых и желтых звезд должна быть относительно мала. Возможно, что в некоторых из рассматриваемых галактик в самом деле присутствуют голубые гиганты, но трудно допустить наличие в центральных частях всех этих галактик столь большого количества голубых гигантов и такой необычный звездный состав многих из них, когда общая светимость центральной части, а иногда и всей галактики (как, например, NGC 415'), обуславливается только голубыми и красными гигантами. Все это находится в резком противоречии с тем представлением о звездном составе рассматриваемых галактик, который следует из спектрального типа, определенного по наблюдаемым линиям поглощения (типа А—F).

Поэтому нам представляется более вероятной вторая возможность — незвездное, то есть нетепловое происхождение дополнительного излучения центральных частей рассматриваемых галактик.

В пользу этого, пожалуй, говорят и недавно опубликованные результаты радиоисследования некоторых спиральных галактик [13]. Авторы этого исследования Метусон и Ром пришли к выводу, что радиоизлучение некоторых спиралей исходит главным образом из их центральных частей, в то время как основное радиоизлучение нормальных спиралей (M31 и наша Галактика) идет от протарной короны, заключающей в себе оптически наблюдаемую галактику.

В частности, радиоизлучение одной из рассматриваемых здесь галактик NGC 1068 локализовано в небольшой области вокруг ядра с диаметром не более $20''$.

§ 5. КОСМОГОНИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Судя по всему, дополнительное излучение, речь о котором шла в предыдущих параграфах, непосредственно связано с деятельностью ядер галактик, на активную космогоническую роль которых впервые обратил внимание В. А. Амбарцумян, допустивший возможность выбросов из ядер галактик, так же как их деления и дробления [14, 15, 16].

Наряду с этим, имеются веские данные, свидетельствующие о том, что формирование различных подсистем звезд в галактиках происходит неодновременно и неоднократно, и оно связано с деятельностью ядер. В самом деле, значительное различие в возрастах населений I и II типов и населения диска, представленных во многих спиральных, в настоящее время не вызывает никакого сомнения. Помимо этого, существуют спиральные галактики (NGC 23, 120, 598, 1964, 5248 и т. д.) с двумя, а иногда и с тремя парами рукавов, заметно отличающиеся друг от друга по структуре и отчасти по природе населения. Эти различия можно объяснить лишь разностью их возрастов, ибо трудно допустить, что в условиях вращения галактики эти различия в структурах, расположенных по соседству рукавов, обуславливаются различиями физических условий среды. Поэтому можно утверждать, что населения I типа время от времени обновляются и пополняются путем формирования новых подсистем в виде спиральных рукавов. Естественно допускать возможность такого пополнения и других типов населения, вновь возникающие подсистемы которых могут оставаться незаметными из-за отсутствия у них ярких структурных особенностей.

Все это приводит к выводу, что бурное формирование звезд, приводящее к образованию населения разных типов, в жизни галактик происходит в разные периоды времени. При этом каждый тип населения, видимо, образуется в течение

довольно большого периода времени путем неоднократного возникновения новых подсистем звезд, формирование которых, по-видимому, непосредственно связано с деятельностью ядер.

Поэтому наличие установленного нами дополнительного излучения в центральных частях галактик с аномальными спектральными признаками можно истолковать как аргумент, говорящий в пользу активности их ядер, связанной с процессами формирования новых подсистем звезд.

Согласно концепции В. А. Амбарцумяна [14, 15, 16], нашедшей в настоящее время довольно широкое распространение, в радиогалактиках происходит процесс формирования новых образований.

Как известно, в радиогалактиках наблюдается интенсивное нетепловое излучение в диапазоне радиоволн. Кроме того, возникновение эмиссионных линий в спектрах радиогалактик многие склонны объяснить наличием в них коротковолнового нетеплового излучения. А радиогалактики относятся к наиболее ранним морфологическим типам и часто показывают относительно ранние спектральные признаки, т. е. являются в этом отношении как бы родственными рассматриваемым нами галактикам, показывающим относительно ранние для своего типа спектральные признаки.

Поэтому вполне возможно, что в этих галактиках идут такие же процессы, как в радиогалактиках, но в более ограниченных масштабах. По-видимому, интенсивное нетепловое излучение в длинноволновом диапазоне возникает лишь при более бурных процессах, наблюдаемых в радиогалактиках.

Таким образом, анализ морфологических, колориметрических и спектральных данных приводит к заключению, что в центральных частях галактик, показывающих аномальные для своего типа спектральные признаки, имеется дополнительное излучение с сильной коротковолновой частью, которое, судя по всему, имеет нетепловую природу.

Происхождение этого дополнительного излучения, так же как у радиогалактик, по всей вероятности, неосред-

ственно связано с бурными процессами, сопровождающими формирование новых подсистем звезд в этих галактиках.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес и внимание к настоящей работе.

Բ. Ե. ՄԱՐԴԱՐՅԱՆ

ԻՐԵՆՑ ՏԻՊԻ ՀԱՄԱՐ ԱՆՈՄԱԼ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ԲՆՈՒՑԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հետազոտությունը ցույց է տալիս, որ գոյություն ունեն գգալի թվով E, SO, Sa և Sb տիպի դալակտիկաներ (աղյուսակ 1), որոնք ունեն համեմատաբար վաղ՝ A և F սպեկտրալ դասերին հատուկ հատկանիշներ, ինչպիսիք սովորաբար դիտվում են անկանոն և Sc տիպի դալակտիկաների սպեկտրներում:

Այս անոմալ սպեկտրալ հատկանիշներ ունեցող դալակտիկաների կենտրոնական մասերում դիտվում են գգալի բացասական գույնի ավելյուրներ (աղյուսակ 2) և նրանց մեծ մասի մոտ գույնը կենտրոնից հեռանալիս ոչ թե կապտում է, ինչպես այդ դիտվում է նորմալ դալակտիկաներում, այլ կարմրում է:

Բացի այդ, զիտարկվող դալակտիկաները սպեկտրի կարճալիք մասում ցույց են տալիս իրենց տիպի համար արտասովոր ուժեղ կոնտինուում:

Գույների և սպեկտրների մասին գոյություն ունեցող տվյալների հետազոտությունը բերում է այն հզրակացություն, որ անոմալ սպեկտրալ հատկանիշներ ունեցող դալակտիկաների կենտրոնական մասերում բացի հիմնական ճառագայթումից (որը սովորաբար պայմանավորվում է II տիպի աստղալին բնակչությամբ), գոյություն ունի և լրացուցիչ ճառագայթում ուժեղ կարճալիք մասով: Այն, հավանաբար, կապված է միջուկի գործունեության հետ և ունի ոչ աստղալին ծագում, որն ըստ երևույթին առաջանում է դալակտիկաներում նոր աստղալին ենթասխտեմների ձևավորման, ընթացքում:

ON THE NATURE OF THE GALAXIES WITH ANOMALOUS SPECTRAL FEATURES FOR THEIR TYPE

S u m m a r y

The study shows that there is a noticeable number of galaxies, attributed to the types E, SO, Sa and Sb (table 1), which have relatively early spectral features (A and F spectral types) typical for the irregular and Sc galaxies.

In the most cases central parts of these anomalous galaxies have considerable negative colour residuals (table 2). In addition the colour in these galaxies becomes redder, whereas colour in the normal galaxies usually becomes bluer when removing from their centres. Besides of this, the continuum in the short wave part of spectra of anomalous galaxies is relatively stronger.

The examination of the data on the colours and spectra permits to conclude that central parts of the considered galaxies in addition to principal radiation (usually due to the type II stellar population) produce a strong continuum in violet and ultraviolet region of spectrum.

The investigation brings to the conclusion that this additional radiation, which probably represent a result of nuclear activity, has nonstellar origin and seems to accompany the formation of new subsystems of stars going on in the same galaxy.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. M. L. Humason, N. U. Mayall and A. R. Sandage, A. J. 61, 97, 1956.
2. N. U. Mayall and A. de Vaucouleurs, A. J. 87, 363, 1962.
3. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.
4. G. de Vaucouleurs, Ap. J. Supp. Ser., № 48, vol. V, 233, 1961.
5. Б. Е. Маркарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 24, 3, 1958; 25, 15, 1959; 30, 7, 1962.
6. C. Seyfert, Ap. J., 97, 28, 1943.
7. W. W. Morgan, P. A. S. P., 70, 364, 1956.
8. W. W. Morgan, P. A. S. P., 71, 394, 1959.
9. W. W. Morgan and N. U. Mayall, P. A. S. P., 69, 291, 1957.

10. *E. Holmberg*, Medd. Lunds. Astr. Obs., Ser. II. № 136, 1958.
11. *N. U. Mayall*, Lick. Obs. Bull., № 497, 1939.
12. *H. L. Johnson and W. W. Morgan*, Ap. J., 117, 313, 1953.
13. *D. S. Mathewson and J. M. Rome*, Observatory, 83, 20, 1963.
14. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН АрмССР, серия физико-математических наук 9, 23, 1956.
15. *V. A. Ambartsumian*, Solvay Conference Report, Bruxells, 1958.
16. *V. A. Ambartsumian*, Transactions of the IAU, XIВ, 145, 1962.

ՈՒՆ - 5229



Б. Е. Маркарян

ИРРЕГУЛЯРНЫЕ ГАЛАКТИКИ ТИПА М82

§ 1. ИРРЕГУЛЯРНЫЕ ГАЛАКТИКИ С БОЛЬШИМИ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ЦВЕТА

В обычных иррегулярных галактиках типа Магеллановых Облаков, почти как правило, выделяются сгущения и узлы на сравнительно слабом и непрерывном фоне, образованном звездами умеренной и низкой светимости. Изучение показывает, что сгущения и узлы, наблюдаемые в иррегулярных, так же как и в спиральных галактиках, представляют собой О-ассоциации, т. е. образования, состоящие в основном из голубых гигантов и сверхгигантов (иногда с небольшой примесью белых и красных сверхгигантов), которые часто, но не всегда, бывают связаны со значительными диффузными туманностями.

Поэтому можно утверждать, что в обычных иррегулярных галактиках богато представлено молодое население I типа, чем, пожалуй, и следует объяснить их сравнительно ранний спектр (A—F) и небольшой показатель цвета— 0^m3 .

Иногда, однако, среди иррегулярных систем встречаются галактики с довольно большими показателями цвета. Шесть таких объектов с показателями цвета, находящимися в пределах 0^m7 — 1^m0 , имеется в каталоге яркостей и цветов галактик Холмберга [1]. Среди этих шести объектов два являются членами известной группы М81. Это галактики NGC 3034 (М8₂) и 3077, комбинированные спектры которых обладают признаками, характерными для спектрального класса А и раннего F. Таким образом, эти галактики обладают гораздо более красным цветом, чем следовало бы ожи-

дать по их спектрам, т. е. они показывают несогласие между цветом и спектром.

Но в этом отношении галактики NGC 3034 и 3077 не составляют исключения: подобное несогласие между цветом и спектром или между цветом и типом показывают и некоторые другие неправильные галактики.

Ниже в табл. 1 приведены данные для 11 галактик, которых можно отнести к типу M82. Эти галактики похожи на M82 по общей структуре и ряду других признаков. Они, за исключением NGC 3077, содержат много темной материи и имеют большие показатели цвета—более чем $+0.7$. В шестом, седьмом и восьмом столбцах табл. 1 приведены показатели цвета согласно [1], [2] и [3,4] соответственно, за исключением галактик NGC 3057, 4433 и 4691, нижние границы показателей цвета которых оценены на картах Паломарского атласа. По-видимому, все приведенные в табл. 1 галактики обладают спектральными признаками, характер-

Таблица 1

Список неправильных галактик типа M82

№	NGC	Галак. координаты		Спектр. тип	C1			m_{JK}	c_2	M_{JK}
		l	b		[1]	[2]	[3,4]			
1	520	108°	-57	A-F	+0 ^m 81	+0 ^m 75	—	12.2	2177	-20.1
2	972	116	-27	F3	—	0.85	—	12.1	1664	-19.7
3	2978	102	+51	—	1.01	—	—	12.8	—	—
4	3034	108	+41	A5	0.81	0.85	+0 ^m 84	9.2	400	-18.0
5	3067	102	+54	F2	—	—	>0.7	12.5	1452	-18.8
6	3077	108	+42	A-F	0.68	0.78	0.76	10.6	-26	-16.5
7	4433	263	+54	—	—	—	>0.7	12.8	—	—
8	4691	272	+59	—	—	—	>0.7	11.9	—	—
9	4753	277	+61	—	—	0.96	—	10.7	1256	-20.4
10	5195	69	+68	A-F	0.98	0.77	0.75	10.5	650	-17.0
11	5373	310	+62	G0	0.86	1.05	—	11.2	1102	-19.6

ными для классов A и F. Во всяком случае из семи галактик, для которых спектральные типы определены Хью-

массоном [5] и Мейоллом [5,6], шесть отнесены к типам ранее F5 и только одна отнесена к типу G0.

Выполненная нами детальная колориметрия [3,4] показывает, что при удалении от центра к периферии галактики NGC 3034 и 5195 синеют, как это обычно наблюдается у подавляющего большинства галактик, а галактика NGC 3077, наоборот, краснеет. Судя по имеющимся в литературе данным, такое же аномальное распределение цвета можно заподозрить у галактик NGC 520 и 4691.

Следует отметить, что галактики типа M82 отличаются от обычных иррегулярных галактик не только по цвету, но и по ряду других признаков. В самом деле, как уже было отмечено, обычные иррегулярные галактики довольно богаты горячими звездами и O-ассоциациями. Галактики же типа M82 не содержат O-ассоциаций — в них не наблюдаются характерные узлы и сгущения.

Даже при допущении наличия в них большого внутреннего поглощения по крайней мере ярчайшие ассоциации должны были бы выделяться благодаря большому контрасту между поверхностными яркостями ассоциаций (сгущений и узлов) и окружающей их среды.

Отсутствие O-ассоциаций в галактиках типа M82 косвенно говорит об отсутствии в них заметного количества голубых гигантов и сверхгигантов вообще, так как хорошо известна тенденция скупивания и образования ассоциаций этих звезд. Отсутствие заметного количества горячих звезд высокой светимости в галактиках типа M82 для отдельных примеров подтверждается прямыми наблюдениями. Галактики NGC 3034, 3077 и 5195 находятся на сравнительно близких расстояниях, при которых звезды очень высокой светимости должны быть вполне доступны современным крупнейшим телескопам. Но на снимках этих галактик, полученных даже 200" телескопом, нет признаков, свидетельствующих о наличии в них голубых гигантов и сверхгигантов.

Другой чертой, отличающей класс объектов типа M82 от обычных иррегулярных, является наличие среди них галактик высокой светимости.

Абсолютные величины рассматриваемых галактик приведены в последнем столбце табл. 1. Они были вычислены по их радиальным скоростям [5,6] при значении коэффициента Хаббла $H = 75$ км/сек на мегапарсек. В случае близких галактик были использованы их модули расстояния.

Как видно из этих данных, абсолютные величины галактик типа M82 меньше -18^m (за исключением NGC 5077 и 5195, абсолютная величина которых $-16^m.5$ и $-17^m.0$), в то время как у обычных иррегулярных галактик абсолютная величина редко доходит до -18^m — -19^m ; обычно она колеблется в пределах -14^m и -17^m .

И, наконец, следует отметить, что обычные иррегулярные галактики содержат гораздо меньше темной материи, чем галактики типа M82. В последних темная материя часто сосредотачивается в центральных частях, в виде больших облаков создающих клочковатую структуру и большие флуктуации в распределении яркости. С другой стороны, большие флуктуации в распределении яркости у обычных иррегулярных галактик преимущественно проявляются в наличии сгущений и узлов.

Благодаря этому, пожалуй, можно по одной лишь структуре отличать галактики типа M82 от иррегулярных типа Магеллановых Облаков.

Таким образом, имеются достаточно серьезные основания для констатации существования *двух различных типов иррегулярных галактик*: типа Магеллановых Облаков и типа M82, которые отличаются друг от друга не только по цвету (на это различие впервые обратил внимание Холмберг [1]), но и по ряду других, указанных выше существенных признаков.

§ 2. НЕСОГЛАСИЕ МЕЖДУ ЦВЕТОМ И СПЕКТРОМ ГАЛАКТИК ТИПА M82

В предыдущем параграфе сделано заключение о существовании особого подтипа иррегулярных галактик (типа M82), которые, обладая довольно большими показателями цвета, вместе с тем показывают ранние спектраль-

ные признаки, характерные обычно для галактик, имеющих небольшие показатели цвета.

Таким образом, имеется явное несогласие между спектрами и цветами иррегулярных галактик типа M82, так как они являются более красными, чем следовало бы ожидать по их спектрам. Возникает вопрос, чем же вызвано это несогласие?

а) В качестве возможной причины, обуславливающей несогласие между цветами и спектрами иррегулярных галактик типа M82, можно выдвинуть предположение о возможности искусственного покраснения их излучения вследствие поглощения. Разумеется, речь здесь может идти о внутреннем поглощении, так как поглощение в пределах нашей Галактики для этих объектов должно быть незначительно из-за их больших галактических широт.

Такое предположение было выдвинуто со стороны Моргана и Мейолла [7] для объяснения несогласия между спектром и цветом M82, исходя из факта наличия в ней большого количества темной материи. Согласно Мейоллу [8], в пользу этого предположения говорит наблюдаемый крутой декремент Бальмеровских эмиссионных линий в спектре M82. Но следует отметить, что это относится к единственному имеющемуся в M82 образованию с сильной эмиссией, расположенному несколько западнее ее центра [9]. В окружении этого образования имеется темная материя, которая, возможно, и могла повлиять на декремент, но, очевидно, отсюда не следует, что все излучение галактики подвергнуто сильному влиянию поглощения.

По некоторым соображениям, приведенным в [9], нам показалось маловероятным объяснение несогласия между цветом и спектром M82 влиянием поглощения.

Теперь, когда можно считать установленным существование особого подкласса иррегулярных галактик типа M82, отличающихся от обычных иррегулярных галактик тем, что они не содержат звездных ассоциаций и заметного количества горячих звезд высокой светимости, указанное выше объяснение становится еще более маловероятным.

Правда, некоторое покраснение излучения галактик, содержащих темную материю, которой, в частности, богаты иррегулярные галактики и поздние спирали, безусловно должно иметь место, но для того, чтобы объяснить всю разницу между показателями цвета иррегулярных галактик типов Магеллановых Облаков и M82, надо допустить, что светимости последних ослаблены по крайней мере на 2^m — 3^m . Но в этом случае для многих галактик типа M82 получатся невероятно большие светимости, так как их светимости высоки и без учета поглощения (табл. 1).

Помимо этого, среди иррегулярных галактик типа M82 вообще могут быть объекты подобно галактике NGC 3077, не содержащие заметного количества темной материи, для которых указанное выше объяснение совершенно неприемлемо.

Есть еще одно обстоятельство, которое заставляет скептически относиться к объяснению несогласия между цветом и спектром иррегулярных галактик типа M82 влиянием поглощения. Дело в том, что обычные иррегулярные галактики и поздние спирали (типа Sc) мало отличаются друг от друга по природе населения. Галактики указанных типов исключительно богаты O-ассоциациями и вообще горячими звездами высокой светимости, так же как и газовыми и пылевыми туманностями.

Если галактики типа M82 представляли бы собой обычные иррегулярные галактики, а их большие показатели цвета были бы обусловлены внутренним поглощением, то, очевидно, аналогичных случаев можно было бы ожидать и среди галактик типа Sc.

Между тем, среди сравнительно ярких галактик типа Sc, количество которых превышает количество иррегулярных галактик почти на целый порядок, таких случаев не наблюдается.

Исходя из всего вышесказанного, мы приходим к выводу, что большие показатели цвета иррегулярных галактик типа M82 лишь частично могут быть обусловлены внутренним поглощением, в основном же они должны быть обусловлены природой населяющих их звезд. По-видимому,

в излучении иррегулярных галактик типа М82 решающую роль играет население II типа. При реальности этого вывода они должны быть родственными галактикам ранних морфологических типов, имеющим относительно ранние для своего типа спектральные признаки [10].

Следует отметить, что морфологические типы у многих из рассматриваемых здесь галактик недостаточно определенные. Например, галактики NGC 972, 3067, 4691 и 4753 Хаббл отнес к типам S0p, S0p и S0p, а Морган [11], Сандейдж [12] и Вакулер [13] относят к типу иррегулярных. Галактику NGC 3077 все относят к типу иррегулярных, но она обладает почти сфероидальной формой и заметным градиентом яркости вдоль радиуса и не содержит значительного количества темной материи. А NGC 5195 раньше относилась к типу Eр, видимо из-за ее сфероидальной формы и довольно яркого ядра, четко выделяющегося на малоэкспонированных снимках. Теперь же все ее относят к типу иррегулярных, по всей вероятности, из-за наличия в ней большого количества темной материи, вызывающей заметные нерегулярности в распределении ее яркости. Недостаточная определенность морфологических типов многих иррегулярных галактик типа М82 возникает из-за наличия у них структурных признаков, роднящих их с галактиками ранних морфологических типов.

Поэтому наш вывод о том, что основное излучение рассматриваемых галактик обуславливается населением II типа, становится еще более вероятным. Очевидно, при реальности такого вывода наблюдаемые у иррегулярных галактик типа М82 относительно ранние спектральные признаки должны иметь необычное, возможно незвездное происхождение.

б) Наличие нетеплового излучения в длинноволновом диапазоне у прототипа рассматриваемых галактик—М82 можно считать твердо установленным, ибо М82 является довольно мощным радиоисточником [14].

Недавнее исследование Сандейджа и Линдса [15] привело к заключению, что наблюдаемая на ее периферии система волокон (имеющих природу разреженной газовой

среды) расширяется со скоростью, доходящей до 1000 км/сек. Исходя из этого, они допускают возможность огромного взрыва в центральной части этой галактики. Согласно их расчетам взрыв произошел $1.5 \cdot 10^9$ лет тому назад, а масса наблюдаемого расширяющегося вещества равна $3.6 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Указанные авторы находят, что слабое излучение волокон в континууме, так же как и в эмиссионных линиях, и заметная поляризация их света, выявленная Эльвиусом [16], являю говоря о реальной возможности существования синхротронного излучения в этой галактике.

С другой стороны, расчеты Г. А. Гурздяна [17] показывают, что наблюдаемые иногда у галактик нехарактерные для своего типа или цвета спектральные особенности, происхождение которых трудно объяснить обычным излучением, при известных предположениях возможно объяснить синхротронным излучением.

Вышеизложенное позволяет допустить наличие оптического синхротронного излучения в галактиках типа M82, чем, по-видимому, и можно объяснить их относительно ранние спектральные признаки, в частности присутствие Бальмеровской серии в поглощении. При этом следует отметить, что рассматриваемые галактики, имея много общего с M82, вместе с тем могут иногда многим отличаться от нее. Поэтому допущение наличия синхротронного излучения в оптическом диапазоне частот не обязывает к идентичному повторению в них всех процессов, происходящих в M82.

Следуя идеям В. А. Амбарцумяна [18, 19, 20] об активной роли ядер в эволюции галактик, можно высказать предположение, что иррегулярные галактики представляют собой ту стадию развития галактик, когда ядро, исчерпывая себя, прекращает свое существование как очаг, поддерживающий периодическое формирование новых образований в галактике.

Если иррегулярные галактики в самом деле представляют собой последнюю стадию развития галактик, то переход галактик в эту стадию может совершиться почти из любого морфологического типа постольку, поскольку среди

иррегулярных галактик имеются объекты как типа Магеллановых Облаков с богатым населением I типа, так и типа M82, состоящие в основном из населения II типа.

Բ. Ե. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

M82-ի ՏԻՊԻ ԱՆԿԱՆՈՆ ԳԱՂԱԿՏԻԿԱՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ու մ

Անկանոն գալակտիկաներ, որոնք M82-ի նման ունեն մեծ գուլնի ցուցիչներ և համեմատաբար վաղ սպեկտրալ հատկանիշներ, հանդիպում են ոչ հազվադեպ: 1 աղյուսակում բերված են որոշ տվյալներ 11 այդպիսի, համեմատաբար պայծառ գալակտիկաների համար: Այս գալակտիկաների գուլնների և սպեկտրների միջև եղած անհամապատասխանությունը հնարավոր չէ բացատրել կլանող նյութի աղդեցությունով:

Հետազոտությունը ցույց է տալիս, որ M82-ի տիպի գալակտիկաները տարբերվում են սովորական անկանոն գալակտիկաներից ոչ միայն իրենց գուլնով, այլև մի շարք այլ կարևոր առանձնահատկություններով, ինչպես, օրինակ, իրենց աստղային բնակչության բնույթով: Եղած տվյալների հետազոտությունը բերում է այն եզրակացության, որ M82-ի տիպի գալակտիկաների լուսատվությունը հիմնականում պայմանավորվում է 11 տիպի աստղային բնակչությամբ, այն դեպքում, երբ սովորական անկանոն գալակտիկաների լուսատվությունը հիմնականում պայմանավորվում է 1 տիպի բնակչությամբ:

Այսպիսով, լիակատար հիմք կա պնդելու, որ M82-ի տիպի օբյեկտները անկանոն գալակտիկաների մեջ կազմում են հատուկ ենթադաս:

Շատ հնարավոր է, որ այս գալակտիկաների վաղ սպեկտրալ հատկանիշները, որոնք պայմանավորում են նրանց գուլների և սպեկտրների միջև դիտվող անհամապատասխանությունը, ունեն ոչ աստղային ծագում: Օպտիկական սինխրոտրոն ճառագայթման գոյությունը M82-ի տիպի օբյեկտներում շատ հավանական է:

B. E. MARKARIAN

M82 TYPE IRREGULAR GALAXIES

Summary

The irregular galaxies with large colour indices and relatively early spectral characteristics similar to M82 are not so rare. In table I eleven such bright galaxies are listed.

It seems unlikely that the discrepancy between spectra and colours of these galaxies can be explained by the influence of absorbing matter.

The study shows that M82 type galaxies differ from usual irregular galaxies not only in colour but also in some other important features. Particularly they differ from usual irregular galaxies by the nature of stellar population. The examination of some data permits to conclude that the luminosities of M82 type galaxies are mainly caused by type II stellar population, whereas for the luminosities of usual irregular galaxies the type I stellar population is chiefly responsible.

To all appearances M82 type objects form special sub-type of irregular galaxies.

It is quite possible that early type spectral peculiarities of M82 type galaxies (which are at variance with colours) have nonstellar origin. The presence of optical synchrotron radiation in these galaxies is very probable.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Holmberg, Medd. Lunds Astr. Obs., Ser. II, № 136, 1958.
2. E. Pritz, Ap. J., **120**, 413, 1954.
3. Б. Е. Маркарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **25**, 15, 1958.
4. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Осанкян, С. Н. Аракелян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **30**, 3, 1962.
5. M. L. Humason, N. U. Mayall and A. R. Sandage, A. J., **81**, 97, 1956.
6. N. U. Mayall and A. de Vaucouleurs, A. J., **87**, 363, 1962.
7. W. W. Morgan, N. U. Mayall, Science, **1930**, 1421, 1959.
8. N. U. Mayall, Lick Obs. Bull., № 566, 1960.
9. Б. Е. Маркарян, Астрономический журнал, **39**, 1011, 1962.

10. *Б. Е. Маркрян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **34**, 3, 1963.
11. *W. W. Morgan*, P. A. S. P., **70**, 364, 1958.
12. *A. R. Sandage*, The Hubble Atlas of galaxies, 1961.
13. *G. de Vaucouleurs*, Ap. J., Suppl. ser. V, 233, 1961.
14. *C. R. Lynds*, Ap. J., **134**, 659, 1961.
15. *C. R. Lynds and A. R. Sandage*, Ap. J., **137**, 1005, 1963.
16. *A. Elulus*, Lowell Obs. Bull., № 119, vol. V, 281, 1962.
17. *Г. А. Гурздян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **34**, 37, 1963.
18. *В. А. Амбарцумян*, Известия АН АрмССР, **9**, 23, 1956.
19. *V. A. Ambartsumian*, Solvay Conference Report, Bruxelles, 1958.
20. *V. A. Ambartsumian*, Transactions of the IAU, XI B, 145, 1962.

А. Т. Каллоглян

ПЕКУЛЯРНАЯ ГАЛАКТИКА NGC 3656

При изучении скряжских снимков области неба в районе NGC 3718 мы обратили внимание на довольно необычные особенности строения галактики NGC 3656. По существу NGC 3656 является двойной галактикой, главная компонента которой двумя яркими „перемычками“ соединена с более слабой компонентой. В атласе взаимодействующих галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова [1] она отнесена к группе галактик типа M51. На картах паломарского атласа NGC 3656 сильно передержана и, кроме отмеченной пекулярности, никаких других особенностей не замечается. Однако на снимках, полученных нами на 21—21" телескопе Бюраканской обсерватории, наглядно видно, что яркая компонента в свою очередь раздвоена. Узкая темная полоса шириной примерно в 3—4", проходящая через центр, разделяет ее на две почти равные по яркости половины. Яркость по обе стороны от темной полосы довольно высокая. Направление полосы составляет с направлением линии, соединяющей обе компоненты около 20°. Позиционный угол полосы 8°. „Перемычки“, соединяющие главную и слабую компоненты, как бы облегают первую из них. Однако более подробное исследование деталей этого интересного объекта на наших снимках затруднительно из-за недостаточного масштаба снимков (114" на 1 мм).

Темная полоса, разделяющая яркую галактику, по всей вероятности, является зоной поглощения. Никаких свидетельств в пользу того, что главная компонента является двойной галактикой, наши снимки и полученные из них данные не содержат. С другой стороны, колориметрические данные прямо говорят о единстве главной компоненты.

Снимки получены в фотографических лучах без фильтра на пластинках „Кодак Оз—О“ и в фотовизуальных лучах на пластинках „Кодак Оз—Е“ в комбинации с фильтром GG—11. Применялся метод двухэтажной кассеты. Методика наблюдений и измерений описана нами в предыдущих работах (см., например, [2]). Измерения проводились сплошным образом с диафрагмой, вырезающей на пластинках квадрат со стороной 5.7. В каждом луче измерено по две пластинки. Среднеквадратичная ошибка измерений меньше $0^m 1$.

Результаты измерений, после приведения к международной системе с помощью уравнения цвета согласно [2], приведены в виде карты распределения поверхностной яркости и цвета. С левой стороны и сверху карты указаны координаты центров измеряемых площадок. Геометрическому центру главной компоненты, находящемуся в зоне поглощения, приписаны нулевые координаты. Цифры, отмеченные на карте курсивом, относятся к слабой галактике. Зона поглощения расположена на карте вертикально, имея абсциссу $x=0$. Наши измерения выявляют ее недостаточно контрастно, так как сторона квадрата, вырезаемого микрофотометром, была больше ширины зоны.

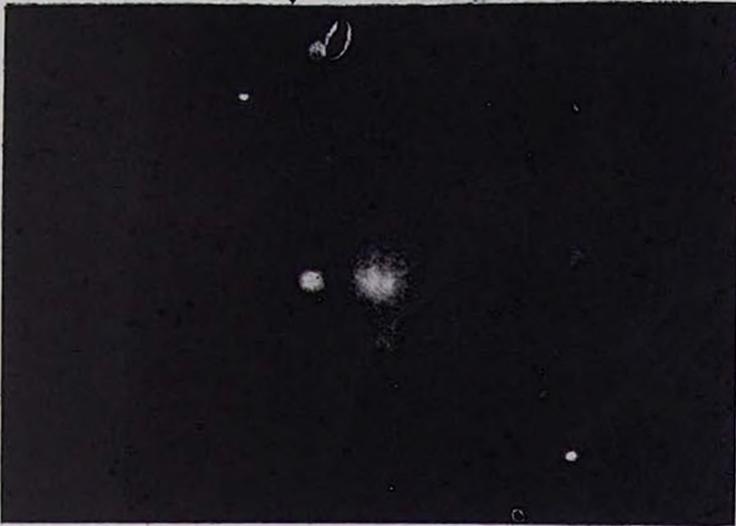
Интегральная фотографическая звездная величина и показатель цвета в международной цветовой системе для главной компоненты оказались равными $13^m 55$ и $+1^m 00$ соответственно. Те же величины для слабой компоненты равны $16^m 35$ и $+0^m 33$.

Средний показатель цвета „перемычек“, соединяющих обе компоненты системы, равен $+0^m 9$. Показатель цвета фона между двумя „перемычками“: $+0^m 8$.

Рассмотрение карты распределения яркости и цвета по NGC 3655 приводит к следующим выводам.

1. Показатель цвета главной компоненты NGC 3656 типичен для эллиптических и линзовидных галактик. Значение интегрального показателя цвета ($CI = +1^m 00$) очень хорошо удовлетворяет уравнению цвет—звездная величина, полученному Петтитом для эллиптических галактик [3].

N



E

Фото. 1. NGC 3656 на пластинках „Кодак Оа-О“ (экс. 60^м)



Фото. 2. NGC 3656 на пластинках „Кодик Оа-Е“ через светофильтр GG-11 (э.с. 40^м)

2. Средняя поверхностная яркость главной компоненты около $22^m 2$ с кв. секунды дуги.

3. Цвет темной полосы главной компоненты в среднем на $0^m 3$ краснее цвета фона (области, заключенной между „перемычками“). Это почти прямо говорит о том, что темная зона в яркой компоненте вызвана поглощающим слоем. Как мы упоминали, размеры примененной диафрагмы несколько больше ширины полосы, что может только уменьшить разницу в показателях цвета фона и зоны поглощения, поскольку по обе стороны от последней цвет менее красен, чем в самой полосе.

4. Средний показатель цвета соединяющих „перемычек“ мало отличается от показателя цвета фона.

5. Слабая компонента почти на $0^m 4$ голубее главной компоненты. Такой цвет не типичен для эллиптических галактик, хотя по виду она напоминает эллиптическую галактику. Возможно, что здесь мы имеем дело с пекулярной эллиптической галактикой или просто с ярким сгущением с относительным преобладанием в нем звезд I типа населения.

По морфологическим и колориметрическим признакам главная компонента NGC 3656 как будто является эллиптической галактикой. Как хорошо известно, изображения пекулярных галактик NGC 5128 и NGC 3718 показывают весьма интенсивные зоны поглощения, проходящие через центры этих галактик. Очевидно, что явление, наблюдаемое в NGC 3656, похоже на эти полосы.

Поскольку образование зон поглощения в NGC 5128 и NGC 3718 вероятно связано с выбросами вещества из ядра, представляет интерес предположение, что и здесь наряду с возникновением спутника, являющегося сгущением, выброшенным из ядра, могла возникнуть подобная зона поглощения.

В существующих в настоящее время списках вблизи NGC 3656 нет радиоисточника.

NGC 3656 ԳԵՆՈՒԼՅԱՎ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

NGC 3656 կրկնակի գալակտիկայի բաղադրիչներն իրար ճեկացված են երկու պարլառ ձողերով: Բյուրականի աստղադիրաբանի 21—21' գիտացիի վրա մեր կողմից աստղացված նկարները ցույց են տալիս, որ NGC 3656-ի գլխավոր բաղադրիչը մաթ շերտով բաժանված է երկու մասի: Եուրջ է արվում, որ դա արդյուն է գալակտիկայի կենտրոնով անցնող կլանման գոտու:

Չափուններից աստղակի են՝ պարլառ բաղադրիչի ինսեգրա աստղային մեծությունը և գույնի ցուցիչը՝ 13^m 55 և +1^m 00, թուրադրիչի միևնույն մեծությունները՝ 16^m 35 և +0^m 63.

Աստղացվածքային և գունաչափական սվլայների տեսակետից NGC 3656-ի գլխավոր բաղադրիչը, համաձայնաբար, էլիպտիկ գոտակաիկա է: Այս աստղով էսկան է երկրորդ ասիպի աստղային բնակ շախիտներից կազմված գալակտիկայում կենտրոնով անցնող կլանման գոտու ապակաթյունը:

A. T. KALLOGHILYAN

THE PECULIAR GALAXY NGC 3653

Summary

NGC 3656 is a double galaxy, the components of which are connected by means of two bright filaments. On the print of Palomar Sky Survey this object is overexposed and thus no other peculiarities are seen.

The plates taken by 21+21" telescope of Purakan Observatory show, however, that the main component of NGC 3656 is clearly divided in two parts by an obscuring layer, which passes across its center.

The integrated apparent magnitude and color index of the main component on the International scale are equal to 13^m 55 and +1^m 00 respectively. Corresponding data for the faint component are 16^m 35 and +0^m 63.



According to external appearance and colorimetric data the main component of NGC 3656 is similar to an elliptical galaxy. It is a rare example of the presence of a central obscuring band in a galaxy which is composed of population II.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, ч. 1, Москва, 1959.
2. А. Т. Каллоглян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 30, 21, 1962.
3. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.

Г. А. Гурздян

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ
БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ ВОДОРОДА В СПЕКТРАХ
ГАЛАКТИК ТИПА M82

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют галактики, в отношении которых есть серьезное основание сомневаться в звездном происхождении наблюдаемых в их спектрах линий поглощения бальмеровской серии водорода. Так, иногда, судя по линиям поглощения бальмеровской серии водорода в спектре, данная галактика может быть отнесена к типу А, а между тем показатель цвета соответствует более позднему типу, например G.

В качестве примера можно указать хорошо известную иррегулярную галактику M82, подробно изученную Петтитом [1], Холмбергом [2], а совсем недавно—Б. Е. Маркаряном и сотрудниками [3, 4]. В спектре этой галактики присутствуют довольно интенсивные линии поглощения бальмеровской серии водорода [5], обстоятельство, как будто указывающее на преобладание в ней звездного населения первого типа, для которого характерно небольшое значение показателя цвета—порядка $+0^m3$. Между тем, по измерениям указанных авторов, M82 обладает довольно большим показателем цвета—порядка $+0^m8$, что, наоборот, должно говорить о преобладании в ней звездного населения второго типа. Иначе говоря, судя по спектру, следовало бы M82 отнести к типу A5 [6], а судя по цвету—к типу G или K [3]. Аналогичная картина наблюдается и в отношении других галактик (NGC 5195, NGC 205 [3]).

Особое внимание на серьезное расхождение между спектром и цветом галактики M82 обратил Б. Е. Маркарян [4],

отвергший вместе с тем объяснение, данное Морганом и Мейоллом [7], согласно которым указанное расхождение может быть следствием сильного поглощения излучения $H\delta$, происходящего в ее же пределах.

Если бальмеровские линии поглощения в спектре какой-нибудь галактики не имеют звездного происхождения, то они должны иметь межзвездное—в отношении данной галактики—происхождение. В этом случае оптическая толщина межзвездного водорода по всей глубине рассматриваемой галактики в линиях бальмеровской серии должна быть порядка или больше единицы. При заданных размерах галактики и плотности водородных атомов в ней существует минимальная концентрация водородных атомов во втором энергетическом состоянии, при котором указанное требование будет выполнено. Но в обычных для межзвездной среды физических условиях это требование не выполняется. Поэтому на присутствие бальмеровских линий поглощения неизвестного происхождения в спектре той или иной галактики следует смотреть как на указание необычных физических условий в ней. В настоящей статье сделана попытка выяснить условия, при которых могут возникнуть бальмеровские линии поглощения водорода в интегральном спектре галактики, и механизм, поддерживающий эти условия.

§ 2. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ВОДОРОДНЫХ АТОМОВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЗВЕЗД

Будем исходить из сферически симметричной модели галактики диаметра D с равномерным распределением звезд, в спектрах которых отсутствуют бальмеровские линии поглощения (т. е. принадлежащих либо более раннему, либо более позднему типу, чем A). Предполагается также, что межзвездное пространство в этой галактике заполнено водородом со средней концентрацией n_0 .

В отношении межзвездного водорода (в дальнейшем речь будет идти о межзвездном водороде и межзвездном пространстве только рассматриваемой галактики) могут быть три предположения: а) водород полностью находится в ней-

тральном состоянии; б) часть водорода находится в сильно ионизованном состоянии (зона III), а остальная часть—в нейтральном (зона II), что соответствует модели нашей галактики; в) водород всюду находится в ионизованном состоянии.

Для возникновения бальмеровских линий поглощения необходимо, чтобы число водородных атомов во втором энергетическом состоянии было достаточно велико. Нужно, чтобы возбуждение было бы выше определенного минимума. В отношении возбуждения второго энергетического уровня упомянутые три случая сильно будут отличаться друг от друга и поэтому целесообразно рассмотреть их в отдельности.

а. Водород полностью находится в нейтральном состоянии. В этом случае предполагается, что галактика состоит в основном из звезд поздних спектральных классов. Их излучение не может непосредственно возбуждать водород. Остается допустить механизм столкновений. Но этот механизм дает для степени возбуждения второго уровня даже при заведомо невероятном при этих условиях допущении $T_e \sim 10000^\circ$, значение $\frac{n_2}{n_1} \sim 10^{-22}$, т. е. $n_2 \sim 10^{-22} \text{ см}^{-3}$,

если $n_1 \sim 1 \text{ см}^{-3}$ (при вычислениях использованы эффективные сечения столкновений, приведенные в [8]). Между тем, для возникновения линии поглощения необходимо, чтобы $n_2 \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, которое получается при размерах галактики $D \sim 10000$ парсек из условия:

$$t_i = n_2 s_i D \lesssim 1, \quad (1)$$

где t_i — оптическая толщина галактики в частоте данной бальмеровской линии i , s_i — коэффициент селективного поглощения водорода в этой линии.

б. Модель нашей Галактики. В этом случае предполагается, что часть межзвездного водорода находится в полностью ионизованном состоянии—в зонах III, а остальная часть—в нейтральном состоянии—в зонах II. В зонах III имеем следующие условия [9]: $\frac{n^+}{n_1} \sim 100$, $\frac{n_2}{n_1} \sim 10^{-10}$

при коэффициенте диллюции $W \sim 10^{-16}$. Отсюда найдем $n_2 \sim 10^{-14} \text{ см}^{-3}$ при $n^+ = n_0 \sim 1 \text{ см}^{-3}$ и $n_1 \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, общая протяженность всех зон III по лучу зрения, очевидно, будет меньше размера галактики D . Тогда для первой линии бальмеровской серии водорода H_{α} , например, получим ($s_{H_{\alpha}} = 4.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$) $t_{H_{\alpha}} \sim 10^{-2} \ll 1$, а, следовательно, линия поглощения не может возникнуть.

Что касается L_{α} квантов, то в зонах III их будет больше, чем в случае (а) — вследствие их диффузии из зон III, где они возникают за счет L_{α} квантов. Тем не менее плотность L_{α} излучения в зонах III будет очень мала по следующим двум причинам: из-за конечной вероятности расщепления L_{α} кванта на два кванта (двухфотонное излучение) [9]; из-за конечной вероятности поглощения L_{α} кванта со стороны межзвездных пылевых частиц [10]. Поэтому требование $t_{\alpha} > 1$ не будет удовлетворено и для зон III.

Последнее затруднение можно попытаться устранить, сделав предположение, что галактика содержит достаточное число звезд типа B1—B2, наряду с большим количеством звезд поздних спектральных типов. Этот случай проанализирован количественно при следующих допущениях: температура звезды (тип B1—B2) равна 20000° , радиус зоны ионизации — 15 парсек (при $n_0 \sim 1 \text{ см}^3$), расстояние между двумя звездами типа B1—B2 — порядка 50 парсек, коэффициент диллюции на границе зоны ионизации $W \sim 10^{-17}$. При этих условиях плотность L_{α} излучения в зоне III, находящейся между зонами III такова, что получается $n_2 \sim 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, т. е. на три порядка меньше, чем то, которое необходимо, чтобы $t_{\alpha} > 1$.

§ 3. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ. СЛУЧАЙ СЛАБО ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА

Допустим, что межзвездный водород в рассматриваемой галактике везде ионизован каким-то способом, но в очень слабой степени. Очевидно, такая среда может служить источником возникновения L_{α} излучения за счет трансформации ионизирующего L_{α} излучения, независимо от природы проис-

хождения последнего. Возникшие L_α кванты будут способствовать увеличению относительной доли водородных атомов во втором состоянии n_2/n_1 . Но в силу слабой ионизации подавляющее количество водородных атомов в этом случае будет находиться в основном состоянии, что приведет к увеличению абсолютной величины n_2 . Тогда, при достаточно большой линейной протяженности среды (галактики), возможен случай, когда требование (1) будет удовлетворено и тем самым будут созданы условия для возникновения линий поглощения.

Если даже небольшая часть межзвездного водорода находится в ионизованном состоянии, то она дает эмиссионные линии бальмеровской серии. Эта же среда может дать линии поглощений той же серии. В рассматриваемом случае как эмиссионные линии, так и линии поглощения возникают в кинематическом отношении в одинаковых условиях (одинаковые кинетические температуры). Поэтому центральные частоты этих линий в точности будут совпадать друг с другом. Тогда для определения результирующей интенсивности выходящего из галактики излучения следует брать разницу интенсивностей линий поглощения и эмиссионной линии.

Обозначим через I_{if} интенсивность i -й бальмеровской линии поглощения водорода, а через I_{ie} — интенсивность эмиссионной линии того же номера: в обоих случаях интенсивности относятся к внешним границам галактики. Очевидно, для того чтобы в интегральном спектре рассматриваемой галактики данная водородная линия наблюдалась в поглощении, необходимо, чтобы

$$I_{if} > I_{ie}. \quad (2)$$

Если H_i есть поток излучения в непрерывном спектре данной галактики и на ее внешних границах около водородной линии i , а W_i — эквивалентная ширина в единицах частот этой линии, то можем написать для I_{if} :

$$I_{if} = W_i H_i. \quad (3)$$

Написав I_{if} в форме (3), мы фактически всю галактику уподобляем обращающему слою Солнца, с той лишь разницей, что источниками непрерывного излучения являют-

ся звезды галактики, а селективное рассеяние вызывается межзвездными водородными атомами этой же галактики.

Для W , имеем в силу (1), а также уширение линий поглощения ввиду доплеровского эффекта тепловых движений атомов,

$$W_i = 2t_i \Delta v_D \int \frac{dp}{e^{p^2} + t_i}, \quad (4)$$

где $\Delta v_D = \frac{v}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, а t_i дается выражением (1). Поэтому будем иметь для I_{ij} из (3):

$$I_{ij} = 2t_i H_i \varphi(t_i), \quad (5)$$

где обозначено

$$\varphi(t_i) = \int_0^{\infty} \frac{dp}{e^{p^2} + t_i}. \quad (6)$$

Числовые величины функции $\varphi(t_i)$ для некоторых значений t_i , найденные путем графического интегрирования*, приведены в табл. 1.

Таблица 1

t_i	$\varphi(t_i)$	t_i	$\varphi(t_i)$
0	0.886	10	0.1421
1	0.536	20	0.0822
2	0.385	30	0.050
4	0.266	200	0.0112
5	0.230	300	0.0077

Для интенсивности эмиссионной бальмеровской линии I имеем:

$$I_{ic} = \frac{c_i}{a_i} (1 - e^{-t_i}), \quad (7)$$

* При $t_i > 55$ интеграл (6) берется приближенно в конечном виде, см. [17].

где $\alpha_l = n_2 s_l$ есть объемный коэффициент поглощения, а ε_l — объемный коэффициент излучения и равен

$$\varepsilon_l = n_l A_{12} h\nu_l = n^+ n_e z_l(T_e) A_{12} h\nu_l, \quad (8)$$

где $z_l(T_e) = n_l / (n^+ + n_e)$, n^+ и n_e — концентрация протонов и свободных электронов в среде.

При больших значениях t_l имеем из (7)

$$I_{l0}^{\max} = \frac{\varepsilon_l}{\alpha_l} = \frac{\varepsilon_l}{n_2 s_l}, \quad (9)$$

т. е. при данной концентрации атомов водорода во втором энергетическом состоянии n_2 существует максимальное значение интенсивности эмиссионной линии, больше которого она не может быть даже при сколь угодно больших размерах галактики. В противоположность этому интенсивность линии поглощения, как следует из (5), будет тем больше, чем больше протяженность галактики в данном направлении (произведение $t_l \varphi(t_l)$ медленно увеличивается с увеличением t_l , не говоря уже о возможном увеличении потока H_l). Ясно, что при достаточно больших размерах галактики или при достаточно высоких концентрациях атомов водорода во втором энергетическом состоянии интенсивность линии поглощения может преобладать над интенсивностью эмиссионной линии, в результате чего в интегральном спектре данной галактики бальмеровская серия будет присутствовать в линии поглощения.

Заметим, что при очень больших значениях t_l следует, при выводе W_l , доплеровский коэффициент поглощения s_l заменить коэффициентом поглощения, обусловленным затуханием излучения. В этом случае увеличение интенсивности линии поглощения с возрастанием t_l происходит еще сильнее, а условие (2) выполняется несколько раньше.

Подставляя (5), (9) и $\alpha_l = \frac{t_l}{D}$ в неравенство (2), полу-

чим:

$$2t_l^2 H_l \varphi(t_l) > \varepsilon_l D (1 - e^{-t_l}), \quad (10)$$

или при больших значениях l_1 будем иметь

$$2l_1^0 H_1 \bar{\epsilon}(l_1) > s_1 D. \quad (11)$$

При знаке равенства в (11) мы, очевидно, найдем то значение оптической толщи l_1^0 и, тем самым, значение концентрации водородных атомов n_2^0 во втором энергетическом состоянии, при котором интенсивность линии поглощения равняется интенсивности эмиссионной линии: в этом случае никакой линии в интегральном спектре данной галактики мы не будем наблюдать. Тогда условие появления линии поглощения будет $l_1 > l_1^0$, а условие появления эмиссионной линии — $l_1 < l_1^0$.

В табл. 2 приведены величины l_1^0 , найденные с помощью (11) и (8) для первой линии бальмеровской серии водорода H_1 при различных значениях потока (в единичном интервале частот) около линии H_1 в непрерывном спектре излучения галактики и на ее внешних границах H_1 . При вычислениях принято: $n^* = n_e = 1 \text{ см}^{-3}$, $A_{22} = 4.39 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $z_2(T_1) = 0.23 \cdot 10^{-20}$ при $T_1 = 10000^\circ$ [11]. В этой же таблице при-

Таблица 2

H_1	l_1^0	n_2^0
10^{-12}	2.7	10^{-10}
10^{-11}	26	10^{-9}
10^{-10}	110	10^{-8}

ведены значения n_2^0 , определенные из очевидного соотношения

$$n_2^0 = \frac{l_1^0}{s_1 D} \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

где $s_1 = 4.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, а для диаметра галактики принято $D = 10000 \text{ парсек} \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}$.

Как следует из данных, приведенных в табл. 2, бальмеровские линии поглощения водорода могут возникнуть в интегральном спектре тех галактик, в которых $l_1 > 1$.

$H_{\alpha} \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ эрг/см²секц² и $n_2 \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ см⁻³ (при $D \sim 3 \cdot 10^{22}$ см).

Последнее требование является наиболее существенным. Концентрация $n_2 \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ см⁻³ хотя на два-три порядка меньше значения n_2 для планетарных туманностей, но все-таки она достаточно высокая, в особенности в сравнении со случаями (а) и (б). Такую высокую концентрацию n_2 можно иметь либо при очень высоких значениях электронной температуры—порядка ста тысяч градусов, что нереально, когда возбуждение осуществляется путем столкновений, либо же при достаточно высокой плотности L_{α} -излучения. Однако, чтобы создать высокую плотность L_{α} -излучения, необходимо иметь ионизованную среду, ибо число L_{α} -квантов, порождаемых в единице объема в единицу времени, пропорционально $n^+ n_e$, т. е. n_e^2 . Но в отличие от газовых туманностей, в нашем случае далеко не важно, чтобы степень ионизации в среде была очень высокая; очевидно, что при заданной плотности среды, т. е. при заданной сумме $n^+ + n_1$, величина n_e^2 мало уменьшится, если $\frac{n^+}{n_1}$ уменьшится от очень больших значений до единицы.

Поэтому даже при очень умеренной ионизации водорода в межзвездной среде может получиться достаточно высокое значение плотности L_{α} -излучения и тем самым высокое значение n_2 .

Задача заключается, таким образом, в том, чтобы найти механизм, обеспечивающий умеренную ионизацию межзвездного водорода во всем объеме галактики.

Первое и очевидное допущение, которое можно сделать при этом, связано с ионизирующей способностью горячих звезд—то, что наблюдается в нашей Галактике. Однако в отношении нашей модели галактики это допущение не может быть принято по причинам, приведенным выше, во втором разделе.

Выход из создавшегося положения, по-видимому, можно найти, сделав допущение, что умеренная ионизация водорода в этих галактиках осуществляется за счет L_c -излу-

чения *скалярного* происхождения. Мы предполагаем, что в некоторых галактиках существуют обширные и достаточно однородные магнитные поля, в которых движутся релятивистские электроны. Торможение этих электронов в магнитных полях сопровождается испусканием синхротронного излучения всех длин волн, в том числе и в частотах L_{α} -излучения (при определенных соотношениях между энергией электронов и напряженности поля). Важным моментом при этом является то обстоятельство, что выделение L_{α} -излучения происходит на всех точках галактики, независимо от ее оптической толщины τ , в частотах L_{α} -излучения, а следовательно, процесс трансформации L_{α} -квантов в L_{α} охватывает весь объем галактики (что касается L_{α} -излучения непосредственно синхротронного происхождения, то им можно пренебречь). Представляется поэтому целесообразным провести количественный анализ выдвинутого предположения с целью выяснения физических условий в таких галактиках.

§ 4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОДОРОДА СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Для интенсивности синхротронного излучения в единичном интервале частот и в частоте ν , причем $\nu > \nu_0$, где ν_0 — граничная частота лямбда-линий серии водорода, имеем следующее выражение [12]:

$$I_{\nu} = \frac{1 - e^{-\tau_{\nu}}}{n_1 x_{\nu}} C(\gamma) K H^{\frac{1}{2}(1-\gamma)} \nu^{\frac{1}{2}(1-\gamma)}, \quad (\nu > \nu_0), \quad (13)$$

где n_1 — концентрации нормальных атомов водорода, x_{ν} — коэффициент непрерывного поглощения на один нейтральный водородный атом, H — напряженность магнитного поля, а K и γ характеризуют энергетический спектр релятивистских электронов:

$$N_{\nu}(E) = K E^{-\gamma}. \quad (14)$$

Что касается функции $C(\gamma)$, то ее числовые величины для ряда значений γ записаны в [12].

Определим плотность L_{α} -излучения ρ_{α} (в случае $\tau_{\alpha} \gg 1$) следующим образом:

$$\rho_c = 4\pi \frac{h\nu_c}{c} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{8\pi\nu_c}{cn_1\nu_c} \frac{C(\gamma)}{\gamma-1} KH^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu_0^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (15)$$

где ν_c — средняя частота L_c -квантов. Приняв приблизительно $\nu_c \approx \nu_0$, можем (15) написать в виде:

$$\rho_c = \frac{8\pi}{cn_1\nu_c} \frac{C(\gamma)}{\gamma-1} KH^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu_0^{\frac{3-\gamma}{2}}. \quad (16)$$

Что касается плотности L_a -излучения ρ_a , то теория свечения газовых туманностей дает следующее приближенное соотношение между ρ_a и ρ_c для средних частей среды:

$$\rho_a = \rho_c t_a = \omega \tau_c \rho_c, \quad (17)$$

где $\omega = \frac{S_a}{\nu_c}$, а t_a есть оптическая толщина галактики в линии

L_a . Однако соотношение (17) написано для случая когерентности рассеяния, т. е. без учета эффекта перераспределения излучения по частотам. В последнем случае зависимость ρ_a от ρ_c для средних частей среды можно будет написать приблизительно в следующем виде, исходя из результатов работы В. В. Соболева [18],

$$\rho_a \approx \rho_c \tau_c \sqrt{\pi \ln \omega \tau_c}. \quad (18)$$

Если допустить для всего объема галактики $n_1 \sim 1 \text{ см}^{-3}$, то для нее τ_c будет порядка 10^3 , а следовательно, $t_a \sim 10^3$. Но, как показано в [9], при $t_a > 2 \cdot 10^3$ число актов рассеяний будет так велико, что непременно произойдет расщепление одного L_a кванта на два кванта произвольных частот. Поэтому следует в (18) ограничиться значением τ_c порядка 10^4 . Тогда член с корнем приблизительно можно принять независящим от τ_c и равным $\sqrt{\pi \ln \omega \tau_c} \sim 10$. В результате будем иметь взамен (18)

$$\rho_a \approx 10 \tau_c \rho_c. \quad (19)$$

Подставляя здесь значение ρ_c из (16), а также $\tau_c = n_1 \nu_c D$, получим:

$$\rho_a = \frac{80\pi}{c} \frac{C(\gamma)}{\gamma-1} DKH^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu_0^{\frac{3-\gamma}{2}}. \quad (20)$$

Число вынужденных переходов $1 \rightarrow 2$ в единице объема в одну секунду будет $n_1 s_1 \frac{P_2 C}{h\nu_0}$. Количество же обратных переходов равно $n_2 A_{21}$, где A_{21} эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанных переходов. В стационарном состоянии имеем: $n_1 s_1 \frac{P_2 C}{h\nu_0} = n_2 A_{21}$. Отсюда найдем для относительного количества атомов во втором состоянии, подставляя также значение s_1 из (20):

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{80\pi s_1 C(\gamma)}{h\nu_0 A_{21} \gamma - 1} K D H^2 \nu_0^{\frac{1-\gamma}{2}} \nu_0^{\frac{2-\gamma}{2}}. \quad (21)$$

Подставляя здесь $s_1 = 6.2 \cdot 10^{-11}$ см², $A_{21} = 4.68 \cdot 10^8$ сек⁻¹, $D = 3 \cdot 10^{22}$ см, а также значения остальных постоянных, получим:

$$\frac{n_2}{n_1} = 6.1 \cdot 10^{13} \frac{1}{\gamma - 1} C(\gamma) K H^2 \nu_0^{\frac{1-\gamma}{2}} \nu_0^{\frac{2-\gamma}{2}}. \quad (22)$$

С помощью этой формулы можем определить величину K при заданном значении напряженности магнитного поля H и степени возбуждения $\frac{n_2}{n_1}$, а затем количество релятивистских электронов N_e с энергией, превосходящей E_0 , в одном кубическом сантиметре из следующего соотношения:

$$N_e(>E_0) = \int_{E_0}^{\infty} N_e(E) dE = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{K}{E_0^{\gamma-1}}. \quad (23)$$

Для частоты, соответствующей максимуму в спектре тормозного излучения электронов, обладающих энергией E_0 , имеем:

$$\nu_m = 1.4 \cdot 10^8 H \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \text{сек}^{-1}. \quad (24)$$

Нас будут интересовать те электроны, для которых ν_m соответствует частотам, превосходящим частоту ионизации водорода, т. е. когда $\nu_m \sim 3 \cdot 10^{15}$ сек ($\lambda_m \sim 1000$ А). При

напряженности магнитного поля рассматриваемой галактики $H \sim 10^{-5}$ гаусс найдем из (23) $E_0 \sim 7.5 \cdot 10^{12}$ эв.

В табл. 3 приведены результаты вычислений, т. е. величины $KH^{\frac{1+\gamma}{2}}$, K и N_e ($> 7.5 \cdot 10^{12}$ эв) в см^{-3} для различных значений γ и для случаев $H = 10^{-5}$ гаусс и $H = 10^{-4}$ гаусс. При вычислениях принято $n_2/n_1 = 5 \cdot 10^{-10}$. В той же таблице приведены значения N_e ($> 3.4 \cdot 10^{12}$ эв) при тех же допущениях, где $E_0 \sim 3.4 \cdot 10^{12}$ эв есть энергия релятивистских электронов, при которых испускаются видимые кванты ($\lambda_m \sim 5000 \text{ \AA}$).

Таблица 3

γ	3	4	5
$KH^{\frac{1+\gamma}{2}}$	$1.72 \cdot 10^{-19}$	$0.47 \cdot 10^{-20}$	$1.13 \cdot 10^{-22}$
$H = 10^{-5}$ гаусс			
K	$1.7 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$
$N_e (> 7.5 \cdot 10^{12})$	$1.1 \cdot 10^{-11}$	$0.7 \cdot 10^{-11}$	$0.4 \cdot 10^{-11}$
$N_e (> 3.4 \cdot 10^{12})$	$0.5 \cdot 10^{-10}$	$0.7 \cdot 10^{-10}$	$1.0 \cdot 10^{-10}$
$H = 10^{-4}$ гаусс			
K	$1.7 \cdot 10^{-11}$	$4.7 \cdot 10^{-11}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$
$N_e (> 7.5 \cdot 10^{12})$	$1.0 \cdot 10^{-12}$	$0.2 \cdot 10^{-12}$	$0.4 \cdot 10^{-14}$
$N_e (> 3.4 \cdot 10^{12})$	$5 \cdot 10^{-12}$	$2.3 \cdot 10^{-12}$	$1.0 \cdot 10^{-12}$

К анализу данных этой таблицы мы вернемся дальше. Здесь заметим, что полученные значения N_e хотя на несколько порядков меньше, чем, например, в случае Крабовидной туманности [13], но они необычайно большие по сравнению с нашей Галактикой; среднее значение N_e ($> 3.4 \cdot 10^{12}$) для Галактики, по всей вероятности, на много порядков меньше приведенных в табл. 3 значений.

Общая энергия релятивистских электронов, заключающихся во всем объеме галактики V , будет

$$E = 1.6 \cdot 10^{-12} \cdot V N_e E_0 \text{ эрг.}$$

Подставляя здесь $V \sim 10^{21} \text{ см}^3$, $E_0 \sim 7 \cdot 10^{12} \text{ эв}$, $N_e \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ при $H \sim 10^{-4} \text{ гаусс}$ и $N_e \sim 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ при $H \sim 10^{-3} \text{ гаусс}$, найдем

$$E \sim 10^{20} \text{ эрг при } H \sim 10^{-4} \text{ гаусс.}$$

$$E \sim 10^{21} \text{ эрг при } H \sim 10^{-3} \text{ гаусс.}$$

Определим степень ионизации межзвездного водорода при сделанных предположениях. Формула ионизации при синхротронном излучении имеет вид [12]:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{n_1 x_c} \frac{(2\pi\nu)^4 (kT_e)^4 C(\gamma)}{h^3 \gamma + 3} K H^2 \nu_0^{\frac{\gamma-1}{2}} \nu^{\frac{\gamma+3}{2}}, \quad (25)$$

в случае $\tau > 1$, и

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{D}{4\pi} \frac{(2\pi\nu)^4 (kT_e)^4 C(\gamma)}{h^3 \gamma + 3} K H^2 \nu_0^{\frac{\gamma-3}{2}} \nu^{\frac{\gamma+3}{2}}, \quad (26)$$

в случае $\tau < 1$. Конкретные вычисления, произведенные по формуле (2) совместно с данными табл. 3, дают следующие значения для электронной концентрации:

$$n_e \approx 1.2 \text{ см}^{-3} \text{ при } \gamma = 3,$$

$$n_e \approx 1.4 \text{ см}^{-3} \text{ при } \gamma = 4,$$

т. е. электронная концентрация слабо зависит от γ и порядка $n_e \sim 1 \text{ см}^{-3}$.

Выше мы видели, что для возникновения линий поглощения бальмеровской серии водорода в спектре галактики необходимо, чтобы концентрация водородных атомов во втором состоянии была бы порядка $10^{-10} + 10^6 \text{ см}^{-3}$. Примем $n_2 \sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, в наших вычислениях было принято $n_2/n_1 = 5 \cdot 10^{-10}$. Отсюда найдем $n_1 \sim 1 \text{ см}^{-3}$, и, следовательно, для полной концентрации водородных атомов будем иметь $n_H = n_1 + n_2 \sim 2 \text{ см}^{-3}$. Тогда степень ионизации водорода получится равной $\frac{n^+}{n_1} \sim 1$, т. е.

в ионизованном состоянии находится около половины общего количества межзвездного водорода.

аким образом, синхротронное излучение релятивистских электронов, по всей вероятности, в состоянии поддерживать по всему объему галактики ионизацию, достаточно высокую для того, чтобы создать высокую плотность излучения в L_α частотах, и вместе с тем достаточно низкую, чтобы оставить в нейтральном состоянии нужное количество атомов водорода.

§ 5. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ В ИЗЛУЧЕНИИ ГАЛАКТИКИ М82

Мы предполагаем, что бальмеровские линии поглощения водорода в спектре М82 не имеют звездного происхождения; они имеют синхротронное происхождение в том смысле, как это изложено выше.

Если в галактике происходит выделение синхротронного излучения, то, очевидно, оно будет накладываться на общее непрерывное излучение галактики, имеющее звездное происхождение. Представляет интерес проверка этого предположения наблюдениями. Однако мы можем оценить, хотя бы приблизительно, порядок интенсивности синхротронного составляющего в случае М82, сравнивая ее с Крабовидной туманностью, у которой свечение в непрерывном спектре, согласно современному представлению, целиком имеет синхротронную природу, и воспользуясь тем, что для обоих объектов известны энергетические спектры релятивистских электронов (для М82—данные табл. 3, для Крабовидной туманности—вычисления И. С. Шкловского [13]).

Обозначим через J_1 и J_2 поверхностные яркости в фотографических лучах М82 и Крабовидной туманности соответственно в том случае, когда свечение обоих объектов имеет чисто синхротронное происхождение. Тогда мы можем написать для отношения J_1/J_2 , например для случая $\gamma=3$,

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{D_1 K_1 H_1^2}{D_2 K_2 H_2^2}. \quad (27)$$

Приняв $D_1 \sim 10000$ парсек, $K_1 H_1^2 = 1.72 \cdot 10^{-19}$ (см. табл. 3)

для M82, и $D_1 \sim 1.5$ парсек, $N_1 = 1.2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см² и $N_2 = 3 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² для Крабовидной туманности [13], найдем отсюда:

$$\frac{J_1}{J_2} \sim 10. \quad (28)$$

Для остальных значений γ получается тот же порядок величины J_1/J_2 . Заметим, что этот результат не зависит от величины напряженности магнитного поля.

С другой стороны, средние наблюдаемые поверхностные яркости M82 и Крабовидной туманности по порядку величины одинаковы [3, 14, 15], что противоречит полученному выше значению (28), согласно которому M82 должна быть на порядок ярче Крабовидной туманности. В действительности, по-видимому, доля синхротронного излучения в M82 должна быть в несколько раз, а может быть даже на порядок меньше интенсивности непрерывного излучения M82 в фотографических лучах. На это указывает сравнительно небольшая степень поляризации света M82; согласно измерениям Эвюса [14], средняя ее величина по всей галактике порядка 3%, а на ее краях доходит до десяти и больше процентов.

Указанное противоречие можно устранить, если иметь в виду следующее обстоятельство, на которое обратил наше внимание В. А. Амбарцумян. Нам неизвестны причины появления такого огромного количества релятивистских электронов в галактике M82. Но можно утверждать, что они появились в результате какого-то импульсивного явления, например взрыва, которое имело место очень давно, порядка миллиона лет тому назад. Непосредственно после этого концентрация релятивистских электронов была во много раз выше, чем сейчас. Поэтому найденная нами выше концентрация релятивистских электронов, так же как и вызванная последними ионизация межзвездного водорода, как раз относится к этой эпохе. В дальнейшем релятивистские электроны будут быстро уходить из галактики и тем самым уменьшится их средняя концентрация, а межзвездный водород будет длительно находиться в состоянии „высвечивания“, которое, как показывают расчеты, будет происходить

гораздо медленнее. Иначе говоря, хотя общее количество релятивистских электронов все время будет убывать, процесс возникновения новых L_{α} квантов путем рекомбинации свободных электронов с протонами будет продолжаться еще долго. „Время высвечивания“, согласно В. В. Соболеву [19], дается следующим соотношением:

$$t \sim \frac{10^{23}}{n_e} \text{ сек.}$$

В нашем случае $n_e \sim 1 \text{ см}^{-3}$. Отсюда получим $t \sim 300000$ лет.

Таким образом, за время порядка миллиона лет концентрация релятивистских электронов могла бы уменьшиться около ста раз, в то время как состояние межзвездного водорода остается таким же, как в эпоху появления релятивистских электронов.

Несмотря на некоторые неясности в приведенных соображениях, одно несомненно: сам по себе процесс появления релятивистских электронов в том или ином объекте, в том числе и в галактиках, является нестационарным явлением. Поэтому и не следует ожидать согласования между некоторыми физическими величинами, относящимися к различным эпохам развития рассматриваемой галактики.

Если в галактике присутствуют релятивистские электроны, испускающие световые волны, то естественно предполагать также присутствие в ней электронов с несколько меньшей энергией, испускающих волны в частотах радиодиапазона. Между тем, в отношении М82 установлен факт радиоизлучения, правда, не очень высокой, но и не очень малой излучательной способности [16]. Как дискретный радиосточник, М82 слабее Крабовидной туманности на два порядка. Тем не менее радиоизлучение в М82 не может иметь тепловую природу, и в этом смысле она является типичной радиогалактикой. Если принять отношение излучательной способности в оптическом диапазоне к радиодиапазону за единицу для Крабовидной туманности, то это отношение для М82 составит порядок 100.

Но выше утверждалось, что синхротронное излучение в оптическом диапазоне для М82 составляет меньше одной десятой части от общего видимого излучения. Поэтому ука-

Такое отношение для M82 в действительности будет меньше десяти. Таким образом, даже при предположении, что наклон энергетического спектра релятивистских электронов во всем интервале от радио до оптического диапазона в точности одинаков в Крабовидной туманности и в M82, то отношение между предполагаемой излучательной способностью в оптическом диапазоне синхротронного происхождения и наблюдаемой излучательной способностью в радиодиапазоне для M82 не очень сильно отличается от величины этого отношения для Крабовидной туманности. Вместе с тем нет оснований ожидать точного совпадения наклонов энергетических спектров электронов в обоих объектах.

В галактике M82 безусловно присутствует пыль. Ее, по всей вероятности, больше в центральных областях и меньше в периферии. В периферии меньше и звездная концентрация. Это значит, что доля синхротронного излучения в общем излучении галактики должна быть больше в ее периферии. Иначе говоря, в более "чистом" виде синхротронное излучение можно будет наблюдать в периферийных областях галактики. Если это так, то по крайней мере следующие два эффекта следовало бы ожидать.

а. Степень поляризации света должна быть в периферийных частях галактики заметно больше, чем в ее центральных областях. Это в отношении M82, по-видимому, имеет место; по наблюдениям Элкеса [14] степень поляризации во внешних частях этой галактики составляет десять и больше процентов.

б. Показатель цвета в периферийных областях галактики должен быть близок к тому, что соответствует теоретическому значению показателя цвета при синхротронном излучении. По наблюдениям В. Е. Маркариана и сотрудников [3], показатель цвета на периферийных частях M82 порядка $+0^m33 - +0^m4$, между тем теоретическое значение показателя цвета при синхротронном излучении равно $+0^m38$ при $\gamma = 3$ и $+0^m52$ при $\gamma = 4$ [12].

§ 6. НЕКОТОРЫЕ ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Изложенные выше соображения относительно синхротронной природы линий поглощения водорода в галактиках типа M82 позволяют предсказать ряд эффектов, поддающихся проверке наблюдениями.

1. Спектр синхротронного излучения меняется с длиной волны медленнее, чем спектр излучения звездной составляющей галактики. Иначе говоря, доля синхротронного излучения в общем непрерывном излучении должна быть, например, больше в области коротких волн и меньше в области длинных волн. Если это так, то следует ожидать заметное увеличение степени поляризации света M82 при переходе от длинных волн в сторону коротких волн.

2. Судя по снимкам галактики M82, наблюдаемое звездное излучение в ней имеет далеко не равномерное распределение. В противоположность этому синхротронное излучение должно иметь по всей галактике более равномерное распределение. Поэтому доля синхротронного излучения может резко меняться при переходе от одной точки изображения галактики в другую, соседнюю точку. Иначе говоря, всегда можно выбрать две близко расположенные точки на изображении M82, где степени поляризации будут резко меняться при переходе от одной точки к другой (когда наблюдения ведутся на одной и той же длине волны или в одном и том же интервале длин волн).

3. В третьем разделе показано, что когда оптическая толщина среды (t_l) в частотах бальмеровской серии водорода меньше определенной величины (t_l^0), то такая среда может дать только эмиссионные линии. В центральных частях M82 это требование, по-видимому, не выполняется, поэтому там водород наблюдается в поглощении. Но очевидно, что в периферийных частях галактики, вследствие небольшой линейной толщины среды, может иметь место условие $t_l < t_l^0$ и поэтому в этих частях бальмеровская серия водорода должна наблюдаться в эмиссии. Совершенно ясно, что на таких отдаленных от центра галактики частях не могут существовать горячие звезды, и поэтому эмиссионные линии могут появляться только благодаря синхротронному излучению,

если, конечно, на этих расстояниях еще существуют магнитные поля и релятивистские электроны нужной энергии.

Таким образом, галактики, подобные M82, в спектрах которых присутствуют бальмеровские линии водорода не-звездного происхождения, являются необычными объектами. Объем этих галактик заполнен релятивистскими электронами с очень высокой концентрацией — порядка $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при энергии электронов порядка $3 \cdot 10^{12} \text{ эв}$. Межзвездный водород в них хотя и имеет несколько большую концентрацию — порядка 2 г см^{-3} , но для него характерна умеренная степень ионизации $\left(\frac{n^+}{n_1} - 1\right)$. Какая-то часть непрерывного излучения в наблюдаемом интегральном спектре этих галактик имеет синхротронную природу. Указанные галактики одновременно могут являться достаточно мощными источниками нетеплового радионалучения.

Приведенные соображения говорят об особом космогическом значении галактик красного цвета с бальмеровскими линиями поглощения в их спектрах. Вопрос о том, составляют ли эти объекты обособленную физическую группу или же представляют собой один из этапов развития более широкого класса галактик, заслуживает особого рассмотрения.

В заключение пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну и Б. Е. Маркарян за весьма интересные и разносторонние обсуждения настоящей работы.

Գ. Ա. ԳՐԱԶԴԻՆ

ՋՐԱՄԵՆԻ ԲԱԸՄԵՐՅԱՆ ՍԵՐԻԱՅԻ ԿԱԼՆՄԱՆ ԴԵՐԵՐԻ ԱՌԱՋԱՅՈՒՄԸ
M82 ՏԻՊԻ ԳԱԼԱԿՏԻՎԱՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Ներկա աշխատանքում փորձ է արված M82 տիպի գալակ-տիկաների սպեկտրներում ջրածնի բալմերյան սերիայի կլանման

գծերի առաջացումը բացատրել նրանցում ռելյատիվիստական էլեկտրոնների առկալութիւմը: Բարձր էներգիա ունեցող էլեկտրոնները ($E_0 \sim 10^{12}$ երգ), արգելակվելով գալակտիկայի մագնիսական դաշտերում ($H \sim 10^{-5}$ գաուս), առաքում են սինխրոտրոն ճառագայթում բոլոր հաճախականութիւններում, այդ թվում և սպեկտրի L_c (կարճալիք) մասում: Այնուհետև տեղի է ունենում L_c քվանտների վերափոխում դեպի L_a քվանտները՝ համաձայն գազային միգամածութիւնների լուսավորման տեսութիւնը: Ելլ քանի որ գալակտիկայի օպտիկական հաստութիւնը գծում շատ մեծ է, ապա անխուսափելիորեն կատեղծվի L_a ճառագայթման բարձր խտութիւն: Վերջին հանգամանքը կրերի ատոմների քանակութիւն մեծացմանը ջրածնի երկրորդ էներգետիկ մակարդակում: Ստեղծվում է լինյիսի դրութիւն, երբ գալակտիկայի օպտիկական հաստութիւնը ջրածնի բալմերյան սերիայի գծերում դառնում է զգալիորեն մեծ մեկից: Այս պայմաններում հիշյալ սերիան կարող է տալ միայն կլանման գծեր:

M82-ում ռելյատիվիստական էլեկտրոնների խտութիւնը ստացվել է արտակարգ բարձր՝ 10^{-11} – 10^{-13} էլեկտրոն մեկ սմ³-ում: Միջաստղային ջրածնի խտութիւնը թեպետ շատ մեծ է ($n \sim 2$ սմ⁻³), բայց նրա համար բնորոշ է իոնացման ցածր աստիճանը ($\frac{n^+}{n_1} \sim 1$).

M82-ի դիտվող լույսի մի մասը պետք է ունենա սինխրոտրոն ծագում: Այս գալակտիկայի լույսի րեեռացված լինելու հանգամանքը, ինչպես նաև ոչ ջերմային բնութի ուղիորճառագայթման առկալութիւնն իրաստը խոսում են աշխատանքում առաջ քաշված տեսակետի օգտին:

G. A. GURZADIAN

THE ORIGIN OF BALMER ABSORPTION LINES IN SPECTRA OF M82 TYPE GALAXIES

S u m m a r y

An attempt is made to explain the origin of Balmer lines of hydrogen in spectra of M 82 type galaxies. The Balmer absorption lines of hydrogen in irregular galaxies are of nonstel-

lar origin. The origin of these lines is explained by the presence of relativistic electrons in these galaxies. The radio emission of M82 is an evidence of the presence of high energy electrons in it. These high energy electrons can produce the synchrotron radiation in the L_c region. The transformation of the emitted L_c quanta into L_a quanta proceeds according to the well known mechanism described in the theory of gaseous nebulae. Owing to the high optical thickness in L_a we obtain very high radiation density in that line. This density is sufficient to excite into to second quantum level a very large number of H atoms. In this way a considerable optical thickness in Balmer lines will arise and the absorption lines overlying the continuous spectrum of the galaxy will form. At the same time we have some emission in Balmer lines. The condition for appearance of both kind of lines are studied. A part of observing light in M82 type galaxies has synchrotron origin.

At last some effects were predicted which may be tested by observations.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. Pittl, *Ap. J.*, **20**, 413, 1954.
2. E. Holmberg, *Medd. Lund Observ.*, ser. II, 130, 1958.
3. Б. Е. Маргарин, Э. Я. Оганисян, С. П. Дранович, *Сообщения Бюро-восточной обсерватории*, **30**, 3, 1962.
4. Б. Е. Маргарин *Астрономический журнал*, **39**, 1041, 1962.
5. N. U. Mayall, *Lick Observ. Bull.*, № 505, 1961.
6. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. J. Sandage, *A. J.*, **61**, 97, 1956.
7. W. W. Morgan, *N. U. Mayall. Science*, **130** 1421, 1959.
8. J. W. Chamberlain, *Ap. J.*, **117**, 387, 1953.
9. Г. А. Гурашви, *Планетарные туманности* М (1962).
10. Г. А. Гурашви, *ДАН СССР*, **130**, 1055, 1960.
11. G. M. Cille, *M. N.* **96**, 771, 1936.
12. Г. А. Гурашви, *Сообщения Бюро восточной обсерватории*, **27**, 73, 1959.
13. Н. С. Шкловский, *Космическое радиоплучение* М (1956).
14. A. Fleish, *Lowell Observ. Bull.*, V, № 14, 1962.
15. W. Wade, *Ap. J.*, **85**, 188, 1912.
16. C. R. Lynds, *Ap. J.*, **134**, 695, 1961.
17. В. А. Амбарцумян и др., *Теоретическая астрофизика*, М (1952).
18. В. В. Соболев, *Астрономический журнал*, **34**, 694, 1957.
19. В. В. Соболев, *Нестационарные звезды*, стр. 85, Ереван, 1957.

Г. А. Гурздян

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 7293

Известная планетарная туманность в созвездии Водолея NGC 7293 является самой большой по видимым размерам ($12' \times 15'$) и одной из слабых по поверхностной яркости. По внешней форме она принадлежит к типу Ball, т. е. биполярный первого типа со второй оболочкой [1]. Это значит, что туманность NGC 7293 довольно развигая и что в ней должны присутствовать магнитные поля.

Туманность NGC 7293 интересна во многих отношениях и прежде всего тем, что, судя лишь по ее очень большим видимым размерам, в десять-двадцать раз превышающим средние видимые размеры планетарных туманностей, нельзя еще сказать, является ли она гигантом или же очень близка к нам. Достаточно сказать, что существующие оценки ее расстояния разбросаны в пределах от 50 до 1050 парсеков (!). Интерес вызвала и некоторая причудливость формы этой туманности, совершенно ошибочно, как увидим ниже, интерпретируемой как наложение или пересечение двух газовых оболочек (колец) друг с другом.

Несмотря на очевидный интерес, который, как нам кажется, может представить NGC 7293, в частности, для теории формы и структуры планетарных туманностей, она до сих пор не была изучена в должной степени, разумеется, по причине ее низкой поверхностной яркости, делающей ее трудным объектом для обычных телескопов. В настоящей работе делается попытка восполнить этот пробел.

§ 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ

Осенью 1962 года на 40⁺-светосильном (1:2) телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории были получены два удачных снимка туманности NGC 7593, которые и легли в основу настоящей работы. Снимки получены на пластинках Kodak 1С3а-Е через светофильтр Шотта RG-1. При такой комбинации эффективная полоса фотографирования оказалась в интервале 6200—6500 Å, при максимуме на 6400 Å и с хорошим пропусканием при H_α (6563 Å). Поэтому дальше все фотометрические данные об этой туманности следует отнести в основном к линии H_α и частично к красному дублету запрещенных линий однажды ионизованного азота (6548 [N II] и 6584 [N II]).

Стандартизация фотопластинок осуществлялась с помощью внефокальных изображений звезд области скопления Плеяд, фотокрасные величины которых известны [2], а калибровка—с помощью фотометрических отпечатков, полученных на двенадцатиканальном трубочном фотометре. Измерения почернений произведены на микрофотометре МФ-2 Бюраканской обсерватории через диафрагмы квадратной формы с линейными размерами 0,2×0,2 мм или с угловыми размерами 19°.6×19°.6. Построение характеристических кривых, редукция фотометрических данных для перехода на общепринятую систему звездных величин осуществлены обычным способом. Удачный выбор экспозиции при получении снимков туманности позволял все время работать на прямолинейном участке характеристической кривой, в пределах почернений от 20 до 80%; только для второй (наружной) и очень слабой оболочки (вернее, куска оболочки) пришлось местами перейти на криволинейную часть характеристической кривой.

При одном промере каждого из снимков производилось около 4000 измерений—в пределах изображения туманности и ее второй оболочки, а каждый из промеров двух пластинок (№ 24 и 34) повторялся по 2—3 раза. Благодаря этому удалось построить достаточно подробные изофоты для всей туманности. На рис. 1 приведен вид этих изофот для



Планетарная туманность NGC 7293 в л. чах $H\alpha + [NII]$ (40" телескоп Шмидта Бюраканской Обсерватории)



основной туманности (без второй оболочки), построенных по пластинке № 24. Цифры на кривых означают интенсивности в линии $H_{\alpha} + [N II]$ в произвольных единицах.

На приведенных изофотах отчетливо выступает, прежде всего, биполярность в структуре туманности, т. е. повышение яркости или образование „шапок“ на концах ее малой оси (I—I); в то время, когда максимальная яркость оболочки на концах большой оси (II—II) составляет 25—30 единиц, на концах малой оси она доходит до 60—70 единиц. Яркость же в центральной части туманности составляет около 12 единиц. На рис. 2 приведены фотометрические профили туманности по главным сечениям — экваториальному (I—I) и „полярному“ (II—II).

Поскольку измерения почернений на пластинках произведены непрерывным рядом, то простым суммированием интенсивностей в отдельных точках мы можем определить интегральную яркость туманности. Она оказалась равной $9^m 34$ —

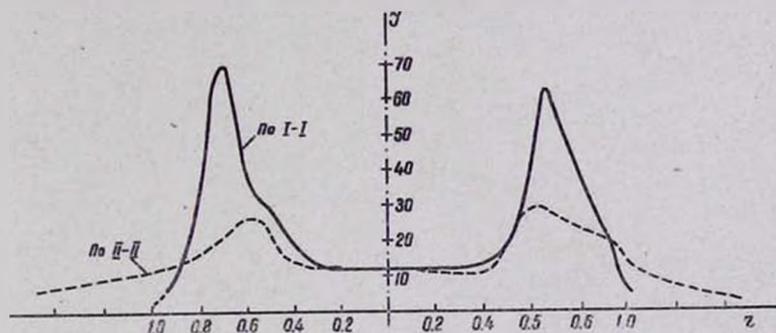


Рис. 2. Фотометрические разрезы туманности NGC 7293 по экваториальному сечению (I—I) и по магнитной оси (II—II).

Նկ. 2. NGC 7293-ի լուսաչափական կտրվածքները I—I և II—II ուղղությամբ:

по пластинке № 24 и $9^m 45$ —по пластинке № 34. В среднем можно принять $9^m 4$. Это и есть интегральная яркость туманности NGC 7293 в фотокрасных лучах. Чтобы получить отсюда интегральную яркость туманности только в линии H_{α} водорода, следует еще внести поправку за блендирующий эффект линий 6584 [N II] и 6548 [N II]. К сожалению, нам не известна относительная интенсивность хотя бы одной из этих

ливий для рассматриваемой нами туманности. Поэтому примем ту величину, которую дает Джонсон [3], как среднее для большого количества диффузных туманностей: отношение интенсивностей линий $6.84 [N II] + 6.748 [N II]$ к суммарной интенсивности всех трех линий (т. е. $H_{\alpha} + [N II]$) равно $1/3$. Тогда найдем окончательно для интегральной видимой яркости туманности NGC 7293 в линии H_{α} :

$$m_{H_{\alpha}} = 9.9.$$

Для ряда туманностей, в том числе и для NGC 7293, имеются электрофотометрические измерения О'Делла [4] в линии H_{β} . Полная энергия, излучаемая туманностью NGC 7293, в этой линии равна $E_{\beta} = 4.5 \cdot 10^{31}$ эрг/см² сек. К сожалению, нам не известно отношение H_{α}/H_{β} для этой туманности, а также зависимость между H_{α} и H_{β} для системы звездных величин в лучах H_{α} . Некоторую грубую оценку можно получить, принимая $H_{\alpha}/H_{\beta} = 8$ и делая сравнение с Солнцем ($E_{\odot} = 1.37 \cdot 10^9$ эрг/см² сек и $m_{\odot} = -26.95$). Тогда найдем $m_{\alpha} = 10.6$.

Что касается более ранней оценки [5] фотографической интегральной яркости туманности NGC 7293, равной $6^m.5$ а фотовизуальная, очевидно, $< 6^m$), то ее следует признать явно ошибочной.

§ 2 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Согласно интерпретации, данной в [1] для формы биполярных или ветвистых туманностей, у них большая ось (вернее, ось, перпендикулярная линии, соединяющей обе «шипики») одновременно является осью пространственной симметрии туманности. Иначе говоря, биполярные туманности представляют собой тела вращения вокруг их большой оси. В случае NGC 7293 осью симметрии (осью вращения) является II-II, а экваториальное сечение туманности, проходящее через I-I, представляет собой окружность (или кольцо) с одинаковым распределением электронной концентрации по всем радиальным направлениям. Исходя из этих

соображений, можно определить распределение электронной концентрации по радиусу туманности в ее экваториальном сечении. Разумеется, этого нельзя было бы сделать, если бы пространственная ось симметрии туманности (II—II) не оказалась перпендикулярной или почти перпендикулярной лучу зрения, как это имеет место в рассматриваемом случае. Что это так, следует из сильно выраженной биполярной структуры туманности.

На рис. 3а приведена кривая распределения средней наблюдаемой интенсивности по сечению I—I; она построена путем усреднения обеих половин (восточной и западной)

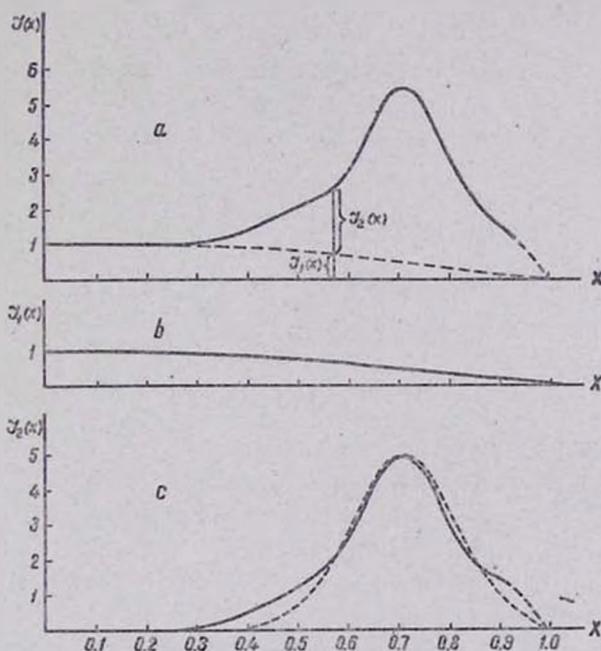


Рис. 3. К решению задачи об определении распределения электронной концентрации по экваториальному сечению туманности.

Նկ. 3. Հիմնարանային խտություն բաշխման խնդրի
լուծման աղյուց

кривой рис. 1 (сплошная линия). Интенсивность в центре туманности ($x=0$) здесь и дальше принята за единицу. Рас-

стояние x исчисляется в единицах видимого радиуса туманности ($x=1$ на ее внешней границе).

Представим интенсивность на произвольном расстоянии от центра $I(x)$ в виде суммы двух членов:

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x). \quad (1)$$

Далее выберем функцию $I_1(x)$ в следующем виде:

$$I_1(x) = I_1^0 (1 - x^2), \quad (2)$$

где $I_1^0 = 1$. График этой функции изображен на рис. 2б. Тогда числовые величины $I_2(x)$ можно определить из соотношения

$$I_2(x) = I(x) - I_1^0 (1 - x^2). \quad (3)$$

Кривая же функции $I_2(x)$ приведена на рис. 3а. Благодаря такому разделению, оказывается, функцию $I_2(x)$ можно будет довольно хорошо аппроксимировать гауссовой кривой вида

$$I_2(x) = I_2^0 e^{-\beta(x-x_0)^2}, \quad (4)$$

где

$$I_2^0 = 4.9,$$

$$\beta = 22.5, \quad (5)$$

$$x_0 = 0.7.$$

График этой функции показан на рис. 3а точечной линией.

Нашей задачей является определение функций $i_1(r)$ и $i_2(r)$, т. е. зависимость коэффициентов излучения (величина энергии, излучаемой единицей объема туманности) от пространственного радиуса туманности r по известным $I_1(x)$ и $I_2(x)$.

Как известно, решение аналогичных задач в случае сферически или цилиндрически симметричных конфигурациях сводится к решению уравнения Абеля, которое в наших обозначениях пишется в следующем виде:

$$i(r) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^r \frac{I(x) dx}{\sqrt{x-r}}, \quad (6)$$

Подставляя (2) в (6), найдем для $i_1(x)$:

$$i_1(r) = \frac{I_1^0}{\pi} f(r), \quad (7)$$

где обозначено

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{1-r}} \left[\frac{11}{9} - \frac{20}{9} r^2 + r \right], \quad (8)$$

а r измеряется в единицах внешнего радиуса туманности. Кривая, функции $i_1(r)$ приведена на рис. 4 (в единицах $1/\pi$).

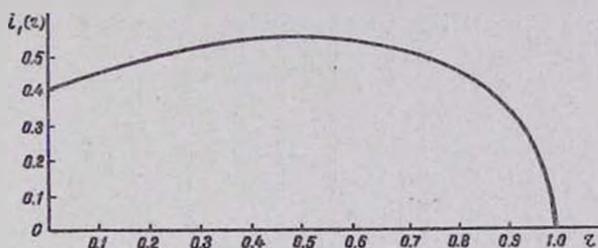


Рис. 4. График функции $i_1(r)$.

Рис. 4. $i_1(r)$ функция

Перейдем к определению $i_2(r)$. Имеем из (4) и (6):

$$i_2(r) = -\frac{I_2^0}{\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_r^{\infty} \frac{e^{-\beta(x-r)^2}}{\sqrt{x-r}} dx. \quad (9)$$

К сожалению, интеграл в (9) в общем случае не берется в конечном виде; только для случая $x > r_0$, т. е. для случая менее интересного для нас, этот интеграл берется в конечном виде и то через цилиндрические функции мнимого аргумента [6]. Поэтому мы сочли целесообразным прибегнуть к численным и графическим методам интегрирования и дифференцирования подынтегральной функции в (9). Для этой цели сначала была вычислена функция $\varphi(x, r) = e^{-\beta(x-r)^2} / \sqrt{x-r}$ для ряда заданных значений r , а затем для каждого значения r вычислялся интеграл

$$F(r) = \int_0^r \varphi(x, r) dx. \quad (10)$$

Числовые величины функции $F(r)$ приведены в табл. 1 (в единицах $1/\varepsilon$), а на рис. 5—ее график. Затем было осуществлено численное дифференцирование этой функции.

Таблица 1

r	$F(r)$	$\left \frac{\partial F(r)}{\partial r} \right $	$I_1(r)$	$I_2(r)$	$I(r)$
0	0.37	0.22	0.4	1.08	1.48
0.143	0.43	0.3	0.47	1.62	2.09
0.286	0.50	0.50	0.52	2.45	2.97
0.428	0.64	0.70	0.55	4.40	4.95
0.570	0.85	1.25	0.55	6.10	6.65
0.643	1.00	1.83	0.53	9.00	9.53
0.675	0.89	4.50	0.52	12.00	22.52
0.715	0.71	3.10	0.51	15.20	15.71
0.793	0.44	2.25	0.47	11.00	11.47
0.823	0.30	2.10	0.44	10.50	10.74
0.858	0.18	2.00	0.41	9.80	10.21
0.875	0.08	1.51	0.37	7.35	7.72
0.930	0.04	1.00	0.32	4.50	5.22
1	0	—	0	0	0

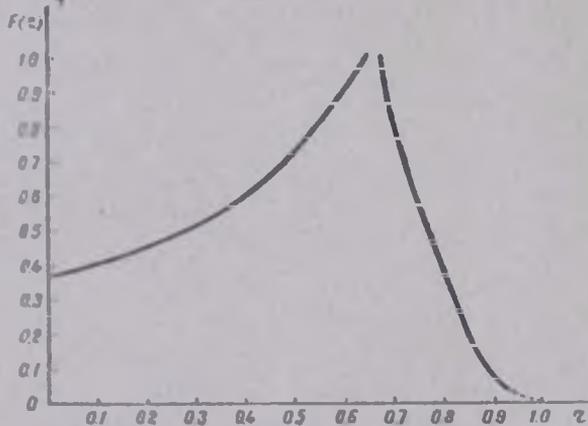


Рис. 5. К решению интеграла Абеля для вложения функции $I_2(r)$.

Նկ. 5. Արելի ինտեգրալի լուծման առիթով $I_2(r)$ ֆունկցիայի անըզ արգելու նպատակով:

т. е. было определено $\partial F(r)/\partial r$ для тех же значений r . В табл. 1 приведены абсолютные значения $\partial F(r)/\partial r$.

Теперь мы располагаем всеми данными для определения $i_2(r)$, а затем полной излучательной способности единицы объема туманности на расстоянии r от ее центра $i(r)$ из соотношения:

$$i(r) = i_1(r) + i_2(r). \quad (11)$$

Числовые значения $i(r)$ в единицах $1/\pi$ приведены в последнем столбце табл. 1, а приведенная на рис. 6 кривая дает наглядное представление о распределении излучательной способности единицы объема туманности вдоль радиуса (в относительных величинах).

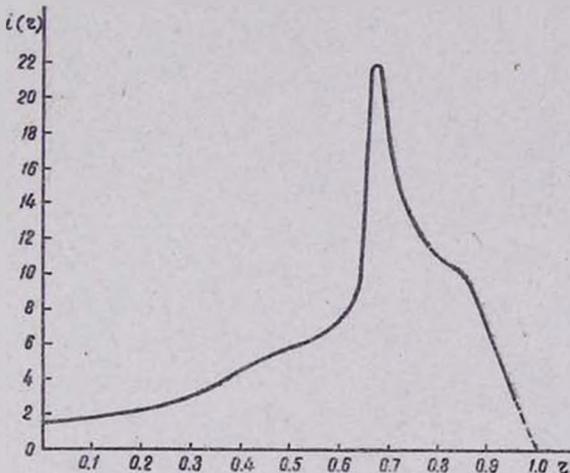


Рис. 6. Зависимость объемного коэффициента излучения $i(r)$ от радиуса в экваториальном сечении туманности NGC 7293.

Նկ. 6. Մափայային նոսադայթման գործակցի $i(r)$ կախումը շառավղից NGC 7293 միդամածուխյան հտտարկածային կարվածքում:

С другой стороны имеем: $n_e(r) \sim i^{1/2}(r)$, где $n_e(r)$ — электронная концентрация в туманности на расстоянии r от ее центра. Этим и исчерпывается решение задачи об определении распределения электронной концентрации в экваториальном сечении туманности NGC 7293 в относительных

величинах. Однако мы можем определить абсолютные значения $n_e(r)$ в любой точке на экваториальном сечении туманности, если хотя бы для одной точки будет известно ее абсолютное значение. Для этой цели мы можем воспользоваться измерениями Остерброка [7] отношения E_{3729}/E_{3726} для пяти точек в области „шапок“ туманности NGC 7293; они оказались в пределах 1.30–1.37. Это дает для электронной концентрации в области „шапок“ $140–180 \text{ см}^{-3}$. Примем в среднем $n_e(\text{шапк.}) = 160 \text{ см}^{-3}$. Заметим, что эта величина найдена самым надежным методом определения электронных концентраций туманностей—методом отношения E_{3729}/E_{3726} .

Приведенная величина электронной концентрации (160 см^{-3}) хотя и относится к области „шапок“, она еще не является максимальной концентрацией на экваториальном сечении туманности. Данные Остерброка об отношении интенсивностей линий 3729А и 3726А являются усредненными вдоль луча зрения в области „шапок“. Воспользуясь кривой на рис. 7 (или рис. 6), а также имея в виду, что

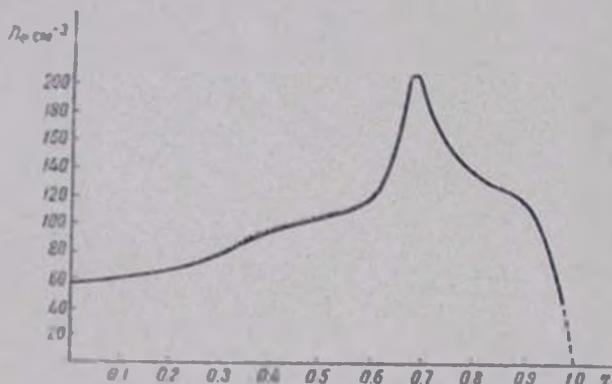


Рис. 7. Распределение электронной концентрации $n_e(r)$ в экваториальном сечении туманности NGC 7293.

Նկ. 7. Էլեկտրոնային խտության $n_e(r)$ բաշխման օրինաը միգամտման շառքերի մասին կարգաձևով:

отношение E_{3729}/E_{3726} приблизительно обратно пропорционально электронной концентрации, найдем приблизительно:

$n_e(\text{max}) \approx 1.3 \cdot n_e(\text{набл}) \approx 210 \text{ см}^{-3}$. Это одновременно есть концентрация на расстоянии $r = 0.67$ (в нашей системе единиц). Отсюда уже нетрудно перейти от распределения относительных величин функции $n_e(r)$ к распределению ее абсолютных величин. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

r	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.67	0.7	0.8	0.9	1
$n_e(r) \text{ см}^{-3}$	57	62	67	80	95	106	119	210	190	135	115	—

На рис. 7 приведена кривая распределения электронной концентрации в экваториальном сечении туманности NGC 7293. Как следует из этого рисунка, $n_e(r)$ растет с увеличением расстояния сначала довольно медленно, затем около внутренней границы оболочки оно резко возрастает, достигая сравнительно узкого максимума на $r = 0.67$. Далее $n_e(r)$ падает медленно, исчезая на внешней границе туманности. Отношение максимальной электронной концентрации в оболочке (210 см^{-3}) к концентрации в центре туманности (57 см^{-3}) равно около 3.7*. В качестве средней величины электронной концентрации в экваториальном сечении туманности можно принять $n_e \sim 115 \text{ см}^{-3}$.

Обращает на себя внимание разница в характере изменения электронной концентрации по обе стороны от максимума плотности: оно происходит более резко на внутренней границе оболочки и менее резко на ее внешней границе. Впечатление такое, как будто на внутренней границе оболочки действует какое-то давление. Быть может, это является указанием того, что электронная температура в центральных областях планетарных туманностей несколько выше электронной температуры в оболочке [1].

* Следует заметить, что оценка n_e для центральных областей туманности менее надежна, так как формула (6) не применима для очень малых значений r .

Все приведенные рассуждения о распределении электронной концентрации относятся к экваториальному сечению (I—I) туманности NGC 7293. Что касается распределения электронной концентрации в полярном сечении (II—II), то для него эти рассуждения неприменимы, так как туманность не обладает радиальной симметрией в этой плоскости. При желании вывести закон распределения электронной концентрации в сечении II—II необходимо сперва вывести этот закон указанным выше способом для ряда сечений туманности, параллельных экваториальной плоскости (I—I).

§ 3. РАССТОЯНИЕ ТУМАННОСТИ

Воспользуясь тем, что туманность NGC 7293 в своем экваториальном сечении обладает радиальной симметрией и для этого сечения известен закон распределения электронной

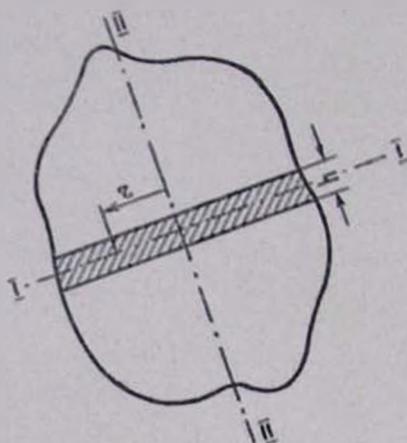


Рис. 8. К задаче об определении расстояния туманности астрофизическим способом.

Նկ. 8. Աստրոֆիզիկական մեթոդով միգմանտու-
թյան հեռավորության որոշման խնդրի արժեքի

концентрации, можно определить ее расстояние чисто астрофизическим методом, без привлечения статистических параллаксов. Сущность этого метода заключается в следующем.

Возьмем достаточно узкую полоску шириною h около экваториальной плоскости туманности (заштрихованная часть

на рис. 8) и примем, что распределение электронной концентрации в этой полости обладает цилиндрической симметрией. Вычислим полную энергию E_a^0 , излучаемую этой полостью в линии H_a в одну секунду. Имеем

$$E_a^0 = i_a \int_{(V)} n_e^2(r) dV = i_a \cdot 2\pi h R^3 \int_0^1 n_e^2(r) r dr, \quad (12)$$

где h и r измеряются в единицах линейного (внешнего) радиуса туманности R , а i_a дается соотношением [8]:

$$i_a = 1.778 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{b_3}{T^{1/2}} \frac{g_{32}}{27} e^{X_3}, \quad (13)$$

где $b_3 = 0.108$ [9], $g_{32} = 0.757$ [10], $X_3 = 1.745$ при $T_e = 10000^\circ$. Из этих данных найдем $i_a = 3.09 \cdot 10^{-25}$ эрг. см³/сек.

Если r_* есть расстояние туманности от нас, то мы можем написать для дошедшего от упомянутой полости до наблюдателя потока E_a энергии в линии H_a (в абсолютных энергетических единицах)

$$E_a = \frac{E_a^0}{4\pi r_*^2}. \quad (14)$$

Подставляя значение E_a^0 из (12) в (14), а также $R = \frac{1}{2}\varphi r_*$, где φ — угловой диаметр туманности, найдем:

$$r_* = \frac{16}{i_a} \frac{1}{\varphi^3 h} \frac{E_a}{N}. \quad (15)$$

Подставляя числовое значение i_a , получим

$$r_* = 1.98 \cdot 10^{26} \frac{1}{\varphi^3 h} \frac{E_a}{N} \text{ см}, \quad (16)$$

где φ выражено в минутах дуги, а через N обозначено:

$$N = \int_0^1 n_e^2(r) r dr. \quad (17)$$

С помощью формулы (16) можно определить расстояние любой туманности, если для какой-нибудь ее части известны величины N , E_* и φ . Обычно N приходится определять путем численного или графического интегрирования, располагая кривой типа рис. 7. Что касается E_* , то для нее можем написать, сравнивая с Солнцем:

$$E_* = E_{\odot} \cdot 10^{-0.4m_* - m_{\odot}} \quad (18)$$

где m_* — интегральная звездная величина рассматриваемой полости туманности.

Была выбрана полость шириною $h=0.1$, проходящая через экваториальную плоскость туманности NGC 7293. Для этой полости было найдено: $N \approx 6900$, вычисленное с использованием данных табл. 2 или рис. 7, и $m_*(d) = 13^m 06$, выведенное путем графического интегрирования кривой на рис. 2а. Угловой диаметр полости равен $\varphi = 12'$ (малый диаметр туманности). Подставляя также $E_{\odot} = 1.37 \cdot 10^9$ эрг/см²сек и $m_{\odot} = -26.95$, найдем из (18) $E_* = 1.4 \cdot 10^{-10}$ эрг/см²сек. Собирая все эти данные в (16), получим окончательно для расстояния туманности NGC 7293:

$$r_* = 75 \text{ парсек.}$$

При таком расстоянии экваториальный диаметр туманности получается равным $D = 54000$ а. е., абсолютная яркость туманности $M_* = +5.5$ и абсолютная яркость ядра (при $m_* = 13^m$) $M_* = +8^m 9$.

Таким образом, NGC 7293 находится очень близко к нам, а по размерам хотя она и превышает нормальные планетарные туманности, ее трудно считать гигантской. Мы имеем в виду ее сравнительно низкую абсолютную интегральную яркость; в Магеллановых Облаках, как известно, встречаются планетарные туманности, абсолютная яркость которых доходит до -5^m . Наконец, приведенная здесь оценка светимости ядра находится в согласии с существующим мнением о том, что ядра планетарных туманностей по крайней мере не являются гигантами.

Приведенную здесь оценку для расстояния туманности NGC 7.93 в настоящее время следует считать наиболее на-

дежной, поскольку она основана на рассуждениях, свободных от произвольных предположений. Нам кажется, что этот метод можно будет успешно применять и в отношении других аналогичных туманностей. Собственно говоря, изложенный здесь метод фактически был ранее предложен В. В. Соболевым [11], с той лишь разницей, что в нашем случае предлагается применять этот метод только для ограниченного объема туманности, а не для *всей* туманности, так как в последнем случае невозможно определить с достаточной степенью точности полное количество электронов в туманности.

В заключение этого раздела приводим существующие оценки расстояния туманности NGC 7293, данные другими авторами:

Шкловский	50 парсек	[12]
О'Делл	137	" [4]
Воронцов-Вельяминов	260	" [13]
Паренаго	360	" [19]
Берман	1050	" [14].

Наша оценка расстояния туманности NGC 7293 почти совпадает с тем, что приведено в каталоге Н. С. Шкловского.

§ 4. МАССА ТУМАННОСТИ

Хотя распределение яркости, а следовательно, электронной концентрации в двух направлениях—в направлении экваториальной оси (I—I) и полярной оси (II—II) туманности NGC 7293—довольно сильно отличаются друг от друга, суммарная энергия в этих направлениях (в полосках единичной угловой ширины), как и следовало ожидать, почти одинакова (доказательство того, что мощность первоначального огурыва от центрального ядра во всех направлениях была одинаковой): такой вывод был сделан после интегрирования обеих кривых на рис. 2 вдоль главных осей туманности. Тогда мы можем написать для определения суммарного количества электронов (протонов) в туманности с достаточной степенью точности:

$$N_e = 4\pi \int_0^R n_e(r) r^2 dr = 4\pi^2 R \int_0^1 n_e(r) r dr. \quad (19)$$

Числовое значение интеграла, найденного путем численного интегрирования и использования данных табл. 2, равно приблизительно 37. Подставляя в (19) также $R = \frac{D}{2} \approx 4.05 \cdot 10^{21}$ см, найдем $N_e \approx 0.3 \cdot 10^{46}$ электронов. Для полной массы туманности имеем:

$$M = N_e m_H = 0.5 \cdot 10^{42} \text{ грам.м} \approx 0.025 \cdot M_{\odot}, \quad (20)$$

где m_H — масса атома водорода.

§ 5. ТЕМПЕРАТУРА ЯДРА

Температура ядра туманности NGC 7293 раньше была определена методом [OIII]/[OII]; она оказалась равной $T_e = 8500^\circ$ [17]. Однако это определение требует пересмотра в связи с тем, что в формулу, дающую зависимость T_e от $E_{N_1 + N_2}/E_{3727}$, входит также средняя электронная концентрация, более точное значение которой нам теперь известно. Кроме того, в [17] не учтен эффект электронных столкновений второго рода, который практически не сканывается на интенсивности линий N_1 и N_2 , но сканывается на интенсивности линии 3727 [OII], когда $n_e > 10^3 \text{ см}^{-3}$. С учетом этого эффекта соотношение для определения температуры ядер туманностей T_e методом [OIII]/[OII] примет следующий вид:

$$\frac{162000}{T_e} - \lg T_e = K; \quad (21)$$

$$K = 10.7 - 0.4 m_e - 2 \lg D'' - \lg n_e - \lg \frac{E_{N_1 + N_2}}{E_{3727}} + \\ + \lg \frac{1 + 2.8 \cdot 10^{-4} n_e}{1 + 10^{-6} n_e}, \quad (22)$$

где последний член в (22) учитывает эффект столкновений второго рода. Подставляя в эти формулы $n_e = 115 \text{ см}^{-3}$ и более

точное значение отношения $E_{N_1 + N_2} / E_{3727}$, равное 2.6 [15], найдем (при $m_* = 13.3$ и $D = 720''$) $K = -2.6$, а следовательно, $T_* = 7000^\circ$ для ядра туманности NGC 7293.

Следует напомнить, что метод [OIII]/[OII] дает ионизационные температуры ядер туманностей и относится к области длин волн короче 900Å.

§ 6. ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩА ТУМАННОСТИ И РАДИУС ЯДРА

Определим полную оптическую толщину τ_c туманности NGC 7293 в частотах L_c излучения (т. е. в частотах за границей серии Лаймана водорода). Исходным при этом, как обычно, является формула ионизации для газовых туманностей (см., например, [1]). Подставляя в эту формулу $T_* = 7000^\circ$, $T_e = 10000^\circ$ и приняв $n_e = n^+$, найдем

$$\frac{n_e^2}{n_1} = 3.5 \cdot 10^{21} \cdot W, \quad (23)$$

где W — коэффициент дилуции излучения: $W = \frac{1}{4} \left(\frac{R_*}{R_1} \right)^2$, где R_* — радиус ядра, а R_1 — радиус внутренней границы туманности. Приняв для средней концентрации в оболочке $n_e \sim 15 \text{ см}^{-3}$, найдем из (23) для средней концентрации нейтральных атомов водорода

$$n_1 = 6.43 \cdot 10^{-18} \frac{1}{W}. \quad (24)$$

Для полной оптической толщины туманности τ_c имеем, приняв для линейной толщины оболочки 0.35 R, где R — внешний радиус туманности:

$$\tau_c = 0.35 R \tau_c n_1 = \frac{0.56 \cdot 10^{-17}}{W}. \quad (25)$$

Дальше вычисления произведены для четырех значений радиуса ядра R_* : 1, 0.2, 0.05 и 0.01 (в единицах радиуса Солнца). Последнее значение $R_* = 0.01 \odot$ выведено из формулы [16]

$$\lg \frac{R_0}{R_\odot} = \frac{7200}{T_0} - 0.20 M_{\text{гг}} - 0.20 + 0.5 \lg \left[1 - e^{-\frac{r_0}{\text{MpcG}}} \right] \quad (26)$$

с подстановкой $M_{\text{гг}} = +8^{\text{m}}.9$ и при предположении, что планковская температура ядра в фотографической области спектра равна $T_0 = 7000^\circ$: на самом деле, из-за ультрафиолетового избытка излучения у горячих звезд, она может быть значительно ниже ионизационной температуры.

Результаты вычислений приведены в табл. 3 (при вычислениях принято $R_1 = 0.65 \cdot R = 2.63 \cdot 10^{17}$ см).

Раньше было показано, что для всех двухоболочных планетарных туманностей оптическая толщина τ_0 в частотах за границей лаймановской серии водорода всегда должна быть меньше единицы [1]. Тогда последний столбец в табл. 3 сразу выпадает из возможных вариантов, т. е. можно утверждать, что должно быть $R_0 > 0.01 \odot$. Более того, на снимках туманности NGC 7293 вторая оболочка видна и видна достаточно хорошо. Это значит, что даже в пределах второй оболочки τ_0 меньше единицы. Отношение линейных радиусов обеих оболочек приблизительно равно двум. Поэтому если принять $\tau_0 \sim 1$ на внешней границе второй оболочки и учитывая, приблизительно, $\tau_0 \sim R^{-2}$, то будем иметь для основной оболочки: $\tau_0 \sim 0.15$, а следовательно, согласно (25), $W = 0.04 \cdot 10^{-16}$. Отсюда найдем для радиуса ядра $R_0 = 0.5 R_\odot$. Эту оценку для величины радиуса ядра следует считать минимальной, так как в действительности должно быть $\tau_0 < 1$ и на внешней границе второй оболочки, а следовательно, $R_0 > 0.05 \cdot R_\odot$. Таким образом, выпадает из возможных вариантов и предпоследний столбец табл. 3.

Таблица 3

$R(\odot - 1)$	1	0.2	0.05	0.01
W	$0.18 \cdot 10^{-16}$	$7.2 \cdot 10^{-16}$	$4.4 \cdot 10^{-17}$	$1.8 \cdot 10^{-18}$
$n, \text{ см}^{-3}$	$0.36 \cdot 10^{-3}$	$0.9 \cdot 10^{-2}$	0.15	3.6
n_1/n_0	$4 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^4$	10^3	40
τ_0	0.0003	0.008	0.13	3.1

Согласно теории возникновения двухоболоччных планетарных туманностей, отрыв второй оболочки от основной происходит в тот период развития туманности, когда $R \sim 5000$ а. е. и $\tau_c \sim 5$ (при $T_* = 50000^\circ$). Исходя из этих данных, найдем весьма приблизительно для NGC 7293: $\tau_c \geq 0.015$ и $R_* \leq 0.3 R_\odot$.

Таким образом, радиус ядра планетарной туманности NGC 7293 по всей вероятности находится где-то между значениями $0.05 \div 0.3 R_\odot$. Во всяком случае оно не является типичным белым карликом. Оптическая толща туманности в частотах за границей лаймановской серии водорода существенно меньше единицы и находится в пределах $0.01 \div 0.1$. Вероятными значениями радиуса и оптической толщи для туманности NGC 7293 следует считать: $R_* \sim 0.1 R_\odot$ и $\tau_c \sim 0.05$.

Однако вывод о том, что радиус ядра NGC 7293 больше $0.01 R_\odot$ и порядка $0.1 R_\odot$ приводит к тому, что планковская температура ядра в фотографической области спектра T_b должна быть значительно меньше его планковской температуры T_{pe} в области короче 900 \AA . В самом деле, подставляя в формуле (26) $Mv = +8^m.3$, найдем (без учета последнего числа) $T_b = 15000^\circ$ при $R_* = 0.1 R_\odot$ и $T_b = 9000^\circ$ — при $R_* = 0.3 R_\odot$, что кажется неправдоподобно низким значением. Было бы желательно проведение специальных наблюдений над ядром этой туманности с целью, в частности, определения его спектрофотометрической температуры.

§ 7. МАССА ВТОРОЙ ОБОЛОЧКИ

Из-за слабости второй оболочки туманности NGC 7293 на наших негативах определение ее интегральной яркости произведено менее надежно. Среднее из обеих пластинок значение интегральной яркости второй оболочки в лучах H_α оказалось равным $m_\alpha(\text{II}) \approx 15$. Отсюда найдем для отношения светимостей обеих оболочек L_2/L_1 (индекс „2“ относится ко второй, наружной оболочке) $\frac{L_2}{L_1} \approx 10^{-2}$.

Отношение масс обеих оболочек M_2/M_1 определяется из соотношения

$$\frac{M_2}{M_1} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1} \frac{V_2}{V_1}}. \quad (27)$$

где V_2/V_1 есть отношение объемов обеих оболочек. Определить объем внутренней оболочки V_2 нетрудно. Значительно труднее обстоит дело с определением объема второй оболочки V_1 . Очевидно, здесь речь идет об определении того объема, где электронная концентрация еще более или менее постоянна. Учитывая это, найдем весьма приблизительно $V_2/V_1 \approx 2/3$. Тогда получим из (27) для отношения масс обеих оболочек туманности NGC 7293:

$$\frac{M_2}{M_1} \approx 0.08.$$

Неточность в этой оценке (в основном из-за неопределенности V_2/V_1 , а также из-за сложной структуры второй оболочки) может достигнуть двух или более раз. По порядку величины эта оценка находится в хорошем согласии с тем, что получается из теории возникновения двухоболочечных планетарных туманностей [1].

§ 8. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТУМАННОСТИ

Биполярность структуры туманности NGC 7293 является указанием на то, что в ней присутствуют магнитные поля. Как показано в [17], магнитные поля в планетарных туманностях по характеру должны быть в первом приближении негочечного дипольного типа. Мы говорим в первом приближении, потому что при расширении туманности строгая система дипольных силовых линий деформируется, хотя ее основное свойство — дипольность — сохраняется. Степень деформации дипольного поля должна быть различной у разных туманностей. Более того, процесс самой деформации, по всей вероятности, продолжается в течение всего периода расширения туманности, вследствие чего в конце жизни туманности от дипольного характера магнитного поля ничего не остается; на это указывает хотя бы сопоставление структур планетарных туманностей, находящихся на различных ступенях развития.

Угловое распределение напряженности магнитного поля в случае классического (точечного) диполя, как известно, дается следующим соотношением:

$$H_{\varphi} \sim \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}, \quad (28)$$

где $\varphi = 0$ на экваториальной плоскости и $\varphi = 90^\circ$ в направлении магнитной оси. Отношение же напряженностей в направлении магнитного полюса и экватора, т. е. H_{90}/H_0 , в этом случае, как следует из (28), не зависит от расстояния и в точности равно двум.

В случае же негочечного диполя угловое распределение напряженности поля дается следующим выражением (см. [17, 1]):

$$H_{\varphi} \sim \frac{\{(1+x^2)^3 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2)[(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}\}^{1/2}}{(1+x^2)^3 - 4x^2 \sin^2 \varphi}, \quad (29)$$

где $x = l/2r$, а l — есть расстояние между условными магнитными полюсами (измеряется в единицах радиуса туманности R).

Что касается отношения H_{90}/H_0 , то оно в этом случае зависит от r/l , т. е. в конечном счете от расстояния рассматриваемой точки до центра туманности. На рис. 9 приведена кривая зависимости H_{90}/H_0 от r/l . Как следует из этой кривой, в случае негочечного диполя на близких к магнитным полюсам расстояниях ($r/l \sim 0,5$) отношение H_{90}/H_0 может быть существенно больше двух. С увеличением r/l это отношение уменьшается и уже при $r/l \sim 5$ оно остается неизменным и равным двум. Иначе говоря, поле негочечного диполя при $r/l \sim 5$ практически будет иметь ту же самую структуру, что и поле точечного диполя. Условимся называть в дальнейшем такой диполь „квazitочечным“.

Говоря о деформации дипольного поля, мы имеем в виду, что, во-первых, в планетарных туманностях действительное распределение напряженности поля по φ может отклоняться от закона (28) или от закона (29) и, во-вторых, отношение H_{90}/H_0 будет больше двух как в случае точечного, так и в случае негочечного диполей.

В связи с этим возникает интересная задача определения действительного распределения напряженности магнитного поля по z координате внутри туманности исходя из данных наблюдений. Тогда мы сможем получить некоторое представление о степени его отклонения от поля классического диполя. Ниже будет сделана такая попытка в отношении туманности NGC 7293.

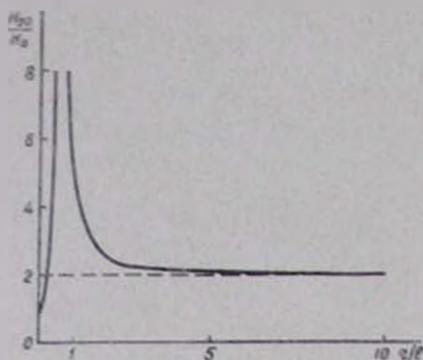


Рис. 9. Зависимость отношения H_z/H_0 от r/l в случае неточечного диполя.

Եփ. 9. H_z/H_0 -ի կախումն օրինակ r/l -ից օչ կետային դիպոլի դեպքում:

Исходным при этом является допущение о постоянстве суммы кинетической и магнитной энергий во всех точках внутри туманности, лежащее в основе теории биполярных туманностей [17, 1]. Имеем:

$$\frac{H_z^2}{8\pi} + 2n_e kT_e = \text{const}, \quad (30)$$

где $2n_e$ — есть полное число частиц (электронов и протонов) в единице объема и в направлении φ (в дальнейшем упростим задачу, ограничиваясь рассмотрением условия равновесия на фиксированной окружности, проходящей через максимумы «шапок»).

Написав (30) для $r=1$ и приравняв к (30), найдем:

$$\frac{H_z}{H_0} = \left[1 + \frac{\sigma_0}{H_0^2} \left(1 - \frac{n_z}{n_0} \right) \right]^{1/2}, \quad (31)$$

где H_0 и n_0 суть напряженность и концентрация электронов в „шапке“ ($\varphi=0$), а через σ_0 обозначено

$$\sigma_0 = 16\pi n_0 K T_e. \quad (32)$$

С помощью формулы (31) мы можем определить действительное распределение напряженности поля по окружности, проходящей через обе „шапки“, если из наблюдений будет известен закон распределения электронной концентрации n_φ по этой окружности. Точный вид этого закона нам не известен, но мы можем попытаться определить его приблизительно с тем, чтобы понять качественную сторону явления. В самом деле, принимая линейную протяженность туманности по лучу зрения одинаковой везде на упомянутой окружности, мы можем определить n_φ исходя из распределения поверхностной яркости i_φ по этой окружности. На рис. 10 приведена усредненная по северной полусфере туманности NGC 7293 кривая распределения поверхностной яркости i_φ , начиная от экватора ($\varphi=0^\circ$) до направления магнитной оси ($\varphi=90^\circ$), причем принято $i_0=1$. На верхней кривой этого же рисунка приведен закон распределения n_φ/n_0 по φ , выведенный из соотношения $n_\varphi \sim i_\varphi^{1/2}$.

Однако, чтобы определить из (31) закон распределения напряженности H_φ , надо еще знать, помимо n_φ/n_0 , также величину напряженности в „шапках“ H_0 . Иначе говоря, необходимо иметь еще одно дополнительное условие. Но оно было указано выше: отношение H_{90}/H_0 должно быть равно двум—в случае недеформированного квазиточечного диполя и больше двух—в случае деформированного диполя. В последнем случае мы получим только верхнее значение напряженности поля в „шапках“.

Написав (31) для случая $\varphi=90^\circ$ и подставляя в нем $\frac{n_{90}}{n_0}=0.67$, взятое из рис. 10, и $H_{90}/H_0=2$, найдем $H_0=3.5 \cdot 10^{-5}$ гаусс ($\tau_0=1.14 \cdot 10^{-8}$ при $n_0 \approx 160 \text{ см}^{-3}$ и $T_e=10000^\circ$). Напряженность на полюсе будет $H_{90}=7.0 \cdot 10^{-5}$ гаусс. Возвращаясь опять к соотношению (31), вычислим теперь H_φ/H_0 для различных значений φ . В результате получим закон изменения напряженности магнитного поля по φ вдоль

оболочки NGC 7293. Кривая этого распределения проведена сплошной линией на рис. 11. Там же пунктирной линией проведена теоретическая кривая зависимости H_z от φ в случае квазиточечного диполя ($r/l \approx 5$).

Как следует из приведенных кривых, даже при $H_{00}/H_0 = 2$ реальное магнитное поле внутри туманности деформировано

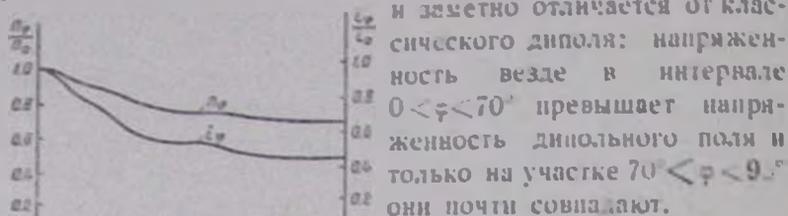


Рис. 10. Распределение H_z и H_y в туманности NGC 7293

24. 10. H_z и H_y распределены орбиты NGC 7293 квазиточечного диполя

и заметно отличается от классического диполя: напряженность везде в интервале $0 < \varphi < 70^\circ$ превышает напряженность дипольного поля и только на участке $70^\circ < \varphi < 90^\circ$ они почти совпадают.

Но выше было указано, что в самом общем случае деформация поля должна привести также к отклонению в величине отношения H_{00}/H_0 от теоретического его значения, т. е. должно быть $H_{00}/H_0 > 2$. Приняв для примера $H_{00}/H_0 = 5$, найдем описанным выше способом $H_0 = 1.3 \cdot 10^{-5}$ гаусс, после чего — H_{00}/H_0 . Напряженность на полюсе равна $H_{00} = 6.5 \cdot 10^{-5}$ гаусс. Распределение напряженности внутри туманности в этом случае представлено верхней (сплошной) кривой на рис. 11.

Теперь необходимо подыскать тот тип теоретического диполя, разумеется неочечного, при котором получится $H_{00}/H_0 = 5$. Оказывается, что это будет при $r/l \approx 1$ (вычисления произведены по формулам, приведенным в [17]). Теоретическое распределение H_z/H_0 для этого случая приведено верхней пунктирной линией на рис. 11. Как следует из приведенных кривых, наблюдаемое распределение магнитного поля в случае $H_{00}/H_0 \approx 5$ еще сильнее отклоняется от теоретического распределения для того же случая.

Таким образом, несмотря на ряд неопределенностей в проведенном анализе, факт отклонения магнитного поля от классических диполей, по крайней мере в отношении ту-

манности NGC 7293, не вызывает сомнения. Само отклонение выражено как в законе распределения напряженности в интервале $0 < \varphi < 90^\circ$, так и в величине отношения напряженностей на главных осях $\frac{H_\varphi}{H_0}$ туманности — магнитной и экваториальной. В первом случае наблюдаемое напряжение больше теоретического везде в интервале $0 < \varphi < 90^\circ$, во втором случае H_{90}/H_0 больше двух.

Хотя приведенные рассуждения позволяют получить лишь верхнее значение напряженности поля в области „шапок“ туманности NGC 7293, а именно $H_0 < 3.5 \cdot 10^{-5}$ гаусс, реальная ее величина, по-видимому, порядка $H_0 \sim 1 \rightarrow 2 \cdot 10^{-5}$ гаусс. Более надежно можно оценить (см. рис. 11) величину напряженности поля в направлении магнитной оси; она порядка $H_{90} \sim 7 \cdot 10^{-5}$ гаусс.

Имея закон изменения электронной концентрации n_φ

(рис. 10) и закон изменения напряженности магнитного поля H_φ (рис. 11), можно определить отношение кинетической энергии единицы объема к магнитной энергии $E_{кин}/E_{маг}$ в разных точках оболочки туманности NGC 7293 по формуле:

$$\frac{E_{кин}}{E_{маг}} = 16 \pi k T_e \frac{n_\varphi}{H_\varphi^2} . \quad (33)$$

Кривые $E_{кин}/E_{маг}$ приведены на рис. 12 для двух значений H_0 и при $T_e = 10000^\circ$. Как следует из этого рисунка, в области эквагора (область „шапок“) удельная кинетическая энергия туманности NGC 7293 в несколько раз превышает ее магнитную энергию. В направлении же магнитной оси ($\varphi \sim 90^\circ$) обе эти энергии сравнимы по величине друг с другом.

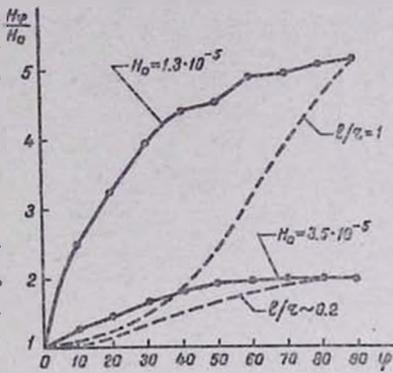


Рис. 11. Распределение напряженности магнитного поля в оболочке туманности NGC 7293 (сплошные линии). Пунктирные линии дают теоретический закон изменения напряженности дипольного поля

Նկ. 11. Ծաղիկաձևի դաշտի լարվածու թյան բաշխումը NGC 7293 միդալաձևի թաղանթում (սոս դձեբը): Գծիկներով բերված են տեսական բաշխման կորերը դիպոլային դաշտի դեպքում:

Внешняя форма и структура туманности, подобной NGC 7293, являются довольно распространенными. Следует полагать поэтому, что полученные в этом разделе результаты о структуре и свойствах магнитного поля в планетарных туманностях носят в какой-то степени общий характер. В связи с этим считаем необходимым отметить следующее.

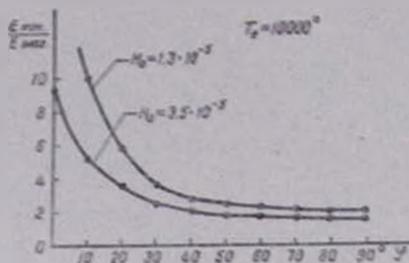


Рис. 12. Изменение удельной магнитной энергии ($E_{\text{маг}}/E_{\text{кин}}$) по оболочке туманности NGC 7293

Տվ. 12. Տեսակարար մագնիսական էներգիան ($E_{\text{մագ}}/E_{\text{կին}}$) անկյունի արժեքի փոփոխմանը կախվածությամբ

ливно только для параллельных силовых линий и, во-вторых, из-за компенсации силы магнитного диполя с натяжением силовых линий дипольное поле не может изменить первоначальное распределение плотности газа в туманности. Применение указанного соотношения в отношении дипольных полей можно было принять лишь в качестве рабочей гипотезы (постулаты) для объяснения наблюдаемой биполярности планетарных туманностей, и ошибка автора заключается в том, что об этом не было ясно сказано в [20, 1]. В настоящем этапе исследования этого вопроса можно считать установленным, что в планетарных туманностях имеются магнитная ось и магнитный экватор и что имеется отличный от нуля градиент в величине напряженности магнитного поля при переходе от магнитной оси к магнитному экватору. Вместе с тем трудно отрицать, что теория, разработанная на основе представления о наличии дипольных (или квазидипольных) полей в планетарных туманностях совместно с допущением постоянства суммы магнитной и кинетической энергий во всех точках туманности, хорошо объясняет наблю-

В ранних работах автора [20, 1] сделано фактически неправильное допущение о возможности применения соотношения типа (50) в отношении дипольных полей и во всех точках планетарной туманности, так как, во-первых, оно справедливо

даемую биполярность и разнообразие форм планетарных туманностей. Поэтому можно утверждать, что магнитные поля в планетарных туманностях напоминают дипольные поля только по характеру *распределения* абсолютной величины напряженности поля, но существенно отличаются от них по *структуре системы силовых линий*. Силовые линии поля в основном объеме туманности—в оболочке—практически должны быть параллельными друг другу и направленными вдоль оболочки.

Совершенно неясной является пока структура поля в областях магнитных полюсов.

Поле в центральных областях туманностей, если оно вообще существует там, по крайней мере не является дипольным. На это указывает структура монохроматических изображений центральных областей туманностей. Например, основное изображение туманностей NGC 6720, 7662, IC 2165 имеет биполярную структуру в главных эмиссионных линиях, в то время как центральные области этих же туманностей имеют в линиях 4686 H α , 3869 [N α III], 3426 [N α V] дискообразную или кольцеобразную форму, без заметных признаков биполярности [21]. В связи с этим следует считать ошибочным ранее сделанный вывод автора [20, 1] о возможности существования области „избегания“ в центральных частях планетарных туманностей, хотя и тогда было оговорено, что рассмотрение задачи о равновесии газа при наличии дипольного поля для этих частей просто теряет силу.

Исходя из всего этого, в дальнейшем, говоря о дипольных или квазидипольных магнитных полях в планетарных туманностях, мы будем иметь в виду дипольный или квазидипольный характер в распределении абсолютных величин напряженности поля, полагая, что сами силовые линии параллельны или почти параллельны друг другу в рассмотренной области туманности.

§ 9. ПРИЗНАКИ СПИРАЛЕВИДНОСТИ

Любопытной неожиданностью является наличие признаков спиралевидности в форме туманности NGC 7293. В са-

мом деле, ограничиваясь на рис. 1 контуром этой туманности до изофоты, помеченной цифрой 25, мы обнаруживаем наличие в ней снаружи двух маленьких выступов, расположенных симметрично относительно центра туманности, — один сверху и слева, второй — снизу и справа. В сочетании с общей формой туманности они оставляют впечатление спиральных рукавов.

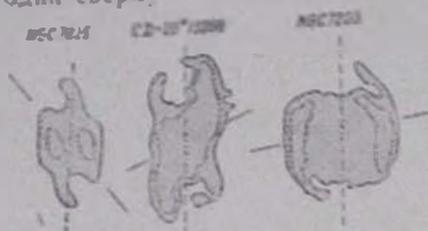


Рис. 13. Сравнительные силуэтные рисунки трех планетарных туманностей с различной степенью развития спиральности. Пунктирные линии — магнитные оси туманности, черточки — направление плоскости, параллельной галактическому экватору. Масштабы и ориентировки разные.

14. 2. Համեմատական սիլուէտային նկարներ՝ պլանետարային թափուկ աստղերի արձանագրության հիմնարկում և Գալակտիկայի մագնիսական դաշտի ուղղությունը ցուցանողով:

Единственное условие, которое предъявляется при этом, — это чтобы магнитные силовые линии Галактики не были параллельными магнитной оси туманности.

В случае NGC 7213 плоскость галактического экватора, по которой, как полагают, направлены силовые линии общего магнитного поля Галактики, почти перпендикулярна магнитной оси туманности — как раз тот случай, при котором достигается максимальная эффективность.

Роль галактического магнитного поля заключается в том, что оно, накладываясь на симметричное дипольное поле туманности, может изменить его структуру и тем самым структуру туманности; в результате симметричная, хотя и биполярная вначале туманность уже не будет симметричной по форме. Поскольку величина напряженности магнитного поля Галактики меньше напряженности магнитного поля в

основной массе туманности (по крайней мере на порядок), то указанные изменения следует ожидать в первую очередь во внешних областях оболочки и в направлении магнитной оси, где напряженность собственного поля уже сравнима с напряженностью поля Галактики (подробности см. в [19]). Происходит усиление магнитного поля, с одной стороны, магнитной оси (на внешних частях оболочки) и ослабление—с другой стороны. В равновесном состоянии там, где сильнее магнитное поле, концентрация материи будет меньше и, наоборот, там, где оно слабо, повышается концентрация. В результате возникают более или менее яркие выступы, расположенные симметрично относительно туманности и напоминающие спиральные рукава, совершенно лишённые, однако, какой бы то ни было особой роли, как это имеет место у галактик.

В свете всего этого становится понятной еще одна особенность в форме туманности NGC 7293, давно обратившая на себя внимание. Речь идет о кажущемся пересечении двух оболочек (колец), которое, якобы, имеет место у этой туманности. В действительности, как мы видели выше, никаких тут двух оболочек нет, а имеется только одна единственная оболочка, которая на концах своей большой (магнитной) оси подвергалась одновременному действию однородного поля Галактики и дипольного поля самой туманности, вызывая кажущееся „разделение“. Полутемное пространство, которое наблюдается между частью спирального выступа и внутренней оболочкой туманности, фактически является областью усиленного магнитного поля, а сама спираль— областью пониженного поля.

То, что у туманности NGC 7293 имеются явные признаки спиралевидности и что вследствие этого она должна считаться одновременно спиралевидной, может быть подтверждено также приведенными на рис. 13 сравнительными силуэтными снимками трех спиралевидных планетарных туманностей—NGC 7026, CD—29° 13998, NGC 7293, из которых первые две как таковые были известны раньше [8, 1]. Эти снимки как будто одновременно иллюстрируют

различные фазы или степени развития спиралевидности у различных планетарных туманностей.

СВОДКА ОСНОВНЫХ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ В НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЕ ДЛЯ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 7293

Интегральная фотокрасная яркость туманности	$9^m 4$
Интегральная яркость туманности в лучах H_α	$9^m 9$
Средняя поверхностная яркость в лучах H_α (на 1 кв. минуты)	$15^m 0$
Расстояние	75 пс
Диаметр туманности	54000 а. е.
Концентрация электронов в центре туманности	57 см^{-3}
Концентрация электронов на оболочке (максимальная)	210 см^{-3}
Масса туманности	$0.025 \odot$
Абсолютная фотографическая яркость ядра ($m_{pg} = 13.3$)	$M_\odot + 8^m 9$
Абсолютная фотокрасная яркость туманности	$M_\odot + 5^m 5$
Температура ядра	70000°
Радиус ядра	$\sim 0.1 R_\odot$
Оптическая толщина туманности	~ 0.05
Относительная масса второй оболочки M_2/M_1	~ 0.08
Напряженность магнитного поля на оболочке	$H_{90} \sim 7 \cdot 10^{-5} \text{ гаусс}$ $H_0 \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ гаусс}$

Выражаю благодарность О. С. Чавушяну, проводившему измерения пластинок, а также Р. А. Епремяну, принимавшему участие в обработке материалов.

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

NGC 7293 ՄՈՂՈՐԱԿԱՅԻՆ ՄԻԿԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ԼՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքը նվիրված է NGC 7293 երկրեկո մոլորակած միգամածութիւն լուսաչափական մանրամասն ուսումնասիրմանը: Հիմնական արդյունքները հետևյալներն են.

Միգամածութիւն ինտեգրալ պայծառութիւնը կարմիր ճառագայթներում	9 ^m 4
Միգամածութիւն ինտեգրալ պայծառութիւնը H _α գծում	9 ^m 9
Միջին մակերեկութային պայծառութիւնը H _α գծում (մեկ քառ. բույս մակերեսում)	15 ^m 0
Հեռավորութիւնը	75 պարսեկ
Միգամածութիւն տրամագիծը 5±000 աստղ. միավոր էլեկտրոնային խտութիւնը միգամածութիւն կենտրոնում	57 սմ ⁻³
էլեկտրոնային խտութիւնը թաղանթում (մաքսիմում)	210 սմ ⁻³
Միգամածութիւն զանգվածը	0.025 _⊙
Միջուկի բացարձակ լուսատվութիւնը (m _* =13,3)	M _* +8 ^m 9
Միգամածութիւն բացարձակ լուսատվութիւնը՝ M _n	+5 ^m 5
Միջուկի ջերմաստիճանը	70000
Միջուկի շառավիղը	~0.1R _⊙
Միգամածութիւն օպտիկական հաստութիւնը	~0.05
Ծրկորդ թաղանթի հարաբերական հողվածը M ₂ /M ₁	~0.08
Մագնիսական դաշտի լարվածութիւն մեծութիւնը՝	H ₉₀ ~7.10 ⁻⁵ գաուս
	H ₀ ~2.10 ⁻⁵ գաուս

Բացի դա որոշված է էլեկտրոնային խտութիւն բաշխման օրենքը միգամածութիւն շառավիղով: Յուլջ է տրված, որ մագնիսական դաշտը NGC 7293 ներսում ունի աղճատված դիպոլի տեսք և որոշված է լարվածութիւն բաշխման օրենքը: Վերջում բերված են փաստեր, որոնք վկայում են NGC7293 միգամածութիւն միաժամանակ պարուրածն լինելու մասին:

G. A. GURZADIAN

PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE PLANETARY
NEBULA NGC 7293

Summary

The following data were obtained from the photometric investigation of the bipolar planetary nebula NGC 7293:

Integral photo-red magnitude of the nebula	9 ^m .4
Integral magnitude of the nebula in H _α	9 ^m .9
Mean surface brightness in H _α (on one sq. min.)	1.5 ^m
Distance	75 pc
Diameter of the nebula	5400 a. u.
Electron concentration at the centre	57 cm ⁻³
Electron concentration on the envelope (max)	210 cm ⁻³
Mass of the nebula	0.025 M _⊙
Absolute brightness of the nebula	+5 ^m .5
Absolute brightness of the nucleus (m _{r,λ} = 13.3)	M _⊙ + 8 ^m .9
Temperature of the nucleus	70000°
Radius of the nucleus	~ 0.1 R _⊙
Optical thickness of the nebula (in L _r)	~ 0.05
The relative mass of the second envelope	M ₂ /M ₁ ~ 0.08
The denson of the magnetic field (in the envelope)	H _{en} ~ 7 · 10 ⁻⁵ gauss
	H ₀ ~ 2 · 10 ⁻⁵ gauss

The dependence of the electron concentration from the central distance in the equatorial section of nebula is obtained. It is shown that the magnetic field in NGC 7293 is of the deformed dipole-like type and the law of the distribution of magnetic tension is given. At last some facts testifying the spiral structure of the planetary nebula NGC 7293 were given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзидян, Планетарные туманности, М., 1962.
2. I. Binnendijk, Ann. van de Sterrewacht te Leiden, XIX, 1916.

3. *N. M. Jonson*, *Ap. J.*, **118**, 370, 1953.
4. *C. R. O'Dell*, *Ap. J.*, **135**, 371, 1962.
5. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Газовые туманности и Новые звезды, М., 1943.
6. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1962.
7. *D. E. Osterbrock*, *Ap. J.*, **131**, 541, 1960.
8. *L. H. Aller*, *Gaseous Nebulae*, London, 1956.
9. *A. Burgess*, *M. N.*, **118**, 477, 1958.
10. *J. Baker* and *D. Menzel*, *Ap. J.*, **88**, 52, 1938.
11. *В. В. Соболев*, Вопросы космогонии, VI, 112, 1958.
12. *И. С. Шкловский*, *Астрономический журнал*, **33**, 222, 1958.
13. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, *Астрономический журнал*, **27**, 285, 1956.
14. *L. Berman*, *Bull. Luck Obser.*, **19**, 57, 1937.
15. *H. Zanstra*, *Vistas in Astronomy*, **1**, 256, 1955.
16. *C. W. Allen*, *Astrophysical Quantities*, London, 1955.
17. *Г. А. Гурзаян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **24**, 33, 1958.
18. *Г. А. Гурзаян*, *Вопросы динамики планетарных туманностей*, Ереван, 1954.
19. *П. П. Паренаго*, *Астрономический журнал*, **23**, 69, 1946.
20. *Г. А. Гурзаян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **24**, 59, 1958.
21. *O. C. Wilson*, *Ap. J.*, **111**, 279, 1950.

Н. Л. Иванова

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ AG ПЕГАСА

В настоящей работе дается краткий анализ результатов спектрофотометрий эмиссионных линий AG Пегаса. Двадцать снимков спектров этой звезды, полученных в 1959—1962 гг. на 10" телескопе АСИ-5, обработаны на универсальном бюраканском микрофотометре с увеличением масштаба в 60 раз.

Истинные значения относительных интенсивностей эмиссионных спектральных линий, определенные посредством сравнения со спектром α Пегаса обычным способом [1], даются в табл. 1.

Таблица 1

Номер пласт.	Дата	Время наблюден.	H ₃	H ₇	H ₈	H ₁
403	1.9.59	1 ^h 30 ^m	1.00	0.50	0.38	0.19
408	3.9.59	22 07	1.00	0.67	0.44	0.25
408	3.9.59	22 44	1.00	0.69	0.43	0.25
416	1.10.59	21 42	1.00	0.69	0.40	0.25
417	2.10.59	21 27	1.00	0.57	0.38	0.20
418	2.10.59	23 10	1.00	0.56	0.34	0.15
419	5.10.59	22 44	1.00	0.50	0.45	0.27
437	1.8.60	1 55	1.00	0.77	0.52	0.29
437	1.8.60	3 00	1.00	0.62	0.47	0.30
439	22.8.60	23 05	1.00	0.86	0.54	0.27
439	23.8.60	0 08	1.00	0.75	0.68	—
441	13.10.60	22 00	1.00	0.58	0.50	0.25
446	13.7.61	0 40	1.00	0.61	0.44	0.20
446	13.7.61	2 10	1.00	0.59	0.45	0.23
459	5.7.62	1 35	1.00	0.48	0.51	0.20
459	5.7.62	2 17	1.00	0.50	0.43	0.20
467	23.9.62	21 10	1.00	0.55	0.50	0.21
469	24.9.62	21 39	1.00	0.55	0.48	0.21
469	24.9.62	23 00	1.00	0.53	0.46	—
469	25.9.62	0 00	1.00	0.52	0.41	0.21
470	26.9.62	21 15	1.00	0.50	0.45	0.21

На рис. 1 и 2 приведены средние для каждого года значения бальмеровского декремента.

Рассмотрение рис. 1 и 2, а также 3 и 4, из которых даны величины бальмеровского декремента АГ Пегаса, полученные рядом исследователей, начиная с 1946 года, приводит к выводу о значительном изменении бальмеровского декремента со временем.

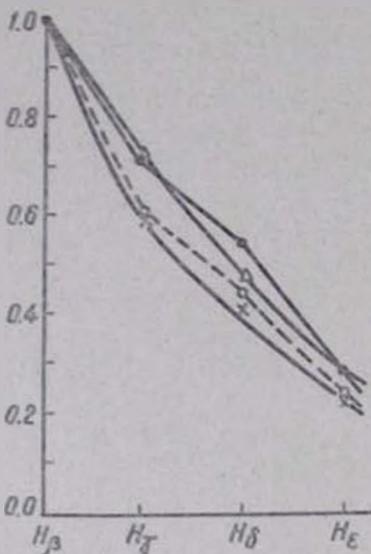


Рис. 1. Бальмеровский декремент АГ Пегаса из наблюдений автора: -x- 1959, -o- 1960, -Δ- 1961, -Δ- теоретический декремент (7) для $T=50000$ и $x=10$.

Նկ. 1. ԱԳ Պեգասի Բալմերյան զեկրեմենտը, ստացված հեղինակի գրասենյակից: -x- 1959, -o- 1960, -Δ- 1961 թ)-Δ- տեսության ընդհանուր ստացված զեկրեմենտը (7) $T=50000$ և $x=10$ համար:

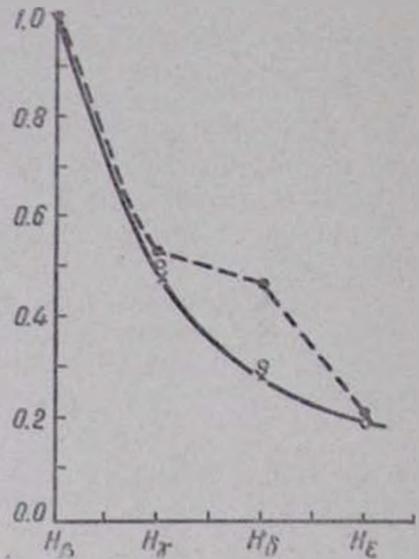


Рис. 2. --- Бальмеровский декремент АГ Пегаса из наблюдений автора в 1962 году, -x- теоретический декремент (7) для $T=50000$ и $x=1.0$ -o- теоретический декремент для модели В Мензель и Беккера (8).

Նկ. 2. ԱԳ Պեգասի Բալմերյան զեկրեմենտը, ստացված հեղինակի գրասենյակից (1962), -x- տեսության ընդհանուր ստացված զեկրեմենտը (7) $T=50000$ և $x=10.0$ համար, -o- Մենզելի և Բեկերի տեսությանը ստացված զեկրեմենտը Ե մոդելի զեկրեմենտ:

Обращает на себя внимание отклонение отношения $\frac{H_\delta}{H_\gamma}$ от плавного хода бальмеровского декремента. Это же

явление замечается в наблюдениях других авторов. Весьма возможно, что вследствие малой дисперсии H_{β} искажается линиями 4097 N III и 4100 He II, интенсивность которых

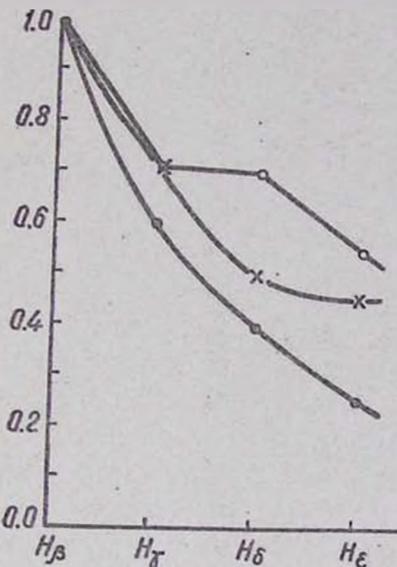


Рис. 3. Бальмеровский декремент АС Пегаса: --- данные Ченг-Мао-Лина [2], 1946—1948, -х- данные Ченг-Мао-Лина [2], 1951, -о- данные Докучаевой [3], 1952.

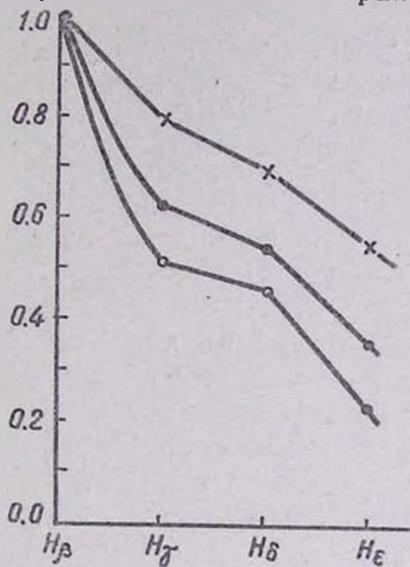


Рис. 4. Бальмеровский декремент АС Пегаса: --- данные Барбиджей [4], 1953, -х- данные Докучаевой [5], 1960, -о- данные Боярчука и др. [6], 1962.

Նկ. 3. АС Պեգասի Բալմերյան զեկրեմենտը. --- Չենգ-Մաո-Լինի տվյալները [2], 1946—48, -х- Չենգ-Մաո-Լինի տվյալները [2], 1951, -о- Դոկուչաևայի տվյալները [3], 1952:

Նկ. 4. АС Պեգասի Բալմերյան զեկրեմենտը, --- Բարբիճի տվյալները [4], 1953, -х- Դոկուչաևայի տվյալները [5], 1960, -о- Բոյարչուկի տվյալները [6], 1962:

переменна. Построение графиков (рис. 5, 6 и 7) соотношений между $\frac{4640 \text{ N III}}{H_{\beta}}$ и $\frac{H_{\alpha} + \gamma}{H_{\beta}}$, $\frac{4686 \text{ He II}}{H_{\beta}}$ и $\frac{H_{\alpha} + \gamma}{H_{\beta}}$ (под γ подразумеваем сумму линий 4097 N III + 4100 He II), а также между $\frac{4640 \text{ N III}}{H_{\beta}}$ и $\frac{4636 \text{ He II}}{H_{\beta}}$ показало определенную зависимость, подтверждающую в какой-то мере сделанное выше предположение. Таким образом, при определении характеристик оболочки АС Пегаса из декремента

следует с осторожностью относиться к получаемым значениям $\frac{H_2}{H_1}$.

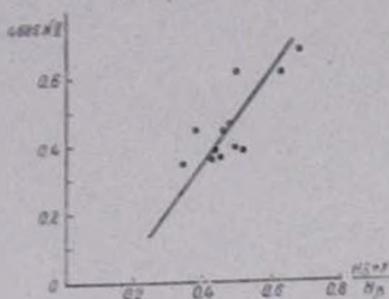


Рис. 5.
Таб. 5.

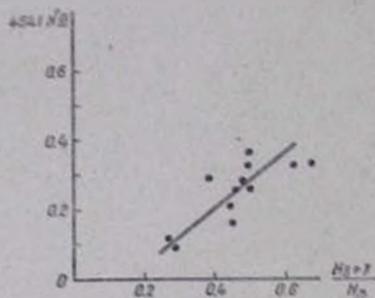


Рис. 6.
Таб. 6.

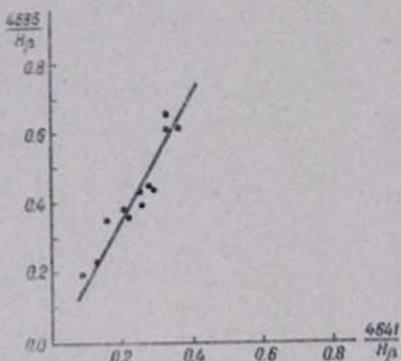


Рис. 7.
Таб. 7.

За время наших наблюдений наибольшее изменение балмеровского декремента произошло между 1960 и 1962 гг.

Сравнение декремента с теоретическими значениями показало, что результаты 1960 г., после внесения соответствующих поправок в значение $\frac{H_n + v}{H_0}$, хорошо совпадают с

теоретическим декрементом (7) при $T = 50000^\circ$ и $x = \frac{\beta_{12}}{W} = 1.00$ (рис. 1), где β_{12} характеризует непрозрачность оболочки в L_{α} , а наблюдательным данным 1962 года удовлет-

воряет теоретическая кривая, построенная для $T = 50000^\circ$ и $x = 10$ [7]. Результаты 1962 года близко соответствуют также теоретическим данным Мензела и Беккера, полученным для модели В [8].

Если же принять для звезды температуру $20\,000^\circ$, то наблюдательные данные хорошо совпадают с теоретическими при $x = 0.025$ (1960) и $x = 0.070$ (1962). Теоретический декремент, соответствующий этим значениям x , равен:

$$\frac{H_T}{H_B} = 0.70, \quad \frac{H_6}{H_B} = 0.52 \quad \text{и} \quad \frac{H_T}{H_B} = 0.50, \quad \frac{H_6}{H_B} = 0.27.$$

Учитывая тот факт, что до вспышки 1920 года АГ Пегаса имела Ве-спектр, напоминающий спектр Р Лебедя (9), и что температуру таких объектов, как звезды Р Лебедя, считают близкой к $20\,000^\circ$, эти значения x можно считать более вероятными. Однако присутствие в спектре АГ Пегаса линий высоких потенциалов ионизации (4686 He II, 4640 N III и 4058 N IV), а также сильное излучение в ультрафиолете [1] свидетельствуют скорее в пользу температуры, гораздо более высокой, чем $20\,000^\circ$.

На основании имеющихся для АГ Пегаса определений бальмеровского декремента можно сделать вывод, что последний меняется в значительных пределах от весьма пологого [3], [5] до крутого в 1962 году (результат данной работы и крымских исследователей [6]). В соответствии с этим должны уменьшаться плотность оболочки и степень возбуждения [7]. Эти изменения декремента подтверждают существующее мнение о значительных изменениях в атмосфере АГ Пегаса. Происходящие по временам нерегулярные выбросы материи [9] и дальнейшее рассеяние ее в пространстве, приводящее к образованию протяженной оболочки и к возникновению линий N_1 , N_2 и 4363 [O III] [10], возможно, в какой-то мере может объяснить характер изменения декремента.

AG ՊԵԳԱՍԻ ԲԱԼՄԵՐԻԱՆ ԴԵԿՐԵՄԵՆՏԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքում արվում է AG Պեգասի առաքման դժերի սպեկտրալուսաչափության արդյունքների վերլուծությունը: Արտադրված 1959—1962 թվականներին ԱՄՒ-3 տելեսկոպի օգնությամբ ստացված քսան սպեկտրների նետազոտությունը և համեմատումը այլ նեղինակների արդյունքների նետ թույլ տվեց եզրակացնելու, որ բալմերյան դեկրեմենտը ժամանակի ընթացքում զգալիորեն փոփոխվում է: Ինտվոդ դեկրեմենտը համեմատվում է տեսականի նետ:

N. L. IVANOVA

BALMER DECREMENT OF AG PEGASI

Summary

The results of spectrophotometry of emission lines of the star AG Peg are discussed. Twenty spektrograms of this star have been obtained by means of 10" telescope ASI-5 in 1959—1962. It was concluded that considerable variations of Balmer decrement have taken place during the period of observations.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н. Л. Иванова, Сообщение Бюраканской обсерватории, 20, 17, 1960.
2. T. Mao-Lin, M. Bloor, *Ann d'Ar.*, 13, 104, 1952.
3. О. Докучаева, *Переменные звезды*, 12, 372, 1960.
4. G. Burbidge, E. Vi bidge, *Ar. J.*, 120, 76, 1954.
5. О. Докучаева, *Астрономический журнал*, 33, 613, 1962.
6. Т. Великина, А. Еонрчук, Р. Гершберг и печатн.
7. В. В. Соболев, *Движущиеся облачки звезд*, Изд-во ЛГУ, 1947.
8. Д. Мендел и др., *Физические процессы в газовых туманностях*, Изд-во ин. лит., М, 148.
9. P. Merrill, *Ar. J.*, 111, 605, 1951.
10. P. Merrill, *Ar. J.*, 129, 44, 1959.

Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян

К ТЕОРИИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И ОБОЛОЧЕК БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением работ [1—4]. Если в упомянутых работах основное внимание уделялось исследованию сосуществования вещества при плотностях порядка ядерной и выше, то в этой статье нас будет интересовать лишь область плотностей ниже ядерной. Это область плотностей, относящихся к белым карликам.

Некоторая часть вопросов, затронутых в нашей статье уже рассмагриналась в [5—9] и других*. Однако, возвращаясь к уже рассмотренным вопросам, мы делаем существенные дополнения и уточнения. Следуя уже сложившейся традиции, изучение свойств сверхплотного состояния вещества мы проводим в предположении, что температура равна нулю. Это допущение позволяет применить методы термодинамики равновесных систем и сильно упрощает рассмотрение задач. Возникает вопрос, какое отношение имеют к действительности полученные таким способом результаты. Для некоторых физических характеристик звезд (масс, размеров и распределения масс) получаются хорошие результаты. Однако при этом упускается из виду ряд важных моментов, а именно вопросы, касающиеся внутренних источников звезд, светимости, потери энергии и направления дальнейшей эволюции. Таким образом, рассмотренное приближение, обладая рядом существенных недостатков, может

* Подробная библиография работ приведена в [7].

служить лишь подготовительным этапом для решения реальной проблемы тел с отличной от нуля температурой.

§ 2. ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА С ПОВЫШЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ

Здесь мы имеем в виду сверхплотные небесные тела типа белых карликов и барионных звезд. Допустим, что температура среды достаточно мала по сравнению с температурой ионизации частиц, так что ее можно предполагать равной нулю. В соответствии с этим можно считать, что в каждой точке нашего гипотетического небесного тела состояние вещества близко к термодинамически равновесному.

Теперь допустим наличие небесного тела, в центре которого плотность массы порядка ядерной (барионная звезда). При движении от поверхности к центру звезды плотность массы быстро растет, в соответствии с этим на определенных расстояниях (т. е. при определенных значениях плотности) состояние вещества испытывает некоторые качественные изменения. Чтобы выяснить, какое фазовое состояние соответствует данному значению плотности, естественно переходить из следующих общих принципов:

1. Закон сохранения числа барионов (барионного заряда звезды).
2. Локальная нейтральность звезды (закон сохранения электрического заряда).
3. При данном числе барионов плотность энергии (массы) должна быть наименьшей.

Этими требованиями однозначно определяется выбор фазового состояния.

У самой поверхности звезды вещество состоит из нейтральных атомов. Даже в реальных звездах, в которых имеется высокая температура (на поверхности белых карликов $T \sim 10^4$), толщина соответствующего слоя и масса, заключенная в нем, оказываются очень малыми. Поэтому уже на незначительных глубинах от поверхности звезды начинается ионизация атомов, обусловленная большими плотностями. Точная теория ионизации атомов давлением рас-

смотрена в ряде работ, обзор которых приводится в [7]. Для составления полного представления ниже обсуждаемых вопросов мы ограничимся некоторыми качественными оценками. Так, весьма приближенно можно считать, что данный уровень сольется с непрерывным спектром, если

$$N_A^{-1/2} \lesssim \frac{a_0 n^2}{Z},$$

где слева написано среднее расстояние между ядрами с массовым числом A , а справа — „радиус“ соответствующей электронной оболочки; $a_0 = h^2/m_e c^2$ — радиус первой боровской орбиты, n — главное квантовое число, Z — атомный номер ядра. Из условия локальной нейтральности имеем $Z^* N_A = N_e$, Z^* — экранированный связанными электронами заряд ядра, N_e — концентрация свободных электронов. Введя параметр $x = \rho_e/m_e c$, вышеприведенное условие исчезновения дискретного уровня можно записать в следующем виде:

$$x \lesssim \gamma \frac{Z Z^{*1/2}}{n^2}, \quad (2.1)$$

где $\gamma = (3\pi^2)^{1/3} e^2/hc = 2.26 \cdot 10^{-2}$. Процесс ионизации для всех атомов приблизительно начинается при значениях параметра $x \sim 0.05$ (чему соответствует плотность электронов $N_e \sim 7.4 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$), а полная ионизация для водорода, кислорода и железа наступает приблизительно при значениях $x \sim 0.026$; 0.345 ; 1.75 — соответственно (чему соответствуют плотности масс $\rho \sim 11$; $8 \cdot 10^4$; $1.1 \cdot 10^7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$). Таким образом, начиная с плотностей $\rho > 15 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, вещество состоит из частично или полностью ионизированных атомов и электронного газа. Ниже предполагается, что температура среды достаточно мала, так что электронный газ во всех точках звезды находится в сильно вырожденном состоянии. В дальнейшем об этом состоянии вещества мы будем говорить как о электронно-ядерной фазе и соответственно обозначим через „ Ae “. В этой фазе давление определяется электронами, а плотность энергии (массы) атомными ядрами. Из локальной электрической нейтральности следует, что в среднем каждое ядро с атомным номером Z окружено Z электронами. В случае,

когда плотность массы не является достаточной для полной ионизации всех атомов, под Z следует подразумевать кри- нивариант, связанный электронами заряд ядер. В этих облаках отрицательных зарядов на ядра действуют силы, пропорциональные смещению от положения равновесия, поэтому они будут совершать нулевые колебания вокруг фиксированных точек равновесия [10]. Наличие нулевых колебаний у ядер при абсолютном нуле непосредственно следует также из соотношения неопределенностей. Однако величина частоты колебания не одинакова при разных подходах. Вышеуказанное относится к достаточно холодным звездам. В случае реальных белых карликов положение несколько сложнее. Так, при температурах $T \sim 2 \cdot 10^7$ ° осцилляторы находятся в возбужденных состояниях. Для разрушения конденсата и перехода в плазменное состояние необходима более высокая температура, поскольку число квантовых уровней в потенциальной яме оказывается достаточно большим $n \approx 3,8 \cdot 10^3 \rho^{-1/3}$ (при $Z=8$). Однако не исключена возможность, что в некоторых более горячих белых карликах реализуется не состояние твердого тела, а плазменное состояние. Влияние температуры на состояние вещества обсуждено в [10].

Число барионов в единице объема звезды равно

$$N = \sum_k A_k N_k, \quad (2.2)$$

где A_k и N_k — соответственно массовое число и концентрация ядер k -го типа. Из условия электрической нейтральности следует, что

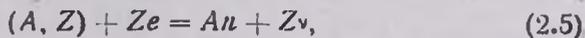
$$N_e = \sum_k Z_k N_k, \quad (2.3)$$

где N_e — концентрация электронов, а Z_k номер ядра A_k . Из этих соотношений получаем связь между плотностью энергии и концентрацией электронов

$$\rho \approx m_p c^2 \sum_k A_k N_k \approx m_p c^2 \left(\frac{A}{Z} \right) N_e = m_p c^2 \left(\frac{A}{Z} \right) \left(\frac{\rho_e}{a} \right)^3, \quad (2.4)$$

где p_e — граничный импульс электронов, $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar$, \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π . Отношение A_k/Z_k слабо изменяется при переходе от одного ядра к другому, поэтому в (2.4) оно заменено ее средним значением (A/Z) и вынесено из-под знака суммирования. В наружных слоях звезды, где не для всех атомов наступила полная ионизация, в приведенных соотношениях Z_k следует заменить эффективным зарядом Z_k^* .

Теперь посмотрим, какие изменения испытывает состояние вещества, когда мы от поверхности сверхплотной звезды мысленно продвигаемся в глубь ее по направлению радиуса. При этом мы замечаем непрерывный рост концентраций N_e и граничной энергии E_e электронов. При некоторых пороговых значениях E_e становятся возможными реакции типа



где (A, Z) — означает ядро, e — электрон, n — нейтрон и ν — нейтрино. Реакция (2.5) соответствует следующее соотношение между энергиями

$$M_k c^2 + Z_k E_e = A_k m_n c^2, \quad (2.6)$$

где M_k — масса ядра с параметрами A_k и Z_k . Формула (2.6) представляет собою соотношение между химическими потенциалами частиц. По известной причине нейтрино не имеет химического потенциала.

После появления первых нейтронов концентрации атомных ядер N_k , атомные номера Z_k , массовые числа A_k , а также граничная энергия электронов замораживаются. При дальнейшем росте плотности массы (когда мы продолжаем продвигаться в глубь звезды) растет только концентрация нейтронов. Таким образом, образуется нейтронно-электронно-ядерная фаза „ neA “. Постоянство концентраций ядер и электронов в этой фазе легко объяснить. С этой целью предположим, что уже имеется такая фаза, и начнем уменьшать плотность энергии (массы) в ней. Тогда, очевидно, уменьшение плотности энергии ρ должно произойти за счет свободных нейтронов, а не ядер. При этом концентрации ядер должны оставаться неизменными вплоть до исчезнове-

ния последнего свободного нейтрона. Поскольку в фазе μeA^* концентрации ядер являются постоянными, то из условия электрической нейтральности следует, что постоянной останется также концентрация электронов.

Определим порог рождения фазы μeA^* . Подставляя в (2.6)

$$M_1 c^2 = (\pi_p c^2 - B_1) A_1,$$

где B_1 — энергия связи для рассматриваемого ядра, получаем

$$E_s^{(n)} = (B_1 - \Delta m \cdot c^2) \frac{A_1}{Z_1}, \quad (2.7)$$

где $\Delta m c^2 = (m_n - m_p) c^2 \approx 1.3$ Mev. Согласно (2.7) для разных ядер пороговое значение $E_s^{(n)}$ для рождения нейтронов получается разное. При $E_s < E_s^{(n)}$ нейтроны являются нестабильными по отношению к образованию ядер, наоборот при $E_s > E_s^{(n)}$ они стабильны. Отсюда можно заключить, что для $E_s^{(n)}$ следует брать наименьшее значение, которое получается для легких ядер. Однако разница в значениях E_s , вычисляемых по формуле (2.7), оказывается незначительной. Причина этого состоит в том, что у порога образования нейтронов в составе вещества легких ядер нет (они исчезают из-за туннельного эффекта, об этом см. § 4), а для средних и тяжелых ядер $E_s^{(n)}$ имеет приблизительно одинаковое значение. Конкретный подсчет показывает, что

$$E_s^{(n)} \approx 23 \text{ Mev}. \quad (2.8)$$

Поскольку температура звезды предполагается достаточно низкой, то в фазе μeA^* нейтроны также образуют вырожденный газ. В рассматриваемых условиях следовало бы также учитывать вырождение атомных ядер, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака. Для температуры вырождения ядер имеем

$$T_1 \sim \frac{2.3}{A} 10^{-14} N_1^{2/3}.$$

У порога рождения фазы μeA^* концентрация ядер приблизительно равна 10^{25} см^{-3} (см. ниже), и поэтому в сверхплот-

ных звездах $T_k < 5 \cdot 10^9 / A$. Отсюда может показаться, что в центре наиболее плотных белых карликов ядра с полужелтыми спинами также образуют вырожденный газ. Однако при предполагаемых температурах в белых карликах положение, по-видимому, такое, что ядра закреплены в ячейках, т. е. они не являются свободными и, следовательно, не могут образовать вырожденный газ. Учет эффекта вырождения ядер не может внести каких-либо изменений в концентрациях разных ядер, так как граничная энергия для ядер приблизительно равна $2 \cdot 10^{-24} N_n^{2/3}$ Mev $\ll 1$ Mev при всех возможных плотностях. Ниже вырождение ядер не принимается во внимание. При дальнейшем возрастании плотности вещества рассматриваемая фаза продолжает существовать до тех пор, пока энергия нейтронов не достигает значения, определяемого формулой

$$m_n c^2 + T_n = m_p c^2 + E_c^{(n)}.$$

Согласно (2.8) соответствующее значение T_n равно

$$T_n = 21.7 \text{ Mev.} \quad (2.9)$$

При $T_n > 21.7$ Mev нейтроны уже нестабильны относительно распада $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$ — означает антинейтрино). Это означает, что как только граничная энергия нейтронов достигает 21.7 Mev, в среде появляются протоны — образуется новая „преА“ фаза (нейтронно-протонно-электронно-ядерная фаза). В этой фазе также при дальнейшем росте плотности вещества концентрация ядер остается постоянной, концентрации же остальных частиц (в том числе и электронов) монотонно растут. Эта закономерность продолжается до тех пор, пока плотность свободного нуклонного газа не достигнет плотности в атомных ядрах. Тогда исчезает разница в условиях, существующих внутри ядер и в нуклонном газе вне ядер. Затем говорить об атомных ядрах не имеет смысла, так как образуется сплошная ядерная материя с небольшой примесью электронов. При дальнейшем повышении плотности в среде рождаются в сравнительно большом количестве гипероны [1].

§ 3. ИЗМЕНЕНИЕ ЗАРЯДА ЯДЕР С ПОВЫШЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ

В условиях вырожденного вещества при заданном атомном весе A заряд ядра eZ зависит от граничной энергии электронов E_e . Это явление исследовалось в работах [5, 8]. Стоит поднимая этот вопрос, мы делаем некоторые дополнения и уточнения, которые необходимы в связи с обрисованной в предыдущем параграфе картиной фазовых состояний вещества. В фазе «А» можно говорить о двух альтернативных состояниях вещества, а именно о нейтронном «n» и протоно-электронном «ep», причем нуклоны образуют связанное состояние в ядрах, а электроны являются свободными. Нам интересуют термодинамические равновесные состояния, поэтому должно иметь место

$$m_n c^2 + \frac{p_n^2}{2m_n} + V_n(p_n) = m_p c^2 + \frac{p_p^2}{2m_p} + V_p(p_p) + E_e + V_e, \quad (3.1)$$

где p_n и p_p — соответственно граничные импульсы нейтронов и протонов в ядре, V_n и V_p — ядерные потенциальные энергии этих частиц и V_e — кулоновская энергия взаимодействия протонов в ядре. В (3.1), предполагая $V_n \approx V_p$, находим, что при $E_e \leq 1$ Мев числа протонов и нейтронов в атомных ядрах приблизительно равны, а при $E_e > 1$ Мев ядра становятся нестабильными относительно обратного β -распада. С повышением граничной энергии электронов все большее число протонов превращается в нейтроны. Корректное рассмотрение вопроса с помощью формулы (3.1) невозможно, так как мы не располагаем точными знаниями относительно ядерных потенциальных энергий V_n и V_p . Однако этот вопрос более или менее точно можно решить, исходя из полужампирической формулы Вайцискера или же используя известные данные о β -распадах ядер.

Итак, вместо вышеприведенного детального рассмотрения, которое невозможно провести до конца, мы можем задачу решить феноменологическим путем. Рассмотрим ядро с параметрами A и Z . При малых плотностях (малых E_e) число протонов и нейтронов в ядрах или равно или мало отличается друг от друга. С повышением E_e при некотором

ее значении ядро становится нестабильным относительно процесса обратного β -распада

$$(A, Z) + e = (A, Z - 1) + \nu. \quad (3.2)$$

Граничная энергия электронов, соответствующая этой реакции, равна

$$E_e = [M(A, Z - 1) - M(A, Z)]c^2. \quad (3.3)$$

Для вычисления пороговых значений E_e , при которых Z уменьшается на 1, мы использовали или таблицы β -распадов, когда имелись соответствующие данные, или при отсутствии таких данных мы исходили из полужемпирической формулы для массы ядер. В последнем случае, по-видимому, совершается некоторая ошибка, так как, строго говоря, последняя формула справедлива только при $(A - 2Z)/A \ll 1$, тогда как нам приходится применять ее и для значений этого параметра, близких к единице. Следует отличать случай нечетных A от четных A . В первом случае при переходе (3.2) получается устойчивое ядро $(A, Z - 1)$ до некоторого следующего порогового значения E_e , при котором совершается следующий переход к ядру $(A, Z - 2)$. Во втором случае, после перехода от четного Z к нечетному $Z - 1$, сразу же следует следующий переход к устойчивому ядру с номером $Z - 2$. Это обусловлено членом спаривания в формуле для массы ядер.

Если попытаться начертить кривую зависимости отношения A_k/Z_k от E_e , то получаются ступенчатые кривые. Линии A_k/Z_k для разных ядер (особенно средних) располагаются близко друг от друга и образуют узкую полосу с расходящей ординатой. Предполагая наличие всевозможных ядер, мы можем вместо детального рассмотрения поведения всех ядер отдельно рассмотреть поведение их совокупности. Тогда мы можем для всех ядер начертить некоторую общую монотонно расходящую плавную кривую (см. рис. 1). Эта кривая, являющаяся хорошим приближением для средних ядер, содержит заметные ошибки в случае самых тяжелых и легких ядер.

Поскольку при продвижении к центру звезды давление и, следовательно, граничная энергия электронов должны расти непрерывно, то из (2.3) следует, что в местах скач-

ков отношения A/Z плотность энергии должна расти скачкообразно. Этот скачок может иметь заметное значение при наличии водородной оболочки у звезды. В случае неоднородного химического состава оболочки и внутренних слоев, а также в случае тяжелых элементов этот скачок в значении ρ весьма мал и не играет роли.

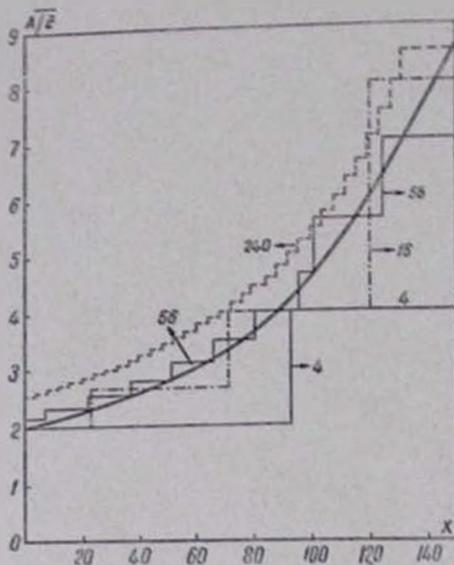


Рис. 1. Зависимость среднего значения A/Z от параметра $x = \rho_c / m_c c$. Ступенчатые кривые представляют истинные значения A/Z для четырех ядер с $A=4$; 16; 56 и 240.

Նկ. 1. A/Z հարաբերության միջին արժեքի կախումը $x = \rho_c / m_c c$ պարամետրից: Խառնվածանման կորերը ներկայացնում են A/Z հարաբերության իսկական արժեքները $A=4$, 16, 56 և 240 մասնաչի թիվ ունեցող շոքո միջուկների համար:

В расчетах звездных конфигураций не удобно оперировать кривой, целесообразно иметь аналогическую формулу. Кривую рис. 1 с достаточной точностью можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\frac{A}{Z} = 2 + 1.255 \cdot 10^{-2} x + 1.755 \cdot 10^{-5} x^2 + 1.376 \cdot 10^{-6} x^3, \quad (3.4)$$

где $x = p_e / m_e c$, p_e — граничный импульс электронов. Эта формула не верна для оболочек звезд, содержащих заметное количество водорода, и, кроме того, в ней предположено, что у поверхности, где $x \lesssim 1$ преобладают такие легкие элементы, у которых $A/Z = 2$.

На границе раздела фаз „eA“ и „neA“, где $E_e \approx 23$ Мев, имеем $A/Z = 2.8$. На протяжении фазы „neA“ отношение A/Z остается неизменным, но с появлением следующей „preA“ фазы это отношение снова начинает расти. Этот рост продолжается до $E_e \approx 64$ Мев, где $A/Z \approx 7$. После чего в среде образуется сплошная ядерная материя. Таким образом, в последней „preA“ фазе ядра обладают аномально большим избытком числа нейтронов.

Теперь можно вычислить пороги рождения фаз „neA“ и „preA“. Учитывая, что при появлении „neA“ фазы $p_e = 23$ Мев, а $(A/Z) = 2.8$, из (2.4) для начала фазы „neA“ находим

$$\rho^{(n)} \approx m_p \left(\frac{A}{Z} \right) \left(\frac{p_e}{a} \right)^3 = 2.49 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}. \quad (3.5)$$

Перед образованием фазы „preA“ граничный импульс нейтронов равен $p_n = (2m_n T_n)^{1/2} = 202$ Мев/с, чему соответствует парциальная плотность массы свободного нейтронного газа $\rho_n^{(p)} \approx m_n N_n \approx 6.05 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$. Далее, учитывая, что в фазе „neA“ парциальная плотность массы ядер является постоянной, для порога фазы „preA“ имеем

$$\rho^{(p)} \approx \rho^{(n)} + \rho_n^{(p)} \approx 6.08 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}. \quad (3.6)$$

§ 4. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ

При достаточно больших плотностях (достаточно малых средних расстояниях между частицами) из-за туннельного эффекта будут идти ядерные реакции даже при абсолютном нуле. Предварительные оценки вероятностей таких реакций были проведены в работах Зельдовича [11], Камерона [12]

и Салпетера [5]. Суть этих реакций состоит в том, что при сравнительно малых расстояниях между ядрами легкие ядра, благодаря туннельному эффекту, соединяются между собой или с тяжелыми ядрами. Поскольку среда у нас предполагается холодной, то из мысленно возможных реакций следует рассматривать только экзогермические. Так как коэффициент прохождения частиц через потенциальные барьеры весьма чувствителен к величине массы, то при астрономических масштабах времени для каждого вида ядра будет существовать определенное пороговое значение плотности, ниже которого оно может существовать в составе вещества.

Для расчета ядерных реакций в холодной плазме следует выбрать определенную модель для потенциального барьера. Предположим, что среда разделена на сферические ячейки, которые упакованы максимально плотно. Каждая ячейка состоит из электронного облака и из атомного ядра (или из неполностью ионизированного атома при недостаточно больших плотностях для полной ионизации), совершающего нулевые колебания вокруг фиксированных точек равновесия. Радиус ячейки определяется из условия ее нейтральности $4\pi R^3 N_e / 3 = Z$, т. е.

$$R = \left(\frac{3Z}{4\pi} \right)^{1/3} \frac{a}{\rho_e}, \quad (4.1)$$

где $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar$. Таким образом, радиус ячейки пропорционален $Z^{1/3}$. Энергия взаимодействия ядра с электронами своей ячейки равна

$$V = -\frac{3}{2} \frac{Z^2 e^2}{R} + \frac{Z^2 e^2}{2R^3} r^2, \quad (4.2)$$

где r — расстояние ядра от центра ячейки. Взаимодействию ядра с другими ячейками можно пренебречь. Из (4.2) для частоты осциллятора получаем

$$\omega = \frac{Ze}{m_A^{1/2} R^{3/2}}, \quad (4.3)$$

где m_A — масса ядра (в случае неполной ионизации в (4.2) и (4.3), под Z следует понимать экранированный заряд ядра).

Из соотношения неопределенностей для частоты осциллятора получаем $\omega \approx h/m_A R^2$. Отношение этой частоты к частоте (4.3) равно

$$\frac{6.6 \cdot 10^{-3} \rho^{1/2}}{Z A^{3/2}} \ll 1$$

при всех имеющих смысл плотностях. Очевидно, мы должны в наших расчетах принять за основу ту частоту, которая больше, т. е. (4.3).

В формулах (4.2) и (4.3) предположено, что заряд электронного облака равномерно распределен по ячейке. Строго говоря, это не верно, но можно показать, что отклонения от равномерного распределения незначительны. Распределение электронов в ячейке определяется соотношением

$$E_c(r) - e\varphi(r) = E_c(R), \quad (4.4)$$

где $E_c(r)$ — граничная энергия электронов в точке, находящейся на расстоянии r от центра ячейки, $\varphi(r)$ — электрический потенциал самосогласованного поля. Если учесть, что из-за колебания ядра его заряд также размазан, то не трудно видеть, что $e\varphi(r) \ll E_c(r)$. Тогда из (4.4) следует, что граничная энергия и, следовательно, концентрация электронов в ячейке приблизительно имеет постоянное значение.

Приступая к вычислению вероятности туннельного эффекта, рассмотрим две соседние ячейки с зарядами Z_1 и Z_2 (см. рис. 2). Пусть первое ядро легче второго $Z_1 < Z_2$. Определим вероятность того, что первое ядро, пройдя через барьер, столкнется со вторым ядром. Для потенциальной энергии имеем

$$V(r) = \begin{cases} -\frac{3}{2} \frac{Z_1^2 e^2}{R_1} + \frac{Z_1^2 e^2}{2R_1^3} r^2 + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{s-r} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|r-l|}, & \text{при } r < \frac{R_1}{\cos \theta}; \quad (a) \\ -\frac{3}{2} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_2^3} |\vec{r}-\vec{l}|^2 - \frac{Z_1^2 e^2}{r} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{s-r}, & \text{при } r > \frac{R_1}{\cos \theta} \quad (b) \end{cases} \quad (4.5)$$

Смысл обозначений приводится на рис. 2. Первые два члена в (4.5a) представляют взаимодействие первого ядра с электронным облаком своей ячейки, третий—взаимодействие двух ядер, а последний—взаимодействие первого ядра с

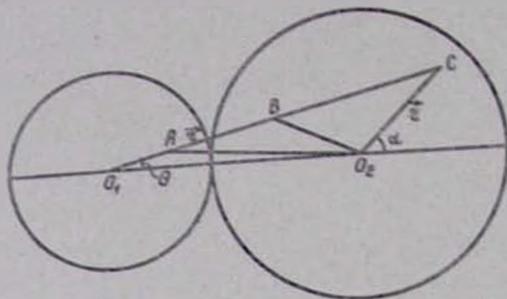


Рис. 2. К расчету туннельного эффекта. $O_1O_2 = R_1 + R_2 = l$, $O_1C = s$, $O_2C = r'$. Точки

$A(r)$ и $B(r)$ — некоторые точки на пути следования первого ядра по направлению O_1C , C — точка встречи двух ядер

Նկ. 2. Բաւանային էֆեկտի հաշիւման գիւրքերը: $O_1O_2 = R_1 + R_2 = l$, $O_1C = s$,

$O_2C = r'$, $A(r)$ -ը և $B(r)$ -ը որոշ կետեր են առաջին միջուկի շարժման O_1C ուղղութեամբ: C -ն երկու միջուկների հանդիպման կետն է:

электронным облаком второй ячейки. Выражение (4.5b) представляет энергию взаимодействия в том случае, когда первое ядро находится во второй ячейке, причем первые два члена представляют энергию взаимодействия с электронным облаком второй ячейки, третий—взаимодействие со своим электронным облаком, а четвертый—взаимодействие со вторым ядром. Взаимодействие с остальными ячейками пренебрегается.

Сделаем некоторые упрощения, без которых невозможно решение задачи довести до конца. Прежде всего можно пренебречь взаимодействием ядра со второй ячейкой, пока оно находится в своей ячейке, т. е. последними двумя членами в (4.5b). Далее, разумно в (4.5b) $|\vec{r} - \vec{l}| = O_2B$ и r

заменить их средним значением, поскольку нам позже придется произвести интегрирование по объему второй ячейки. Здесь важно отметить, что мы усредняем лишь по тем переменным, от которых зависимость коэффициента прохождения не существенна. Тогда для энергии взаимодействия находим

$$V(r) = \begin{cases} -\frac{3}{2} \frac{Z_1^2 e^2}{R_1} + \frac{Z_1^2 e^2}{2R_1^3} r^2, & \text{при } r \leq \frac{R_1}{\cos \theta}; \\ V_0 + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{s-r}, & \text{при } r \geq \frac{R_1}{\cos \theta}. \end{cases} \quad (4.6)$$

где

$$V_0 = -\frac{3}{2} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_2^3} (\vec{r} - \vec{l})^2 - \frac{Z_1^2 e^2}{r}.$$

В численных расчетах было принято $\vec{r} = R_1 + R_2/2$ и $|\vec{r} - \vec{l}| = R_2/2$. Вероятность прохождения первого ядра из первой ячейки во вторую внутри телесного угла $\sin \theta d\theta$ равна

$$\frac{\sin \theta d\theta}{2} \frac{\omega_1}{2\pi} \exp\left(-\frac{2}{h} \sqrt{2\pi_1} J(s, \theta)\right).$$

Здесь m_1 и ω_1 — масса и частота колебаний первого ядра, а J определяется выражением

$$J(s, \theta) = \int_{r_1}^{s-r} \sqrt{V(r) - E_1} dr, \quad (4.7)$$

где $E_1 = \frac{3}{2} h\omega_1 - \frac{3}{2} \frac{Z_1 e^2}{R_1}$ — энергия основного состояния осциллятора, отсчитываемая не со дна потенциальной ямы, а от абсолютного нуля, r_1 — расстояние от центра первой ячейки до точки, где уровень энергии пересекает барьер

$$r_1 = \left(\frac{3h}{Z_1 e}\right)^{1/2} \left(\frac{R_1^3}{m_1}\right)^{1/2},$$

r_0 — величина порядка суммы радиусов двух ядер

$$r_0 = 1.2 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/2} + A_2^{1/2}) \text{ см.}$$

Вероятность нахождения второго ядра в точке С равна

$$\frac{1}{a_2^2 \pi^2} \exp\left(-\frac{r'^2}{a_2^2}\right) r'^2 dr' \sin \alpha d\alpha,$$

где $a_2 = (3h/m_2 v_2)^{1/2}$ — амплитуда колебаний второго осциллятора, m_2 и v_2 его масса и частота. Окончательно для вероятности встречи двух ядер в произвольной точке С второй ячейки и их слияния в одно ядро можно написать

$$W = n \frac{v_1}{4\pi} \frac{\sigma}{a_2^2 \pi^2} \int \exp\left[-\frac{r'^2}{a_2^2} - \frac{2\sqrt{2m_1}}{h} J(s, \theta)\right] \delta\left(\theta - \arcsin \frac{r' \sin \alpha}{\sqrt{l^2 + r'^2 + 2lr' \cos \alpha}}\right) r'^2 dr' \sin \alpha \sin \theta d\alpha d\theta, \quad (4.8)$$

где σ — есть вероятность того, что после столкновения двух ядер образуется сложное ядро. По-видимому, σ величина порядка единицы, n — число соседних ячеек, касающихся первой. Простой подсчет показывает, что $n \approx 27$ (точное равенство имеет место в случае однородного химического состава) δ -функция введена для того, чтобы мы могли переменные α и θ считать независимыми. В (4.8), интегрируя по θ , получаем

$$W = \frac{n v_1 \sigma}{4\pi^3 a_2^2} \int \frac{r'^2 dr' \sin^2 \alpha d\alpha}{\sqrt{l^2 + r'^2 + 2lr' \cos \alpha}} \exp\left[-\frac{r'^2}{a_2^2} - \frac{2\sqrt{2m_1}}{h} J(s, \theta)\right]. \quad (4.9)$$

Здесь интегрирование по α производится от 0 до π , по r' от нуля до R_2 (верхний предел можно заменить через ∞)

$$J(s, \theta) = \frac{Z_1 e}{(2R_1)^{1/2}} \left[\frac{R_1}{\cos \theta} \sqrt{\frac{R_1^2}{\cos^2 \theta} - r_1^2} - r_1 \ln \frac{R_1 + \sqrt{R_1^2 - r_1^2 \cos^2 \theta}}{r_1 \cos \theta} \right] + \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{b_1} \right)^{1/2} \times \\ \times \left[\arcsin \sqrt{b_1 \left(s - \frac{R_1}{\cos \theta} \right)} + \sqrt{b_1 \left(s - \frac{R_1}{\cos \theta} \right) - b_1^2 \left(s - \frac{R_1}{\cos \theta} \right)^2} - 2\sqrt{b_1 r_0} \right]. \quad (4.10)$$

где

$$b_1 = \frac{1}{Z_1 Z_2 e^2} \left(\frac{3}{2} \frac{h Z_1 e}{K_1^2 m_1^{1/2}} - V_0 \right)$$

и

$$\theta = \arcsin \frac{r' \sin \alpha}{\sqrt{l^2 + r'^2 + 2lr' \cos \alpha}}$$

Непосредственные численные расчеты показывают, что функция $J(s, \theta)$ очень слабо зависит от переменных α и r' . Подставляя $\alpha = 0$, $r' = 0$, получаем $\theta = 0$, $s = l$ и $J = J(l, 0)$.

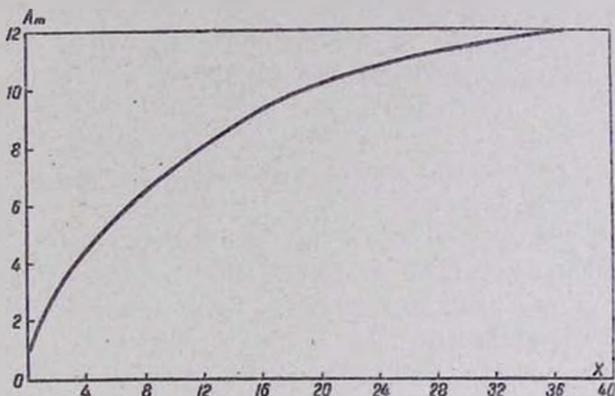


Рис. 3. Зависимость наименьшего значения массового числа ядра A_m от параметра $x = p_e / m_e c$. Точки области выше кривой $A_m = A_m(x)$ представляют устойчивые (относительно туннельного эффекта) ядра, а под кривой — неустойчивые.

Նկ. 3. Միջուկի մասնայի թվի ամենափոքր արժեքի՝ A_m -ի կախումը $x = p_e / m_e c$ պարամետրից: Տիրույթի այն կետերը, որոնք գտնվում են $A_m = A_m(x)$ կորից վերև (ներքև), ներկայացնում են թունելային էֆեկտի նկատմամբ կայուն (անկայուն) միջուկներ:

Далее, воспользовавшись малостью r' по сравнению с l , разлагая выражение $(l^2 + r'^2 + 2lr' \cos \alpha)^{-1/2}$ по степеням r'/l и ограничиваясь первыми двумя членами, получаем

$$W = \frac{n \omega_1^3}{16 \pi^{1/2}} \frac{a_2}{l} \exp \left(- \frac{2 \sqrt{2 m_1}}{h} J_0 \right), \quad (4.11)$$

где J_0 определяется формулой (4.10) при $\theta = 0$ и $s = l$.

Результаты численных расчетов приведены на рис. 3. При этом принято $\mu = 27$, $\varepsilon = 1$. По оси абсцисс отложен $x = \rho/\mu r$, по оси ординат минимальное значение A — массового числа ядра, которое может существовать в среде при заданном x (т. е. плотности). При этом для времени жизни ядер было взято время порядка 10^7 — 10^8 лет. Следует указать, что по известным причинам пороговое значение A не особенно чувствительно к времени жизни. Так, при изменении W (времени) на один-два порядка этот порог меняется незначительно. Из рис. 3 видно, что при плотностях, соответствующей границе фаз „ eA^* “ и „ neA^* “, могут продолжительное время существовать в холодной звезде лишь ядра с $A > 13$.

§ 5. РАСЧЕТ ОБОЛОЧЕК БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

Под оболочкой мы подразумеваем слой звезды, где вещество находится в фазовых состояниях „ neA^* “ и „ eA^* “. Однако ниже речь будет идти только о наружном слое оболочки, т. е. о фазе „ eA^* “. В некоторых случаях численное интегрирование конфигураций вплоть до самой поверхности представляет значительные трудности. Но оказывается, что для наружной оболочки дифференциальные уравнения допускают приближенное аналитическое интегрирование.

Параметры сверхплотных конфигураций определяются уравнениями

$$\frac{du}{dr} = r^2 \rho(r); \quad \frac{dP}{dr} = -\frac{P + \rho}{r(r - 2u)} [r^2 P + u(r)]$$

$$u(0) = 0, \quad P(0) = P_0, \quad (5.1)$$

где ρ и P — плотность энергии и давление, измеренные в единицах $K_n = m_n^4 c^3 / 32\pi^2 \hbar^3$, m_n — масса нейтрона, $u(0)$ и P_0 — начальные условия для массы и давления, $u(R) = M$ — представляет массу звезды (R — радиус звезды). Уравнения (5.1) написаны в системе единиц $k = c = 1$, $K_n = 1/4\pi$. Для наружной оболочки

$$P(r) \ll \rho(r), \quad r^3 P(r) \ll u(r). \quad (5.2)$$

Это позволяет заметно упростить уравнения (5.1). Для уравнения состояния в фазе „ eA “ имеем

$$\rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 \left(\frac{A}{Z} \right) x^3, \quad x = \frac{P_e}{m_e c} \quad (5.3)$$

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

В работе Салпетера [8] дается более точное выражение для давления. Поправки к P , приведенные в упомянутой работе, становятся заметными при больших значениях Z и $x < 1$. Мы не пользуемся этими поправками по двум причинам. Во-первых, их учет делает невозможным аналитическое интегрирование и, во-вторых, в этих поправках имеется в виду определенное значение Z , тогда как у нас предполагается, что вещество имеет неоднородный химический состав. Однако следует подчеркнуть, что в случае неоднородного химического состава поправки Салпетера не существенны (если, конечно, не имеет места такое неестественное положение, когда в среде преобладающими являются тяжелые элементы).

Учитывая (5.2) и (5.3), уравнения (5.1) можно представить в виде

$$\frac{du}{dr} = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 \left(\frac{A}{Z} \right) r^2 x^2, \quad (5.4)$$

$$\frac{dx}{dr} = - \frac{m_n}{m_e} \left(\frac{A}{Z} \right) \frac{u \sqrt{1+x^2}}{xr(r-2u)}.$$

В качестве начальных условий служат значения x и r на границе раздела „ neA “ и „ eA “ фаз. Для этого расстояния

$$x(R_0) = 45.$$

Ниже при интегрировании уравнений (5.4) предполагается, что (A/Z) определяется выражением (3.4). При наличии в (3.4) члена x^3 аналитическое интегрирование оказывается

невозможным. Однако мы можем эту формулу заменить следующей

$$\frac{A}{Z} = 2 + 5.44 \cdot 10^{-3} x + 2.47 \cdot 10^{-4} x^2, \quad (5.5)$$

которая также с достаточно большой точностью аппроксимирует непрерывную кривую, приведенную на рис. 1.

Уравнения (5.4) допускают дальнейшее упрощение. Так, учитывая то обстоятельство, что масса оболочки очень мала по сравнению с массой звезды, можно при вычислении толщины оболочки не учитывать изменение массы. Учитывая эти замечания, а также соотношение (5.5) и интегрируя второе уравнение (5.4) в пределах от $x(R_0)$ до $x(R) = 0$ для радиуса звезды R , находим

$$R = \frac{R_0}{1 - \alpha \frac{R_0}{2M} \left(1 - \frac{2M}{R_0}\right)}, \quad (5.6)$$

где $\alpha = 38.72 m_e/m_p = 2.109 \cdot 10^{-2}$. Отсюда замечаем, что для конфигураций, содержащих гиперонное ядро, в которых R_0 мало отличается от $2M$, толщина оболочки $R - R_0$ очень мала по сравнению с радиусом R . Для менее плотных конфигураций, в которых плотность энергии в центре $\rho(0) < 10^{14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, имеем $R_0/2M > 2.5$, и толщина оболочки оказывается сравнимой с радиусом звезды.

Теперь оценим величину массы оболочки. Из уравнений (5.4) следует, что

$$\frac{du}{dx} = -\frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 \frac{r^3 (r - 2u) x^4}{u \sqrt{1 + x^2}}. \quad (5.7)$$

Интегрируя (5.7) в пределах от $u(x_0) = u_0$ ($x_0 = 45$, и u_0 — масса барионного ядра и «Аен» фазы) до $u(R) = M$, получаем

$$\int_{u_0}^M \frac{udu}{r^3 (r - 2u)} = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 [x_0 \sqrt{x_0^2 + 1} (2x_0^2 - 3) + \\ + 3 \ln (x_0 + \sqrt{1 + x_0^2})].$$

Обозначим левую часть через J . Заменяя знаменатель интеграла своим наименьшим $R_0^3(R_0 - 2M)$ и наибольшим $R^3(R - 2u_0)$ значениями, находим

$$\frac{J_{\max}}{J_{\min}} = \frac{R^3}{R_0^3} \frac{R - 2u_0}{R_0 - 2M} \approx \left(\frac{R}{R_0}\right)^4.$$

Для конфигураций, содержащих гиперонное ядро ($\rho(0) > 10^{14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$), R мало отличается от R_0 , поэтому $J_{\max} \approx J_{\min}$. Учитывая это, для таких конфигураций получаем

$$M = u_0 + P(R_0) \frac{\bar{r}^3 (\bar{r} - 2u_0)}{u_0}. \quad (5.8)$$

Здесь $P(R_0) = 9.55 \cdot 10^{-7}$ — давление на границе „ Ae^+ “ и „ Aen^+ “ фаз, где $x_0 = 45$ и $\bar{r} = (R_0 + R)/2$. Для сверхплотных конфигураций u_0 порядка $0.05 - 0.2$, тогда как второй член в (5.8) порядка 10^{-6} , следовательно, масса оболочки оказывается более чем на четыре порядка меньше массы всей звезды. Для менее плотных конфигураций, где приведенное приближение не проходит, масса оболочки получается численным интегрированием.

В табл. 1 и 2 приведены параметры барионных конфигураций для идеального и реального варианта газа элементарных частиц. Значения масс и радиусов для отдельных областей звезд даются в столбцах 2—7. В десятом и одиннадцатом столбцах табл. 1 приводятся также параметры оболочек в предположении, что они состоят только из водорода. Параметры барионного ядра и водородной оболочки взяты из работ [3, 13, 14]. Параметры оболочки же (фаз „ neA^+ “ и „ eA^+ “) рассчитаны нами. Параметры оболочек вычислены в предположении, что (\bar{A}/Z) при продвижении к поверхности звезды изменяется непрерывно. На самом деле на определенных расстояниях, где то или иное ядро путем β -распада увеличивает свой заряд Z , отношение A/Z и тем самым плотность энергии ρ должны уменьшаться скачком. Однако расчеты показывают, что этот скачок в значении ρ не сказывается на значении массы и радиуса звезды.

Таблица 1

Параметры конфигураций, состоящих из идеального газа барионов

Плотность в центре в $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$	Барнионное ядро		О б о л о ч к а				З в е з д а		Параметры водо- родной оболочки	
	масса в единицах массы Солнца	радиус в км	He		Ar		масса в единицах массы Солнца	радиус в км	масса в единицах массы Солнца	тол- щина в метрах
			масса в единицах массы Солнца	тол- щина в км	масса в единицах массы Солнца	тол- щина в км				
$1 \cdot 10^{16}$	0.1812	11.755	0.1050	5.663	$6.76 \cdot 10^{-4}$	12.575	0.2469	30.193	$1.58 \cdot 10^{-9}$	493
$2.24 \cdot 10^{16}$	0.3128	12.522	0.0649	2.739	$2.39 \cdot 10^{-4}$	5.240	0.4074	21.201	$6.38 \cdot 10^{-9}$	265
$3.62 \cdot 10^{16}$	0.4162	11.467	0.0356	2.326	$1.12 \cdot 10^{-4}$	3.362	0.4519	17.155	$3.15 \cdot 10^{-9}$	174
$2.34 \cdot 10^{15}$	0.6209	9.974	0.0114	1.060	$3.24 \cdot 10^{-5}$	1.227	0.6413	12.201	$4.61 \cdot 10^{-9}$	54
$1.09 \cdot 10^{16}$	0.5110	8.343	0.0069	0.898	$1.66 \cdot 10^{-5}$	1.093	0.5179	10.334	$3.35 \cdot 10^{-10}$	51
$8.29 \cdot 10^{16}$	0.3220	6.672	0.0049	0.979	$9.01 \cdot 10^{-6}$	1.301	0.3269	8.952	$2.83 \cdot 10^{-10}$	61
$1.15 \cdot 10^{16}$	0.1721	5.452	0.0047	1.390	$8.24 \cdot 10^{-6}$	2.228	0.1768	9.169	$4.33 \cdot 10^{-10}$	105
∞	0.3666	8.439	0.0161	2.110	$4.04 \cdot 10^{-5}$	2.626	0.3227	13.375	$1.05 \cdot 10^{-9}$	118

Таблица 2

Параметры конфигураций, состоящих из реального газа барионов

Плотность в центре в $г \cdot см^{-3}$	Барионное ядро		О б о л о ч к а				З в е з д а	
			<i>Aep</i>		<i>Ae</i>			
	масса в единицах массы Солнца	радиус в км	масса в единицах массы Солнца	толщина в км	масса в единицах массы Солнца	толщина в км	масса в единицах массы Солнца	радиус в км
$1.38 \cdot 10^{16}$	0.9388	8.399	$7.3 \cdot 10^{-4}$	0.1924	$8.76 \cdot 10^{-6}$	0.3951	0.9195	8.9865
$1.78 \cdot 10^{15}$	1.2328	8.579	$5.0 \cdot 10^{-4}$	0.1230	$7.68 \cdot 10^{-6}$	0.2611	1.2333	8.9631
$2.30 \cdot 10^{15}$	1.5702	8.550	$3.0 \cdot 10^{-4}$	0.0769	$5.77 \cdot 10^{-6}$	0.1584	1.5705	8.7853
$3.22 \cdot 10^{15}$	1.7304	8.266	$2.0 \cdot 10^{-4}$	0.0546	$4.12 \cdot 10^{-6}$	0.1110	1.7306	8.4315
$5.14 \cdot 10^{15}$	1.7367	7.697	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0396	$2.68 \cdot 10^{-6}$	0.0833	1.7309	7.1898
$8.28 \cdot 10^{15}$	1.6353	7.284	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0352	$2.01 \cdot 10^{-6}$	$7.15 \cdot 10^{-2}$	1.6954	7.3907
$1.37 \cdot 10^{16}$	1.5567	6.727	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0317	$1.48 \cdot 10^{-6}$	$6.71 \cdot 10^{-2}$	1.5568	6.8259
$7.42 \cdot 10^{16}$	1.3124	6.088	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0302	$1.15 \cdot 10^{-6}$	$7.54 \cdot 10^{-2}$	1.3124	6.1935
$1.08 \cdot 10^{17}$	1.2911	6.076	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0401	$1.22 \cdot 10^{-6}$	$7.84 \cdot 10^{-2}$	1.2912	6.1945
∞	1.3147	6.277	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0.0412	$1.37 \cdot 10^{-6}$	$8.41 \cdot 10^{-2}$	1.3147	6.4023

§ 6. КОНФИГУРАЦИИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Теория белых карликов была обстоятельно разработана в работах [6, 7, 9, 15, 16] и других. Характерной чертой всех предшествующих работ является то, что в них расчеты моделей белых карликов проводились для определенных моделей химического состава вещества (однородного, слоистого с различными, чередующимися друг за другом элементами в них, для различных смесей элементов и т. д.). При этом ставилась цель выяснения зависимости наблюдаемых параметров звезд от химического состава. Иногда при выборе того или иного химического состава вещества имелось в виду предьстория звезды. В последнем случае, как правило, исходили из определенной космогонической гипотезы, согласно которой белые карлики являются позднейшим этапом эволюционного развития звезды, причем исходным принимается газообразное состояние.

В отличие от упомянутых работ в наших расчетах моделей белых карликов не делается никаких предположений о химическом составе вещества в них, поскольку из результатов, полученных в предыдущих параграфах, следует, что химический состав в конечном счете не играет решающей роли. Действительно, величина наблюдаемых параметров белых карликов зависит лишь от вида уравнения состояния $p = p(\rho)$. Но согласно (3.4) и (5.3) уравнение состояния не очень чувствительно к химическому составу и с достаточной точностью определяется \bar{A}/Z . Конечно, в основе таких представлений лежит предположение, что звезда существовала достаточно долгое время ($\tau \geq 10^7$ лет) в состоянии белого карлика, а именно в состоянии, в котором $T(r) \ll T_0(r)$, где $T(r)$ и $T_0(r)$ представляют температуру звезды и температуру вырождения на расстоянии r от центра звезды. Из этого предположения непосредственно следует, что в звезде вещество не может иметь однородный химический состав и что A_m и \bar{A}/Z должны быть функцией от плотности энергии (здесь A_m — наименьшее значение массового числа ядра, которое может продолжительное время существовать в веществе при заданном значении ρ).

При расчетах параметров белых карликов мы исходили из уравнений нерелятивистской теории

$$\frac{dM}{dr} = \frac{4\pi}{c^2} r^2 \rho(r); \quad \frac{dP}{dr} = -\frac{k}{c^2} \frac{M(r) \rho(r)}{r^2}. \quad (6.1)$$

Перейдя к переменной $x = p_e/m_e c$ и учитывая формулу (3.4), эти уравнения можно представить в следующем виде

$$\frac{dM}{dr} = \frac{4m_p}{3\pi\lambda_e^3} r^2 x^3 (a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3)$$

$$\frac{dx}{dr} = -\frac{km_p}{m_e c^3} \frac{M(r)}{r^3} (a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3) \frac{\sqrt{1+x^2}}{x}, \quad (6.2)$$

где $\lambda_e = h/m_e c$ — комптоновская длина волны электрона, $a_0 = 2$; $a_1 = 1.255 \cdot 10^{-2}$; $a_2 = 1.755 \cdot 10^{-6}$ и $a_3 = 1.376 \cdot 10^{-6}$ коэффициенты, входящие в (3.4).

Интегрирование уравнений (6.2) были произведены численно в Вычислительном центре АН АрмССР для ряда начальных значений параметра $x(0)$. Результаты приведены в табл. 3 и на рис. 4 и 5. Напомним снова, что в основу наших расчетов параметров конфигураций белых карликов положено уравнение состояния (5.3), в котором A/Z , как функция от параметра x , определяется формулой (3.4). Таким образом, здесь основным является постулирование соотношения (3.4), согласно которому в центре звезды A/Z имеет наибольшее (возможное при заданной плотности) значение, а по мере продвижения наружу A/Z монотонно убывает и у поверхности стремится к 2. Однако не обязательно, чтобы при равновесном составе вещества отношение A/Z у поверхности равнялось 2. В достаточно долго существующей сверхплотной звезде на расстояниях $r > r_H$, где $x(r) < 0.145$ ($\rho \leq 3 \cdot 10^3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$), может существовать также водород. Поэтому представляет интерес выяснить параметры этой наружной оболочки, где может существовать также водород. В последних двух столбцах приведены масса и толщина этой наружной оболочки в предположении, что она целиком состоит из водорода. Вследствие того, что от-

Параметры конфигураций белых карликов для равновесного состава вещества

κ (о)	ρ (о) г·см ⁻³	Радиус R в км	Масса M/M_{\odot}	Водородная оболочка	
				толщина в км	масса $\Delta M/M_{\odot}$
45	$2.48 \cdot 10^{11}$	$5.944 \cdot 10^2$	0.9928	1.38	$3.60 \cdot 10^{-9}$
40	$1.63 \cdot 10^{11}$	$6.506 \cdot 10^2$	1.034	1.59	$4.59 \cdot 10^{-9}$
35	$1.05 \cdot 10^{11}$	$7.240 \cdot 10^2$	1.077	1.89	$7.33 \cdot 10^{-9}$
30	$6.35 \cdot 10^{10}$	$8.222 \cdot 10^2$	1.121	2.35	$1.17 \cdot 10^{-8}$
28	$5.10 \cdot 10^{10}$	$8.710 \cdot 10^2$	1.138	2.59	$1.45 \cdot 10^{-8}$
25	$3.55 \cdot 10^{10}$	$9.561 \cdot 10^2$	1.165	3.06	$2.08 \cdot 10^{-8}$
20	$1.76 \cdot 10^{10}$	$1.157 \cdot 10^3$	1.208	4.33	$4.31 \cdot 10^{-8}$
15	$7.27 \cdot 10^9$	$1.471 \cdot 10^3$	1.247	6.74	$1.08 \cdot 10^{-7}$
10	$2.07 \cdot 10^9$	$2.046 \cdot 10^3$	1.269	12.9	$3.99 \cdot 10^{-7}$
7	$6.56 \cdot 10^8$	$2.701 \cdot 10^3$	1.255	22.6	$1.22 \cdot 10^{-6}$
4	$1.29 \cdot 10^8$	$4.058 \cdot 10^3$	1.153	55.0	$6.76 \cdot 10^{-6}$
3	$5.42 \cdot 10^7$	$4.935 \cdot 10^3$	1.056	89.9	$1.62 \cdot 10^{-5}$
1	$1.98 \cdot 10^7$	$9.615 \cdot 10^3$	0.5005	692	$4.56 \cdot 10^{-4}$
0.8	$1.00 \cdot 10^7$	$1.057 \cdot 10^4$	0.3935	1110	$9.22 \cdot 10^{-4}$
0.6	$4.23 \cdot 10^6$	$1.268 \cdot 10^4$	0.2784	2070	$2.27 \cdot 10^{-3}$
0.4	$1.25 \cdot 10^6$	$1.565 \cdot 10^4$	0.1626	4900	$7.53 \cdot 10^{-3}$
0.2	$1.57 \cdot 10^5$	$2.225 \cdot 10^4$	$6.026 \cdot 10^{-2}$	21300	0.120
0.1	$1.96 \cdot 10^4$	$3.152 \cdot 10^4$	$2.158 \cdot 10^{-2}$	$6.30 \cdot 10^4$	$8.63 \cdot 10^{-2}$
0.09	$1.43 \cdot 10^3$	$3.323 \cdot 10^4$	$1.845 \cdot 10^{-2}$	$6.15 \cdot 10^4$	$7.38 \cdot 10^{-2}$
0.07	$6.72 \cdot 10^2$	$3.719 \cdot 10^4$	$1.267 \cdot 10^{-2}$	$7.54 \cdot 10^4$	$5.07 \cdot 10^{-2}$

Примечание к таблице. Числа, приведенные в последних трех строках под графами водородной оболочки, представляют радиусы R и массы M звезд, состоящих целиком из водорода.

ношение A/Z в случае водорода в два раза больше, чем у других легких элементов (которые могли быть на поверхности), толщина и масса водородной оболочки должны соответственно в два и четыре раза быть большими по сравнению со случаем, где $A/Z = 2$ (см. ниже). Как мы видим у конфигураций, где плотность в центре заметно больше критической плотности для водорода, т. е. $\rho \gg 3 \cdot 10^9$ г·см⁻³,

толщина водородной оболочки l_H оказывается очень малой по сравнению с радиусом. Особенно малыми получаются массы ΔM_H оболочек. С уменьшением плотности в центре l_H и ΔM_H расдут. В последних трех строках пятого и шестого столбцов табл. 3 приведены масса и радиус звезды в предположении, что они целиком состоят из водорода. Учитывая то, что масса и толщина водородной оболочки очень малы по сравнению с массой и радиусом звезды соответственно, не трудно показать, что

$$\Delta M_H = \frac{4}{15} \frac{m_c^4 c^5}{\pi k h^3} \frac{R^4}{M} x_H^5 = 5.7 \cdot 10^{-7} \frac{R^4}{M/M_\odot},$$

$$l_H = \frac{m_c c^3 x_H^2}{2 k n_p} \frac{R^2}{M} = 7.72 \cdot 10^{22} \frac{R^2}{M/M_\odot}.$$
(6.3)

Здесь масса и толщина измерены в граммах и сантиметрах соответственно.

Зависимость массы конфигураций от центральной плотности приведена на рис. 4 (сплошная линия). Часть кривой при $\log \rho > 11.5$ представляет массу барионных конфигураций, в центре которых, кроме атомных ядер, уже образовался свободный нейтронный газ. Эта часть кривой взята из работы [17]. Как мы видим из рис. 4, с ростом плотности в центре масса белого карлика сперва растет, при $\rho(0) = 2 \cdot 10^9 \text{ г.см}^{-3}$ достигает максимального значения, $M_{\text{max}} = 1.27 M_\odot$, затем уменьшается, и кривая массы плавно переходит в кривую для барионных конфигураций. В старых расчетах, в которых не учитывалось влияние процесса обратного β -распада, т. е. A/Z принималось постоянным, масса оказалась монотонно растущей функцией от плотности в центре и достигала наибольшего значения при $\rho(0) \rightarrow \infty$. Таким образом, смещение максимума кривой $M = M(\rho(0))$ в область конечных значений плотности обусловлено учетом зависимости A/Z от плотности (см. ниже). На этом рисунке для сравнения приведены также результаты, полученные в работе Салпетера и Хамады [9]. Их точки обозначены квадратиками (для конфигураций, состоящих из углерода), жирными точками (для конфигураций, состоящих из железа) и белыми кружочками

(для равновесного химического состава вещества). В упомянутой работе под равновесным составом подразумевается

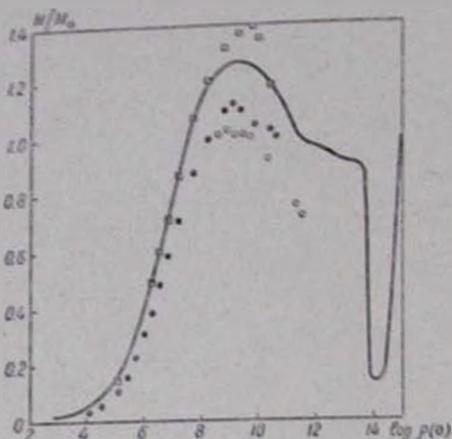


Рис. 4. Связь между массой белых карликов и плотностью в их центре. По оси абсцисс отложен десятичный логарифм от плотности. По оси ординат масса звезды в единицах массы Солнца. Квадратиками, жирными точками и белыми кружочками изображены результаты работы [9] для конфигураций, состоящих из углерода железа и имеющих наименее вероятный состав соответственно.

նկ. 4. Սպիտակ թզուկների մասնաշի կախումը կենտրոնական խտությունից: Արդյունների առանցքով անդադրված է խտությունը տասնորդական յոգարիթմը, օրգինատների առանցքով — ստորի զանգվածը, արտահայտված արեգակի զանգվածով: Քառակուսիները, սև կետերը և սպիտակ շրջանակները ներկայացնում են [9] աշխատանքի արդյունքները այն կոնֆիգուրացիաների համար, որոնք համապատասխանաբար բաղկացած են ամբողջությամբ կարկաթից և ունեն ամենահավանական բիմոնական բաղադրություն:

следующее: для каждого значения плотности было вычислено наименее вероятное значение A и Z [5, 8], и при расчетах

конфигураций в отдельных слоях бралось одно ядро (которое при заданном x является наименее вероятным в смысле минимума плотности энергии ρ), но его параметры A и Z рассматривались как функции от ρ . Для легких элементов (He, C, Mg) их результаты совпадают с нашими, за исключением точек, соответствующих интервалу $8 < \log \rho < 10.5$, где они поднимаются выше нашей кривой. Что касается точек, соответствующих более тяжелым элементам (железо и „равновесный“ состав), то они все расположены ниже нашей кривой.

Для того чтобы понять причину этого расхождения, исследуем поведение уравнений (6.2) относительно изменения отношения A/Z . С этой целью достаточно ограничиться случаем, когда A/Z имеет постоянное значение от центра до поверхности звезды. Так, если в этих уравнениях сделать подстановку

$$M(r) = \left(\frac{Z}{A}\right)^2 v(r); \quad r = \frac{Z}{A} R, \quad (6.4)$$

то полученные уравнения для v и R не будут зависеть от отношения A/Z . Из (6.4) следует, что для получения значений массы и радиуса в старых единицах необходимо соответствующие числа в новых единицах умножить на $(Z/A)^2$ и Z/A . Отсюда следует, что масса белого карлика пропорциональна $(Z/A)^2$, а радиус Z/A .

Из рис. 1 видно, что истинная линия A/Z для тяжелых ядер находится выше, а для легких—ниже нашей непрерывной кривой (являющейся хорошим приближением только для средних ядер), поэтому массы и радиусы конфигураций, состоящих из тяжелых ядер, должны быть меньше, а в случае легких ядер должны быть больше значений, полученных нами. В случае железа и „равновесного“ состава часть расхождения, по-видимому, получается из-за использования разных уравнений состояния.

В связи с приведенными значениями мы можем утверждать, что, например, для звезды, состоящей из ядра с $A = 210$, масса должна быть заметно меньше, чем масса, полученная при равновесном составе, так как линия A/Z

для него находится выше непрерывной кривой для A/Z (см. рис. 1). Теперь легко понять и причину появления мак-

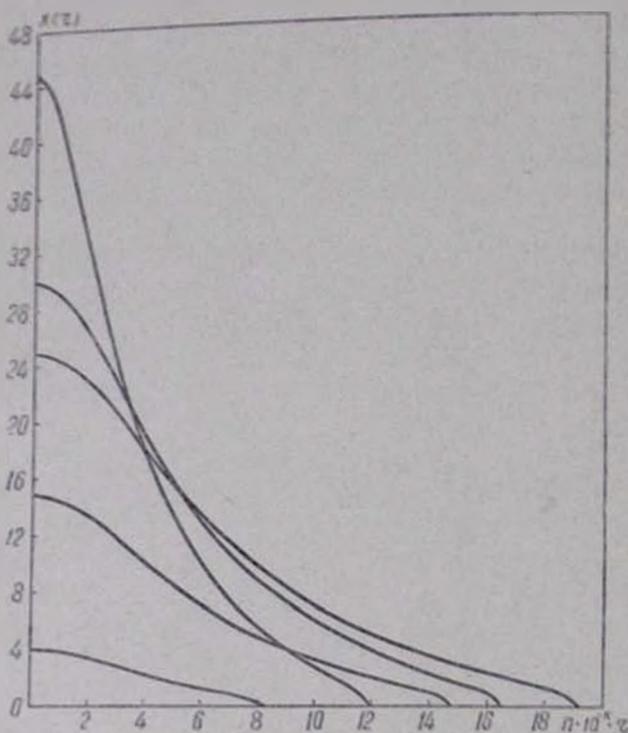


Рис. 5. Изменение параметра x с расстоянием от центра для различных конфигураций. По оси абсцисс отложено $p \cdot 10^{-2} r$, где $n = 2, 1, 2, 2, 2$ и $k = 3, 2, 2, 2, 2$ для конфигураций с $x(0) = 4, 15, 25, 30$ и 45 соответственно.

Նկ. 5. x պարամետրի հախտմը կենտրոնից r հեռավորությանից մի շարք կոնֆիգուրացիաների համար: Արտիստիկերի առանցքի տեղադրումն է $p \cdot 10^{-2} r$, որտեղ $n = 2, 1, 2, 2, 2$ և $k = 3, 2, 2, 2, 2$ համապատասխանաբար $x(0) = 4, 15, 25, 30$ և 45 կոնֆիգուրացիաների համար:

сумма на кривой $M = M(p(0))$. При малых $p(0)$, когда отношение Z/A имеет постоянное значение, с увеличением центральной плотности масс монотонно растет. Однако при достаточно больших плотностях, когда начинает сказываться

явление обратного β -распада, отношение Z/A в некоторой части вещества звезды уменьшается, что влечет за собой соответствующее уменьшение ординат кривой $M = M(\rho(r))$ и, следовательно, появление максимума при конечных плотностях в центре.

На рис. 5 приведена зависимость x от r для некоторых конфигураций. Эти кривые позволяют вычислить распределение масс в звездах с помощью первого уравнения (5.3).

В Ы В О Д Ы

В работе исследованы свойства вырожденного вещества при плотностях ниже ядерной. Основные результаты сводятся к следующим:

1. При достаточно высоких плотностях, когда граничная энергия электронов достигает значения 23 Mev , в составе вещества, до этого состоящего из свободных электронов и атомных ядер („ eA “ фаза), появляются свободные нейтроны (фаза „ neA “). В новой фазе концентрации ядер N_k и электронов N_e , а также массовые числа A_k и порядковые номера Z_k ядер являются фиксированными величинами. Здесь при повышении плотности массы изменяется лишь концентрация нейтронов. Устойчивость нейтронного газа обеспечивается наличием в среде вырожденного газа электронов.

2. Когда при дальнейшем повышении плотности массы в фазе „ neA “ граничная энергия нейтронов достигает значения 21.7 Mev , начинается образование свободного протонного газа. Появляется новая фаза „ $pneA$ “, в которой вещество состоит из ядер и свободного электронно-нуклонного газа. В этой фазе концентрации ядер N_k продолжают оставаться фиксированными, тогда как концентрации остальных частиц являются функцией плотности массы. Развал ядер происходит лишь тогда, когда в свободном нуклонном газе плотность частиц достигает значения, существующего в самих ядрах.

3. Исследована зависимость параметров ядер A_k и Z_k от граничной энергии электронов (от плотности массы). Для

ядер среднего веса среднее значение отношения A_1/Z_1 с хорошим приближением можно аппроксимировать соотношением (3.4). Благодаря туннельному эффекту легкие ядра неустойчивы относительно образования тяжелых ядер. Следовательно, минимальное значение массового числа A_m является функцией плотности массы. У порога образования фазы $\mu_1 A = A_m \approx 12$. Зависимость A_m от параметра $x = p_e/m_e c$, где p_e — граничный импульс электронов, приведена на рис. 3. Таким образом, в достаточно плотных средах (имеется в виду недра белых карликов) даже при абсолютном нуле не могут продолжительное время существовать наиболее легкие атомные ядра.

4. Найден приближенный способ аналитического интегрирования дифференциальных уравнений, определяющих физические параметры оболочек барионных звезд. При центральных плотностях $\rho(0) > 15^{15} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ толщины оболочек оказываются очень малыми. Особенно малыми оказываются массы оболочек.

5. Вычислены массы и радиусы белых карликов, а также распределение масс в них. Расчеты проведены для сложного, но равновесного химического состава вещества. Кривая зависимости массы от центральной плотности приведена на рис. 4. При $\rho(0) = 2 \cdot 10^9 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ масса звезды имеет максимальное значение, равное приблизительно $1.27 M_\odot$. Появление максимума на кривой массы $M = M(\rho(0))$ при конечной центральной плотности $\rho(0)$ обязано учету зависимости A/Z от граничной энергии электронов. Распределение масс в конфигурациях можно определить с помощью кривых $x(r)$, приведенных на рис. 5.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к работе, обсуждения и ряд ценных замечаний.

Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Է. Վ. ԶՈՒԲԱՐՅԱՆ

ՍՊԻՏԱԿ ԹՂՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ԲԱՐԻՈՆԱՅԻՆ ԱՍՏՂԵՐՐԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՑԱԼ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքում հետազոտված է ալլասերված նյութի հատկությունները միջուկայինից ցածր խտությունների դեպքում: Ստացված են հետևյալ հիմնական արդյունքները:

1. Բալականաչափ մեծ խտությունների դեպքում, երբ էլեկտրոնների մերմիի սահմանային էներգիան հասնում է 3 Mev արժեքին, մինչ այդ ազատ էլեկտրոններից և ատոմային միջուկներից ($^{\circ}\text{eA}^{\circ}$ փուլ) բաղկացած նյութի բաղադրության մեջ հանդես են գալիս ազատ նեյտրոններ ($^{\circ}\text{neA}^{\circ}$ փուլ): Նոր փուլում միջուկների և էլեկտրոնների կոնցենտրացիաները, ինչպես նաև միջուկների զանգվածների A_k թվերը և Z_k կարգաթվերը մնում են հաստատուն: Այստեղ խտության մեծացմանը զուգընթաց աճում է միայն նեյտրոնների կոնցենտրացիան: Նեյտրոնային գազի կայունությունը ապահովված է ալլասերված էլեկտրոնային գազի առկայությամբ միջավայրում:

2. Զանգվածի խտության հետագա աճման ժամանակ, երբ նեյտրոնների մերմիի սահմանային էներգիան հասնում է 21.7 Mev արժեքին, սկսվում է նոր փուլի գոյացումը: Հանդես է գալիս $^{\circ}\text{pneA}^{\circ}$ փուլը, որում նյութը բաղկացած է միջուկներից և ազատ նուկլոնա-էլեկտրոնային գազից: Այս փուլում նուկլոնային միջուկների կոնցենտրացիաները շարունակում են մնալ հաստատուն, այնինչ մյուս մասնիկների կոնցենտրացիաները կախված են զանգվածի խտությունից: Միջուկները փլվում են իրենց բաղադրիչ մասերի միայն այն ժամանակ, երբ ազատ նուկլոնային գազում խտությունը հասնում է միջուկայինին:

3. Հետազոտված են միջուկների A_k և Z_k պարամետրների կախումը էլեկտրոնների սահմանային էներգիայից (զանգվածի խտությունից): Միջին քաշի միջուկների համար A_k/Z_k հարաբերությունները բավարար ճշտությամբ կարելի է մոտարկել (3.4) առնչությամբ: Թունելային էֆեկտի շնորհիվ թեթև միջուկները դառնում են անկայուն ժանր միջուկների առաջացման նկատմամբ: Հետևաբար մասսայի թվի ամենափոքր հնարավոր արժեքը՝ A_m -ը

Ֆունկցիա է զանգվածի խտություններից: „ԳԵԱ“ փուլի գոլացման շեմին $A_n \approx 10$: A_n -ի կախումը $x = \rho_c / m_0 c$ (ρ_c — էլեկտրոնների սահմանային իմպուլսն է) պարամետրի արժեքներից բերված է նկ. 3-ում: Արագիսով բավականաչափ խիտ միջավայրերի զեպում (մենք նկատի ունենք սպիտակ թզուկների ընդերքը), նույնիսկ բացարձակ զրո շերտաստիճանում, թեթև միջուկները չեն կարող երկարատև գոյություն ունենալ:

4. Տրված է բարիոնային աստղերի թաղանթները որոշող գրիֆերենցիալ հավասարումների մոտավոր, անալիտիկ ինտեգրման եղանակ: $\rho(0) > 10^{15}$ գւմ⁻³ կենտրոնական խտությունների զեպում թաղանթների հաստությունները շատ փոքր են: Առանձնապես փոքր է թաղանթներում գտնվող նյութի զանգվածը:

5. Հաշված են սպիտակ թզուկների զանգվածները և շառվիղները, ինչպես նաև զանգվածների բաշխումը նրանցում: Հաշիվները կատարված են բարդ, սակայն հավասարակշիռ քիմիական բազադրոթյան զեպրի համար: Աստղերի զանգվածի կախումը կենտրոնական խտություններից բերված է նկ. 4-ում: Արսցիսի $\rho(0) = 2 \cdot 10^9$ գւմ⁻³ արժեքի համար զանգվածը ունի մաքսիմում, որը հավասար է $1.27 M_{\odot}$ -ի: Զանգվածի $M = M(\rho(0))$ կորի վրա մաքսիմումի հանդես զալը պայմանավորված է նրանով, որ M/Z հարաբերությունը չի մնում հաստատուն՝ կախված է էլեկտրոնների սահմանային էներգիայից:

Նկ. 5-ում բերված են $x(r)$ պարամետրի կորերը որոշ կոնֆիգուրացիաների համար: Այդ կորերի օգնությամբ կարելի է հաշվել զանգվածների բաշխումը համապատասխան աստղերում:

G. S. SAHAKJAN and E. W. CHUBARJAN

ON THE THEORY OF WHITE DWARFS AND BARIONIC STAR'S EHVELOPES

S u m m a r y

The properties of dense matter in the case of subnuclear densities are discussed. A method of approximate solution of differential equations determining the structure of envelopes of barion stars is given.

The radii and masses of white dwarfs as well as mass distribution in them are computed. The calculations are carried out for the case of equilibrium composition. The curves of $x(r)$ represented in the fig. 5 enable us to calculate the mass distribution in the given configuration.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, *Астрономический журнал*, **37**, 1016, 1961.
2. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, *Астрономический журнал*, **38**, 785, 1961.
3. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, *Астрономический журнал*, **38**, 193, 1960.
4. Г. С. Саакян и Ю. Л. Вартамян, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **33**, 56, 1963.
5. G. V. van Albada, *V.A.N.*, **10**, 161, 1946. *Ap. J.* **105**, 393, 1947.
6. С. Чандрасекар, *Введение в учение о строении звезд*. Изд. ИЛ, Москва, 1950.
7. E. Schatzman, *White Dwarfs*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1958.
8. E. E. Salpeter, *Ap. J.*, **134**, 669, 1961.
9. E. E. Salpeter and T. Hamada, *Ap. J.*, **134**, 683, 1961.
10. Д. А. Киржниц, *ЖЭТФ*, **38**, 503, 1960.
11. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ*, **33**, 991, 1957.
12. A. G. W. Cameron, *Ap. J.*, **130**, 916, 1959.
13. Г. С. Саакян, *Докторская диссертация ФИАН*, 1963.
14. Г. С. Саакян и Д. М. Седракян, *Изв. АН АрмССР*, **14**, 109, 1961.
15. R. E. Mirshak, *Ap. J.*, **82**, 321, 1940.
16. С. А. Каплан, *Труды Львовского университета*, **15**, 109, 1949.
17. Г. С. Саакян и Ю. Л. Вартамян, *Астрономический журнал*. В печати.

Բ Ո Վ Ա Ն Գ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Էջ

Բ. Ե. Մարգարյան—Իրենց տիպի համար անոմալ սպեկտրալ նշաններ ունեցող դալակտիկաների բնույթի մասին	3
Բ. Ե. Մարգարյան—M82-ի տիպի անկանոն դալակտիկաներ	19
Ա. Տ. Քալոցյան—NGC 3656 Պեկուլյար դալակտիկան	31
Գ. Ա. Գուրգադյան—Ջրածնի բալմերյան սերիայի կլանման գծերի առաջացումը M82 տիպի դալակտիկաների սպեկտրում	37
Գ. Ա. Գուրգադյան—NGC 7293 մոլորակային միգամածության լուսաշաղկապն ուսումնասիրությունը	59
Ն. Լ. Իվանովա—AG Պեգասի բալմերյան դեկրեմենտը	93
Գ. Ս. Սահակյան, Է. Վ. Չուբարյան—Սպիտակ թղուկների և բարիոնային աստղերի թաղանթների տեսության վերաբերյալ	99

C O N T E N T S

Page

<i>B. E. Markarian</i> —On the nature of the galaxies with anomalous spectral features for their type	3
<i>B. E. Markarian</i> —M 82 type irregular galaxies	19
<i>A. T. Kaloghtyan</i> —The peculiar galaxy NGC 3656	31
<i>G. A. Gurzadian</i> —The origin of Balmer absorption lines in spectra of M 82 type galaxies	37
<i>G. A. Gurzadian</i> —Photometric investigation of the planetary nebula NGC 7293	59
<i>N. L. Ivanova</i> —Balmer decrement of AG Pegasi	93
<i>G. S. Sahakian, E. V. Chubarian</i> —On the theory of white dwarfs and barion stars envelopes	99

