

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II. ГАЛАКТИКА № 10	<i>Ф. Бёртлен, А. Т. Каллодьян</i>	5
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. I.	<i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	15
О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА	<i>Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	21
АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ КВАЗАРА PHL 5200	<i>С. И. Григачев, В. П. Гринин</i>	33
ЧЕТЫРЕХЦВЕТНЫЕ УЗКОПОЛОСНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ	<i>А. М. Черепашук</i>	49
ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ ПРИ ПРОФИЛЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ, МЕНЯЮЩЕМСЯ С ГЛУБИНОЙ	<i>Д. И. Наирнер, К. И. Селяков</i>	61
ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ	<i>Г. Г. Павлов</i>	77
О СВОЙСТВАХ ХОЛОДНОГО ПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА С ВМОРОЖЕННЫМ СВЕРХСИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	<i>Г. А. Шульман</i>	89
КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЯДРА И ЭФФЕКТ ПОМЕРАНЧУКА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ	<i>Ю. М. Брук</i>	97
МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД. I. СИММЕТРИЧНЫЙ РОТАТОР.	<i>Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджян, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян</i>	109
ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ГАЛАКТИКАХ	<i>М. Г. Абрамян, С. А. Каплан</i>	121
НЕЛИНЕЙНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ. I. СИЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНОЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЕ	<i>С. Н. Нуритдинов</i>	135
О ПОТЕНЦИАЛЕ В ТЕОРИИ ТРЕТЬЕГО КВАДРАТИЧНОГО ИНТЕГРАЛА ДВИЖЕНИЯ	<i>В. И. Родионов</i>	145
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОТОКА КВАЗАРА 3С 380 НА ЧАСТОТЕ 408 МГц	<i>В. Г. Маламьян, В. А. Санамян</i>	153
ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ РАДИОИСТОЧНИКА 3С 120 НА ЧАСТОТЕ 327 МГц	<i>В. А. Санамян, В. Р. Венцупал</i>	155
ЗАМЕЧАНИЕ К ВОПРОСУ О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ	<i>В. Ю. Терсбиж</i>	157
К ВОПРОСУ О РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ОБРАЗУЕМОМ БЫСТРЫМ ЗАРЯДОМ НА ОТДЕЛЬНЫХ АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ	<i>Г. М. Гарибян, Ян Ши</i>	161
ОБЗОРЫ		
МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ	<i>О. С. Шулов</i>	163

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն Կ ո լ լ Ե ր Ի ր

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ն.
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկ

Редакционная коллегия

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

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

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

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

«ԱՍՏՂԱՆՈՎԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդագինը 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Ռաժանդողդգրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդուեռոդեյա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II. ГАЛАКТИКА № 10

Ф. БЁРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЯН

Поступила 23 июля 1974

Приводятся результаты четырехцветной поверхностной фотометрии галактики Маркарян 10. Вне ядерной части галактика имеет довольно красный цвет по сравнению с сейфертовским ядром, а средняя поверхностная яркость этой части галактики невысокая. Совокупность областей галактики, имеющих излучение, которое по своим цветам располагается на диаграмме ($U - B$, $B - V$) выше линии абсолютно черного тела, испускает в B примерно 60% общего излучения галактики, что обусловлено наличием сейфертовского ядра. Без учета ядра галактика отличается от нормальных Sb или SBb галактик меньшим значением показателя цвета $U - B$, характерным скорее для галактик типа Sc или SBc .

1. *Введение.* Первая статья этой серии о галактиках Маркарян 7 и 8 была напечатана в [1]. В настоящей работе мы приводим результаты четырехцветной поверхностной фотометрии галактики № 10 из списка Б. Е. Маркаряна [2].

Согласно [3], Маркарян 10 обладает особенностями сейфертовских галактик. Она была классифицирована как SBc [4], Sb [3] и SBb [5]. Ядро галактики очень яркое и звездообразное, характерное для галактик типа Сейферта. По данным [3] в спектре ядра наблюдаются узкие запрещенные линии и широкие водородные линии. Красное смещение, определенное по узким линиям, равно 0.029. Абсолютная звездная величина галактики, при видимой B -величине 14^m01 по фотоэлектрическим наблюдениям Э. А. Дибая и В. М. Лютого с диафрагмой $68''$ в диаметре [6] и при постоянной Хаббла 75 км/сек на Мпс , равняется -21^m3 . По данным тех же авторов абсолютная B -величина ядра -18^m6 . Однако, согласно наблюдениям Лютого [7], ядро Маркарян 10 является переменным. UBV -электрофотометрия [6] показала, что на

периферии Маркарян 10 цвет соответствует звездам класса G, в то время как для ядра $U - B = -0^m87$ и $B - V = +0^m50$. Авторы работы [6] пришли к выводу, что в галактике наблюдается постепенный переход от нетеплового излучения в центре к звездному излучению на периферии.

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения велись в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории. Комбинация пластинок и светофильтров в лучах UBVR, как и методика наблюдений и измерений, те же, что и в работе [1]. Поскольку ядро галактики является строго звездобразным, а стандарты снимались внефокально, то яркости ядра не определялись. В работе использованы электрофотометрические UVB-величины ядра по данным [6]. Несмотря на переменность излучения ядра использование этих данных не повлияет на основные результаты настоящей работы.

В табл. 1 приводится распределение поверхностной яркости в цвете B с кв. секунды дуги и показателей цвета $U - B$, $B - V$, $V - R$. Эти данные для каждой измеренной площадки в таблице приводятся в указанном здесь порядке сверху вниз. Слева и сверху даются прямоугольные координаты площадок относительно ядра галактики в секундах дуги. Координаты измеренных областей отнесены к главным осям галактики, причем ось x совпадает с большой осью, позиционный угол которой 132° . Первая площадка в левом верхнем углу таблицы соответствует точке в галактике, находящейся на юго-востоке от ядра, близко к линии E — W при совпадении начала экваториальной системы координат с центром галактики. Направления осей экваториальной системы координат указаны на рис. 1.

3. *Результаты.* а) *Интегральная звездная величина и показатели цвета.* На основании данных табл. 1 вычислены интегральная звездная величина галактики и показатели цвета $U - B$, $B - V$ и $V - R$ (табл. 2). При этом, как было сказано выше, UVB-величины ядра взяты из работы [6]. За неимением R-величины ядра в красном цвете приводится интегральная величина галактики без ядра.

По данным табл. 2 Маркарян 10 вне ядерной части является довольно красной. Ядро галактики сильно уменьшает интегральный показатель цвета $U - B$, а на интегральный $B - V$ влияет незначительно. Данные табл. 2 хорошо согласуются с электрофотометрическими данными [6].

б) *Распределение яркости и цветов.* На рис. 2 приводится распределение яркости и цветов по большой оси галактики. Как видно,



Рис. 1. Фотография галактики Маркарян 10. Увеличение в 12 раз (масштаб около 4'' на мм). Снимок получен на пластинках Кодак 103д-11 через светофильтр GG-11.

К ст. Ф. Бергана, А. Т. Коллогляна

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В μ^* И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U—B, B—V, V—R
В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 10

$x'' \backslash y''$	40	35	30	25	20	15	10	5	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
20				24.80 -0.95		24.5 0.6		24.7	24.1	24.8	24.10 -0.53							
15		24.5	24.23	23.96	24.30	24.5	24.21	23.54	24.03	23.67	23.47	23.11	23.73	24.2				
		0.65	0.38	0.56	0.88	1.4	0.94	0.24	0.99	0.64	0.46	0.03	0.08					
		0.81	0.73	0.52	0.44	0.10	0.29	0.34	0.24	0.14	0.18	0.47	0.59					
10	24.6	23.77	23.62	24.00	23.86	23.66	23.47	23.13	23.03	23.28	23.05	23.02	22.77	23.35	24.6			
		0.57	0.86	0.43	0.75	0.50	0.78	0.40	0.57	0.91	0.55	0.60	0.44	0.63	1.2			
		0.16	0.31	0.57	0.27	0.65	0.12	0.47	0.51	0.21	0.33	0.07	0.22	0.19				
5	24.2	24.10	23.36	22.88	22.48	22.44	22.16	21.72	22.12	22.34	22.54	22.86	22.54	23.46	24.10	21.8	24.1	
		0.80	0.90	0.42	0.39	0.49	0.72	0.60	0.26	0.51	0.51	0.52	0.45	0.34	0.58	0.86		
		—	0.22	0.52	0.44	0.32	0.32	0.51	0.60	0.41	0.39	0.29	0.18	0.24	0.06	—		
0		24.04	23.56	22.88	22.44	22.08	21.60	18.98	21.54	22.14	22.15	22.66	22.90	23.90	24.08	23.5	24.6	
		-0.52	0.54	0.02	0.16	0.44	0.04	-0.87	0.15	0.31	0.25	0.14	-0.34	-0.25	—	—	—	
		0.82	0.88	0.79	0.86	0.96	1.00	0.50	0.89	1.01	0.73	0.63	0.85	1.21	0.60	-0.05	0.95	
		0.21	0.03	0.14	0.16	0.22	0.30	—	0.29	0.21	0.27	0.24	0.07	0.20	0.28	0.13	—	
5		23.85	23.97	23.22	22.72	22.52	22.12	21.74	22.11	22.68	22.94	23.22	23.22	23.73	23.83	23.23		
		—	-0.12	-0.16	-0.08	-0.02	-0.14	0.15	-0.10	-0.07	0.08	-0.03	-0.33	—	—	0.03		
		0.93	1.23	0.90	0.92	0.95	0.99	0.88	0.86	1.10	0.94	0.96	0.72	0.82	0.71	-0.07		
		0.12	-0.14	0.07	0.02	0.05	-0.02	-0.06	-0.03	-0.09	-0.05	-0.03	-0.05	0.00	0.30	0.22		
10		23.80	24.04	23.86	23.80	23.14	23.15	23.20	23.42	23.19	23.49	23.50	23.50	23.67	24.09			
		—	—	—	-0.05	-0.34	-0.25	-0.25	-0.12	-0.24	0.36	-0.13	0.09	—	—	—	—	
		0.49	1.01	0.60	1.21	0.82	1.05	1.00	1.14	0.67	-0.27	0.71	0.57	0.59	0.61			
		0.16	0.28	0.52	0.12	0.21	0.01	0.09	0.13	0.07	1.26	0.25	0.03	0.16	—			
15					24.3	24.30	23.90	23.97	23.63	23.87	24.13	23.69	23.60	23.89				
					—	-0.22	—	-0.02	-1.06	0.03	0.14							
					0.97	0.87	0.09	0.75	0.99	0.89	0.76	0.67	0.77					
					—	—	0.08	-0.02	0.01	0.34	0.17	0.19	-0.06					
20											23.90	24.0	23.62	23.67				
											0.57	1.4	0.62	0.68				

показатели цвета $U-B$ и $B-V$ резко уменьшаются непосредственно в области ядра галактики. Вне ядерной части показатель цвета $B-V$ при продвижении к краю остается почти постоянным, умень-

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА
МАРКАРИЯ 10

	B	U-B	B-V	V-R	Размеры
С ядром	14 ^m 40	-0 ^m 33	+0 ^m 70	—	1.0×0.6
	14.22	—	—	—	1.3×0.8
Без ядра	14.76	0.0	+0.75	+0 ^m 21	1.0×0.6
	14.52	—	—	—	1.3×0.8
Ядро	15.76	-0.87	+0.50	—	0.1

шаясь лишь в области спиральных рукавов. Однако в распределении показателя цвета $U-B$ наблюдается тенденция посинения галактики

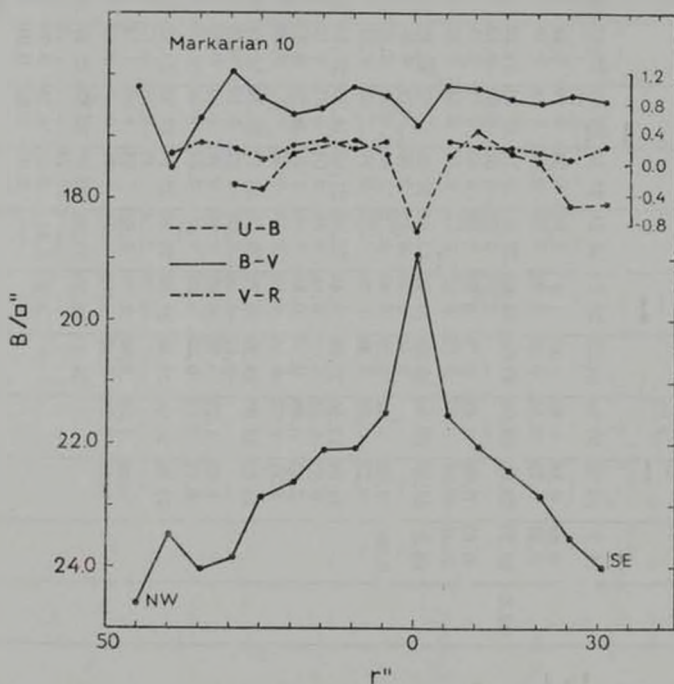


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета по большой оси Маркария 10.

при приближении к самым внешним областям. Показатели цвета $V-R$ почти постоянны вне ядерной части.

В распределении яркости наблюдается некоторая асимметрия по отношению к ядру. В направлении NW галактика простирается дальше, чем в направлении SE. Кроме того, на NW 'стороне, на расстоянии 10–25" от ядра, галактика систематически ярче, чем в симметричных точках SE стороны. Соответственно, показатели цвета U–B и B–V существенно уменьшаются в указанной области NW стороны. Это результат наличия более мощного спирального рукава в этой области, хорошо видного на фотографии галактики (рис. 1). Цвета этого рукава были измерены в некоторых его точках. Эти данные вместе с поверхностными яркостями приведены в табл. 3, где координаты x и y даны относительно ядра в той же системе отсчета, что и координаты в табл. 1.

Таблица 3

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ СПИРАЛЬНОГО РУКАВА

x	y	B/V	U–B	B–V	V–R
23.5	2.5	22. ^m 43	+0. ^m 07	+0. ^m 30	+0. ^m 31
22.0	7.5	22.57	–0.04	+0.31	+0.09
18.5	12.5	22.83	–0.11	+0.11	+0.38
11.0	17.5	23.51	–0.22	–0.23	–0.75

По данным табл. 3, цвета рукава являются типичными для рукавов спиральных галактик вообще. Нужно полагать, что аналогичными цветами обладает также другой рукав галактики, явно не выделяющийся на наших снимках. Другим результатом табл. 3 является интенсивное посинение рукава при продвижении вдоль него к краю однако цвет фона галактики остается постоянным при удалении от ядра. Это видно из данных табл. 4, где приводятся средние цвета галактики в концентрических кольцах вокруг ядра галактики. По данным таблицы показатель цвета V–R, т. е. цвета, почти свободного от влияния спиральных рукавов, несколько уменьшается лишь на периферии галактики. Вне ядра показатель цвета B–V практически не меняется. Между тем, начиная с расстояния 15" от ядра, цвет U–B интенсивно синееет при продвижении к краю галактики. Очевидно, это является результатом влияния спиральных рукавов. Таким образом, цвет основного фона галактики Маркарян 10 практически не меняется, а цвет спиральных рукавов сильно голубеет при удалении от ядра.

в) *Диаграмма (U–B, B–V)*. На рис. 3 приводится диаграмма (U–B, B–V) для галактики Маркарян 10. Точки соответствуют измеренным площадкам, крестик – галактике в целом с ядром, а открытый кружок – галактике без ядра. Жирная линия представляет линию

абсолютно черного тела. На диаграмме бросается в глаза большая дисперсия точек. Это является результатом изменения в широком диапазоне относительного количества звезд разных спектральных типов от площадки к площадке.

Таблица 4
СРЕДНИЕ ЦВЕТА В КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЬЦАХ ВОКРУГ ЯДРА ГАЛАКТИКИ

Кольцо	U—B	B—V	V—R
0—2.5	-0 ^m .87	+0 ^m .50	—
2.5—7.5	+0.11	+0.78	+0 ^m .25
7.5—12.5	+0.05	+0.84	+0.25
12.5—17.5	-0.04	+0.72	+0.22
17.5—22.5	-0.17	+0.67	+0.23
22.5—27.5	-0.20	+0.67	+0.18
27.5—32.5	-0.45	+0.80	+0.12

Как и в работе [1], мы изучили распределение интенсивности относительно линии абсолютно черного тела. С этой целью проведены параллельные этой линии полосы шириной в 0^m.2. Расположение и нумерация полос совпадают с тем, что было в случае Маркарян 7 и 8 [1]. Полученные результаты приводятся в табл. 5 вместе с аналогичными данными для Маркарян 7 и 8.

Таблица 5
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПОЛОСАХ.
ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛИНИИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

№ полосы № галактики	1	2	3	4	5	6	7
10	—	0.02	0.44	0.14	0.22	0.12	0.06
8	0.01	0.03	0.06	0.19	0.55	0.15	0.01
7	—	—	0.02	0.11	0.45	0.39	0.03

По данным табл. 5, 60% интегральной яркости в цвете В обусловлено площадками, находящимися выше линии абсолютно черного тела (сумма яркостей первых четырех полос). В случае Маркарян 7 и 8 эта величина равняется 13 и 29%, соответственно. Такое различие обусловлено наличием сейфертовского ядра у Маркарян 10. Оно попадает в полосу 3, вследствие чего яркость достигает

максимума в этой полосе. Отметим, что вообще все измеренные показатели цвета в Маркарян 10 находятся в интервалах: $-1^m0 < U - B < +0^m5$ и $0 < B - V < +1^m2$.

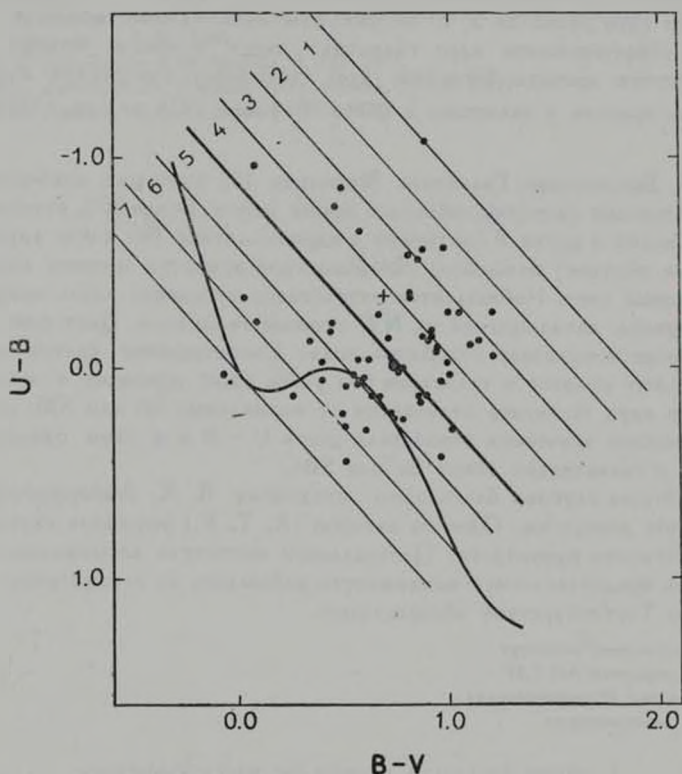


Рис. 3. Диаграмма $(U-B, B-V)$ для Маркарян 10. Точки представляют измеренные площадки, крестик соответствует галактике с ядром, а заполненный кружок — галактике без ядра. Жирная линия для абсолютно черного тела.

г) *Средневзвешенная поверхностная яркость.* По методу, изложенному в [1], была вычислена средневзвешенная поверхностная яркость галактики в цвете В. И в этом случае для граничной яркости i_0 принято значение 21^m5 с кв. секунды дуги. В результате для средневзвешенной поверхностной яркости получено значение 21^m50 с кв. секунды дуги. Это на 0^m15 ярче Маркарян 8. Средняя поверхностная яркость,

вычисленная обычным способом деления интегральной яркости на площадь измеренной поверхности, равняется 22^m80 с кв. секунды дуги, что практически совпадает со значением той же величины для Маркарян 8. Средняя поверхностная яркость Маркарян 10 без учета яркости ядра равна 23^m2 с кв. секунды дуги. Таким образом, без учета сейфертовского ядра галактика имеет довольно низкую поверхностную яркость. Отметим, что предельная измеренная поверхностная яркость в галактике в цвете В равна 24^m8 с кв. секунды дуги.

4. *Заключение.* Галактика Маркарян 10, имеющая особенности сейфертовских галактик, обладает ярким ядром. Более 30% интегральной яркости в цвете В заключено в ядре галактики. Без учета ядра галактика обладает невысокой поверхностной яркостью и имеет довольно красный цвет. Наблюдается интенсивное посинение вдоль спирального рукава, находящегося на NW стороне галактики. Цвет фона галактики не показывает подобного хода. Сопоставление цветов ядра, спиральных рукавов и галактики без учета ядра приводит к выводу, что вне ядра галактика отличается от нормальных Sb или SBb галактик меньшим значением показателя цвета $U-B$ и в этом отношении сходна с галактиками типов Sc или SBc.

Авторы глубоко благодарны академику В. А. Амбарцумяну за полезную дискуссию. Один из авторов (А. Т. К.) выражает глубокую благодарность руководству Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленную возможность наблюдать на двухметровом телескопе Таутенбургской обсерватории.

Центральный институт
астрофизики АН ГДР

Бюрангская астрофизическая
обсерватория

A FOUR-COLOUR SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES. II. GALAXY No. 10

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGLIAN

The results of four-colour surface photometry of the galaxy Markarian 10 are presented. The underlying galaxy has a $B-V$ colour typical for Sb subtype galaxies, while $U-B$ is somewhat smaller, typical for Sc galaxies. Outside the nucleus the mean surface brightness is not high ($23.2 B/\square''$). On the ($U-B$, $B-U$) diagramm 60% of integral brightness of galaxy is located above the black body line which is due to the presence of Seyfert type nucleus in the galaxy.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ф. Бёртлен, А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 10, 159, 1974.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. H. C. Arp, E. Ye. Khachikian, C. R. Lynds, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 152, L103, 1968.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т. I, М., 1962.
5. А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
6. Э. А. Дибай, В. М. Лютый, *Астрофизика*, 7, 169, 1971.
7. В. М. Лютый, *Астрон. циркул.*, № 592, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. I

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ

Поступила 16 декабря 1974

Приведены результаты спектральных наблюдений 54 объектов из списка галактик высокой поверхностной яркости [1]. У 32 объектов обнаружены эмиссионные линии и измерены красные смещения.

В 1974 году с помощью А-спектрографа с электронно-оптическим преобразователем, установленного в касегреновском фокусе 125-см рефлектора Крымской станции ГАИШ, производились наблюдения галактик из списка объектов высокой поверхностной яркости, составленного одним из авторов [1]. Этот список содержит примерно 600 галактик со средней поверхностной яркостью, не меньшей, чем 22.0 с квадратной секунды дуги в системе $\bar{B}$, описанной в [2].

Приемником изображения служил контактный электронно-оптический преобразователь с мультищелочным фотокатодом. Преобразователь электростатический, работающий с ускоряющим напряжением 13 киловольт. Фотографирование спектров производилось на фотоэмульсии А-600, проявляемой в проявителе D-19. Получались, как правило, нерасширенные спектры в интервале длин волн 5800—7500 Å. Описанная аппаратура использовалась ранее при наблюдениях радиогалактик, квазизвездных объектов [3] и галактик Маркаряна [4, 5].

В апреле и мае 1974 года были получены спектры 54 галактик и у 32 объектов обнаружены эмиссионные линии. Краткое описание этих объектов и их спектров приведено в табл. 1 и последующих примечаниях. В последовательных столбцах табл. 1 даны номер согласно [1], видимая величина m_p по КATALOGу галактик и скоплений галактик Цвикки и соавторов [6—9], красное смещение z , средняя поверхност-

ная яркость $\bar{B}$ по [1], глазомерная оценка интенсивности эмиссионных линий в трехбалльной системе („s“, „m“ и „w“ обозначают соответственно сильную, умеренную и слабую эмиссии). В последнем столбце таблицы приведены абсолютные величины, вычисленные при постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ и с поправкой на поглощение в Галактике $-0.25 \text{ cosec } |b^{\text{II}}|$. Абсолютные величины кратных галактик отмечены звездочкой.

Таблица 1

N	m_p	z	$\bar{B}$	Интенсивность эмиссионных линий			M_p
				[S II] $\lambda\lambda$ 6717, 31	[N II] $\lambda\lambda$ 6548/83	H α	
1	2	3	4	5	6	7	8
359	14.8	-0.001	21.9	—	w	u'	(-15.0)
366	15.4	0.020	21.7	u'	w	u'	-19.4
368	13.4	0.002	21.3	u'	u'	m	-16.4
376	15.3	0.001	21.9	—	—	u'	(-14.5)
377	15.4	0.025	21.5	u'	w	s	-19.9
394	14.8	0.015	21.8	u'	w	u'	-19.3
407	15.0	0.028	21.3	—	—	u'	-20.5
409	15.2	0.021	22.0	m	m	s	-19.7
421	15.4	0.058	21.7	w	—	m	-21.7
444	13.4	0.020	21.5	—	w	m	-21.4
446	15.4	0.062	21.3	—	—	u'	-21.8
450	14.2	0.013	21.3	—	u'	m	-19.6
470	15.2	0.056	21.8	u'	—	u'	-21.9
478	14.0	0.006	22.0	w	w	m	-18.2
491	15.2	0.031	21.5	u'	w	m	-20.6
492	13.3	0.014	21.2	u'	w	m	-20.9
497	13.6	0.007	21.7	u'	w	s	-19.0
504	14.3	0.029	21.8	—	m	s	-21.4*
507	15.2	0.007	21.9	—	w	w	-17.4
509	15.4	0.032	21.4	—	m	m	-20.5
513	14.3	0.041	22.0	—	—	m	-22.2
515	14.8	0.039	21.4	u'	w	w	-21.6
521	15.4	0.026	21.9	—	—	w	-20.2
522	15.0	0.030	21.8	u'	—	w	-20.9

1	2	3	4	5	6	7	8
523	15.5	0.018	21.6	—	—	ш	—19.3
526	14.8	0.026	21.9	—	ш	ш	—20.9
527	15.0	0.006	22.0	—	ш	ш	—17.4
528	15.5	0.025	21.9	—	ш	ш	—20.0
532	14.0	0.003	21.6	ш	т	т	—16.1
534	13.9	0.017	22.0	ш	т	ш	—20.8
535	15.0	0.020	21.7	—	ш	т	—20.2
537	14.8	0.023	22.0	—	т	ш	—20.7°
538	15.4	0.019	21.9	—	т	ш	—19.7

359. Эллиптическая галактика [10] со слабыми H_α и [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83. Поскольку красное смещение отрицательно, то абсолютная величина вычислена в предположении, что расстояние галактики равно 8 Мпс, т. е. радиусу сферы, делящей на равные части объем шара, соответствующего минимальному красному смещению, при котором применим закон Хаббла. Это же расстояние приписано и другим объектам с $z < 0.002$.

366. Эллиптической формы компактная галактика со слабым H_α . Линии H_α , [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31 слабы и диффузны.

368. Спиральная галактика [11] с умеренной интенсивности диффузной H_α и слабыми дублетами [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31.

376. Компактный объект со слабой красной оболочкой. В спектре наблюдались лишь слабая диффузная H_α .

377. Очень компактный голубой объект, возможно двойной. В спектре наблюдались сильная H_α и слабые дублеты [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31.

394. Голубой эллиптический объект со слабыми H_α , [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31.

407. Симметричный красный объект с оболочкой и слабым спутником. Спектр содержит слабую H_α .

409. Компактный эллиптический объект с сильной H_α и умеренной интенсивности дублетами [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31.

421. Очень компактный объект со слабой красной оболочкой. Ширина умеренной интенсивности H_α явно превосходит инструментальную. Возможно присутствие слабо выраженных спектральных особенностей ядер сейфертовских галактик.

444. Пекулярная спираль [10] с умеренной интенсивности диффузной H_α и слабым дублетом [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83.

446. Компактный эллиптический объект со слабой H_α .

450. Компактный голубой эллиптический объект с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83.

470. Северный компонент пары Holmberg № 693. В спектре южного компонента этой системы, также входящего в список [1] (№ 469), линии не обнаружены. В спектре же северного наблюдались слабые H_α и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31.

478. Эллиптической формы компактная галактика с умеренной интенсивности H_α и слабыми [NII] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31.

491. Крайне компактная эллиптической формы галактика с красной оболочкой. В спектре наблюдались умеренной интенсивности H_α и слабые $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.

492. Яркая спиральная галактика с перемычкой. Ранее наблюдалась Т. Пейджем [12], обнаружившим эмиссионные линии. Нами наблюдались умеренной интенсивности H_α и слабые $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6717/31 с красным смещением, хорошо согласующимся с приведенным в [12].

497. Компактный объект с несимметричной красной оболочкой. В спектре содержатся сильная H_α и слабые $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.

504. Группа, состоящая из двух или трех голубых галактик. Ранее лучевая скорость была измерена Дж. Чинкарини и Г. Дж. Рудом [13], наблюдавшими эмиссионные H_α и λ 3727. Наше определение красного смещения по сильной H_α и умеренной интенсивности $[NII]$ λ 6548 хорошо согласуется со значением, приведенным в [13].

507. Голубой эллиптический объект с выбросами в направлениях большой оси. В спектре наблюдались слабые H_α и $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.

509. Компактный эллиптический объект с умеренной интенсивности H_α и $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.

513. Ранняя спираль с перемычкой [10]. В спектре наблюдалась лишь слабая H_α .

515. Компактная эллиптическая галактика с гало. В спектре имеются слабые диффузные H_α , $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и $[SII]$ 6717/31.

521. Компактный красный объект со слабой протяженной оболочкой и расположенным в 0,6 к востоку слабым спутником. Спектр самого объекта без эмиссионных линий, но в спектре спутника имеется слабая H_α с приведенным в таблице красным смещением. Абсолютная величина вычислена в предположении, что объект № 521 имеет то же красное смещение.

522. Эллиптическая галактика со слабыми H_α и $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6717/31. На спектре, полученном в мае 1974 года, H_α сильно диффузна. Полагая, что объект может иметь слабо выраженные особенности ядер галактик Сейферта, мы получили его спектр и в сентябре. На осеннем спектре H_α кажется расщепленной и расстояние между компонентами $\sim 10-12$ Å. Представляются целесообразными наблюдения этой галактики с более высоким разрешением.

523. Очень компактный симметричный объект с красной оболочкой. В спектре имеются слабые H_α и $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6717/31. В этой галактике ширина H_α также превосходит инструментальную.

526. Компактный голубой эллиптический объект с сильной H_α и слабым $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.

527. Очень компактный голубой объект. В спектре присутствуют слабые H_α и $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.

528. Очень компактный объект с оболочкой. В спектре наблюдались слабые H_α и $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.

532. Очень компактный голубой эллиптический объект с умеренной интенсивности H_α и $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и слабым дублетом $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.

534. Спиральная галактика [10] с сильной H_α , умеренной интенсивности $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и слабым дублетом $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83. Линии наклонны.

535. Компактный эллиптический объект с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом $[NII]$ $\lambda\lambda$ 6548/83. Линии наклонны.

537. Пара очень голубых галактик. В спектрах обоих компонент имеются сильная H_γ и умеренной интенсивности $[NII] \lambda\lambda 6548/83$ с одинаковыми красными смещениями.

538. Почти симметричный объект с оболочкой, в спектре которого имеются сильная H_γ и умеренной интенсивности $[NII] \lambda\lambda 6548/83$. Линии наклонны.

Кроме перечисленных объектов весной 1974 года наблюдались также галактики № 351, 360, 370, 379, 411, 412, 415, 416, 435, 455, 460, 469, 476, 493, 496, 498, 500, 503, 516, 519, 524. Таким образом, в спектрах более половины галактик высокой поверхностной яркости обнаружены эмиссионные линии водорода. Принимая во внимание, что относительное количество спиральных галактик среди рассмотренных объектов невелико ($\sim 50\%$), мы можем заключить, что доля объектов с эмиссионными линиями среди галактик высокой поверхностной яркости заметно превосходит относительное количество подобных объектов в случайно взятой выборке галактик.

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. I

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV

The results of spectral observations of 54 objects of the list [1] of galaxies of high surface brightness are presented. The emission lines are detected and redshifts are measured for 32 objects.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, неопубликовано.
2. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 10, 507, 1974.
3. Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрон. ж.*, 45, 705, 1968.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970; 8, 33, 177, 329, 1972; 9, 319, 325, 1973.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970; 7, 177, 1971.
6. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. I, 1961.
7. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. II, 1963.
8. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. III, 1966.
9. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. IV, 1968.
10. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, 1973.
11. E. Hubble, *Ap. J.*, 64, 321, 1926.
12. T. Page, *Ap. J.*, 159, 791, 1970.
13. G. Chincarini, H. J. Rood, A. J., 77, 4, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Р. А. ВАРДАНЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 19 июня 1974

Анализ наблюдательных данных показывает, что среди галактик Маркаряна примерно 20% галактик наблюдается в составе физических пар. Рассмотрение эффектов наблюдательной селекции приводит к заключению, что относительное число галактик, входящих в физические пары, среди галактик Маркаряна близко к единице. Сделан вывод о том, что большинство галактик проходит ультрафиолетовую стадию и возникает в составе пар.

В 1967—1973 гг. Б. Е. Маркарян опубликовал списки галактик с ультрафиолетовым избытком [1—6]. Последующие исследования этих галактик, выполненные Б. Е. Маркаряном и другими авторами, показали, что ультрафиолетовый избыток, по крайней мере в значительной части этих галактик, связан с активностью их ядер — явлением, представление о котором было введено В. А. Амбарцумяном [7]. Согласно В. А. Амбарцумяну, активность галактических ядер имеет космогонический характер, то есть связана с образованием новых галактик, которые возникают путем отделения фрагментов ядер уже существующих галактик или же с образованием новых структурных деталей у последних. В этом случае галактики Маркаряна, в которых ультрафиолетовый избыток свидетельствует о продолжающейся или недавней активности их ядер, могут обладать рядом кинематических и морфологических особенностей. И действительно, в [8] было показано, что галактики Маркаряна могут входить в системы с положительной полной энергией. Кроме этого, имеющиеся в настоящее время статистические данные, систематизированные в табл. 1 (галактики Маркаряна, составляющие пары, входящие в группировки, имеющие выбросы или спутники), позволяют сделать следующие выводы.

Таблица 1

№ (М)	№ (В. В.)	№ (К)	№ (М)	№ (В. В.)	№ (К)
2	6—5—44		92°		
7) 8)	12—7—41	135	107°		
			108°		
12) 11°)			109		198
13	10—12—17		110°		
19°	10—13—71		111	12—9—49	203
20°) 105)			116°		
21°			117°		
22°			118°		
23) 128)			121°) 122°)	12—10—1	
			123°		
26) 27) 28)			124°		
			131	9—17—7	
30°) 31°)			133	12—10—15	
35°			138°		
37°			140°		
			147°		
38°) 39)	9—19—34 9—19—35		148°		
40°			152) 154)		
44°			153°		
46°			156) 157)		
47°			159°		258
49°	1—31—50		161°		
54°	6—28—44		168°		
56) 57)			169) 171°)	10—17—2, 3	288
59°	6—29—3	362	176°	9—19—111	
60°			178°		
61°			181) 182)		
66°			188	9—19—189	
68°			194°) 196)		
71	12—7—40	133	199°		
74°) 75)			201	7—20—119	
86°	8—15—50		203	7—25—55	
87		160			
90) 91)					

Таблица 1 (продолжение)

№ (М)	№ (В. В.)	№ (К)	№ (М)	№ (В. В.)	№ (К)
209° 210)	8-23-35		319 320) 323)		581
211) 212)	8-23-38, 39	340	325) 326)	4-55-14 4-55-15	584 584
219°			330°		
220° 221)	9-21-34 9-21-33	354 354	331°	3-60-36	593
230	10-19-4		333°	5- 1-24	602
231) 232)	10-19-6		334	4- 1-13	
236° 238°			338) 339)		
239) 240) 242)	9-22-2, 3 9-22-4		341° 348	4- 2-34 5- 3- 8	13
248°	8-24-95	368	355) 356)		
251°			357°		
257		376	360) 361)		
261) 262)			365°		
266		388	367°		
271	9-22-101, 102	390	373°		
273°	9-23-4		383	7-18- 8	
275	5-33-2		386	4-20-26	
277°			390°		
280°			395°		
283°			397) 398)		
287°			401	5-23-5	
288	12-14-13		403	4-23-24	
289°			404) 405)		210
294			411°		
295) 296°)			414°	6-23- 1	226
297°	4-38-22		420) 421°)		
298°	3-41-104		427°		
305° 306°)			432°	5-28-60	
308	3-57-31		435°		
309°			441°		
313			450°	6-29-65	
314)	3-58-24				
318	2-59-19				

Таблица 1 (продолжение)

№ (М)	№ (В. В.)	№ (К)	№ (М)	№ (В. В.)	№ (К)
451)		373	499)		
452)			500)		
454	5-32-20		503*		
455*	5-32-34		504	5-40-26	
456*	6-30-32		506*	5-41-11	510
461	6-30-85		510)		
463*			511)		
465)			520	2-56-5	
466)	6-31-44		522)		
467*			312)		
474*	8-27-3		534	0-59-46	
477*			538		587
479	3-38-55	444	547	0- 2-4	6
480*	7-31-30	454	551		11
481)			566)		
482)			567)		
483*			578)		
489*	7-32-49	471	579)		
491	7-33-1		582	0- 6-10	47
494*	5-38-8, 9		588		59
496*	9-26- 64	485	593	2- 7-9	
			596	1- 7-25	
			597	3- 8-7	

* В первом столбце приводятся номера галактик по [1-6], во втором — по [9-11], в третьем — по [12-13]. Используются следующие обозначения:) — вероятные пары, установленные в настоящей работе,)) — вероятные пары, отмеченные ранее в [8]. * — галактики, имеющие выбросы, спутники, составляющие пары или входящие в группировки по Маркаряну [1-6].

1. Галактики Маркаряна чаще, чем другие галактики, входят в кратные системы, имеют выбросы и спутники. Этими особенностями обладает половина галактик Маркаряна. Для сравнения отметим, что в Морфологическом каталоге Б. А. Воронцова-Вельяминова [9-11] эти особенности отмечаются только у 10% всех галактик. Если к тому же учесть, что галактики Маркаряна в среднем слабее галактик каталога Воронцова-Вельяминова, то это различие в проценте пекулярных галактик в действительности еще больше. Это видно из зависимости относительного количества x пекулярных галактик Маркаряна от видимой звездной величины (табл. 2).

Таблица 2

Δmrg	<14	14—14.5	15—15.5	16—16.5	17—17.5
x	0.45	0.41	0.35	0.34	0.32

2. Согласно табл. 1, из всех галактик, содержащихся в 6-и списках Маркаряна, 34 галактики входят также в каталог изолированных пар галактик [12]. В то же время только 11 галактик из 6-и списков Маркаряна попадают и в каталог изолированных галактик [13]. Поскольку плотность изолированных галактик только в полтора раза больше плотности изолированных пар каталога [12], то, следовательно, изолированные галактики имеют примерно в два раза меньшую вероятность проявлять ультрафиолетовый избыток, чем галактики, входящие в изолированные пары.

Приведенные выше соображения, свидетельствующие о тесной связи ультрафиолетового избытка с космогонической активностью галактических ядер, имели качественный характер. Теперь же мы приведем некоторые количественные оценки, имеющие отношение к рассматриваемому вопросу.

Продолжительность ультрафиолетовой стадии. Как видно из рис. 1, имеется определенная положительная корреляция между разностью лучевых скоростей и проекцией взаимного расстояния галактик, входящих в тесные пары с близкими значениями лучевых скоростей компонентов. В частности, из рис. 1 следует, что большие скорости разлета компонентов наблюдаются только в тех парах, в

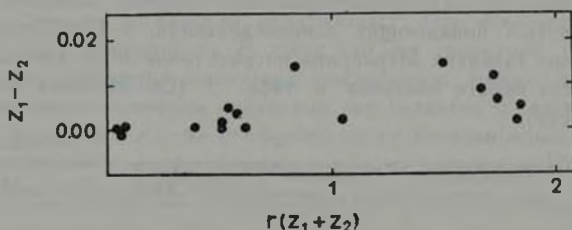


Рис. 1. Диаграмма разность красных смещений — угловое расстояние для тех пар галактик Маркаряна, в которых взаимное расстояние компонент не превышает 1° , которых велики расстояния между компонентами. Причину этой корреляции выяснить нетрудно. Действительно, воспользуемся очевидным соотношением:

$$\Delta v_r = \frac{1}{r} l_1 \operatorname{ctg} \varphi, \quad (1)$$

где τ — время, прошедшее с момента начала разлета, φ — угол, обра-

зованный направлением разлета с лучом зрения, Δv_r — разность лучевых скоростей галактик, l_1 — проекция расстояния между ними на небесную сферу.

Если определить τ_0 из равенства

$$\frac{\int_{\tau_0}^{\pi/2} \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta} = 0.9, \quad (2)$$

то с вероятностью, равной 0.9, имеем, что $\text{ctg } \tau$ при случайном распределении направлений разлёта будет меньше или равен $\text{ctg } 25^\circ$. Следовательно, из (1) получаем неравенство, которое должно выполняться для 90% пар галактик: $\Delta v_r / l_1 \leq \text{ctg } 25^\circ / \tau$.

С другой стороны, из рис. 1 можно найти, что для подавляющего большинства пар галактик выполняется условие $\Delta v_r / l_1 \leq 3 \cdot 10^{-9}$. Таким образом $\text{ctg } \varphi_0 / \tau \approx 3 \cdot 10^{-9}$ и среднее время τ пребывания галактик в ультрафиолетовой стадии, полученное из статистики пар этих галактик, оказывается порядка $(0.5 - 1.0) 10^9$ лет.

Относительное число физически связанных галактик среди галактик Маркаряна. Рассмотрим теперь распределение галактик Маркаряна в областях, выбранных таким образом, что центром каждой такой области является одна из галактик Маркаряна. Можно выделить 445 таких областей, представляющих собой кружки радиусом в 1 градус и полностью попадающих в исследованную в [1-6] часть неба. Распределение галактик Маркаряна по расстояниям до центра во всех этих областях вместе показано в табл. 3. (Обозначения поясняются ниже в тексте).

Таблица 3

r ()	Наблюдаемое число галактик	Ожидаемое число галактик	$2\pi r \Delta r(Fr)$	P_0	$\lambda F/F$
0-10	27	3	0.054	0.90	0.23
10-20	31	8	0.052	0.74	0.27
20-30	41	15	0.061	0.66	0.27
30-40	41	18	0.049	0.53	0.34
40-50	32	24	0.021	0.28	0.66
50-60	30	29	—	—	—

Как видно из этой таблицы, имеется существенное увеличение плотности галактик к центру областей. Это отклонение от случайного

распределения свидетельствует о физической связи некоторых галактик. Вычитая из наблюдаемых значений плотности галактик Маркаряна их среднюю плотность, составляющую примерно 0.07 град^{-2} , получим плотность $F(r)$ физически связанных галактик. Далее, умножая эти значения плотности на величины площадей соответствующих областей, получим среднее число физически связанных галактик, приходящихся на каждую галактику. Наконец, суммируя эти значения по всей площади в пределах одного градуса, находим, что около сотни, то есть примерно 20% всех галактик Маркаряна обнаруживают отклонения от случайного распределения, свидетельствующие о физической связи между ними.

Точность определения относительного числа галактик, входящих в физически связанные системы в интервале расстояний Δr , можно найти по формуле

$$\frac{\delta F}{F} = \frac{[\sigma^2(n_1 + n_2) + \sigma^2(n_2)]^{1/2}}{n_2}, \quad (3)$$

где n_1 — число одиночных галактик, а n_2 — число галактик, входящих в физически связанные системы с расстоянием компонент от r до $r + \Delta r$, σ — среднеквадратичное отклонение числа галактик.

Используя соотношение $\sigma(n) \approx \sqrt{n}$, из уравнения (4) находим

$$\frac{\delta F}{F} = \frac{\sqrt{2n_1 + n_2}}{n_2}. \quad (4)$$

Вычисленные по этой формуле значения $\delta F/F$ приводятся в табл. 3.

Возможность выявления конкретных пар физически связанных галактик. Вероятность P_0 того, что две галактики с взаимным расстоянием r являются физически связанными, можно оценить как отношение числа физически связанных пар галактик с взаимным расстоянием между r и $r + \Delta r$ к общему числу всевозможных пар галактик с расстояниями, заключенными в том же интервале. Применяя это к галактикам Маркаряна, находим

$$P_0 \approx \frac{F(r)}{F(r) + \rho}, \quad (5)$$

где ρ — плотность фона случайно распределенных галактик, $F(r)$ — плотность галактик на расстоянии r от начала координат, совпадающего с одной из галактик и составляющих пару с этой галактикой. Значения P_0 , вычисленные по этой формуле, приводятся в табл. 3. Эти оценки показывают, что среди пар галактик с взаимным расстоянием до $20'$ более 70% являются физическими парами. Поэтому такие пары особо отмечены нами в табл. 1 как вероятные физические пары.

Дополнительным аргументом в пользу наличия физической связи галактик, входящих в такие пары, является близость лучевых скоростей галактик в большинстве этих пар.

Распределение физических пар по расстояниям между компонентами и по скорости разлета компонент. Распределение физических пар по проекциям расстояний между их компонентами на небесную сферу показано на рис. 2. Используя это распределение, можно перейти к распределению пар по расстояниям между компонентами. Для этого используем известное соотношение [14]:

$$f(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\sqrt{R^2 - r^2}} \Phi(\sqrt{r^2 + z^2}) dz, \quad (6)$$

где $\Phi(r) = -(1/2) (dF(r)/dr)$, а $F(r)$ и $f(r)$ представляют собой, соответственно, плоское и пространственное распределения пар по расстояниям между компонентами.

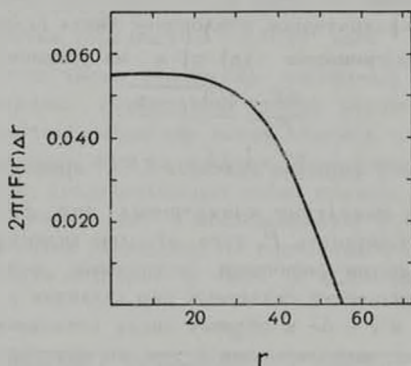


Рис. 2. Распределение физических пар галактик по проекциям расстояний на небесную сферу.

Используя полученную выше зависимость $F(r)$ и выполняя в (6) численное интегрирование, находим зависимость $f(r)$. Эта зависимость показана на рис. 3. Отметим, что завал при малых r скорее всего имеет случайный характер, связанный с большим разбросом точек на рис. 2.

Далее, имея распределение $f(r)$, можно найти распределение пар по линейным расстояниям l компонент между ними. Однако, ввиду недостаточной точности исходного распределения пар по угловым расстояниям между компонентами, мы ограничимся тем, что оценим сред-

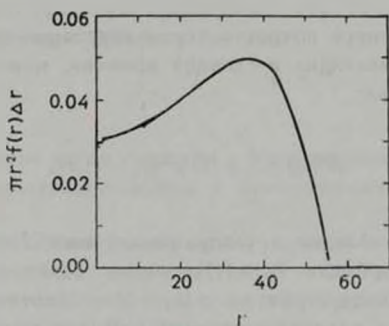


Рис. 3. Распределение физических пар галактик по угловым расстояниям, исправленным за эффект проекции.

нее расстояние l между компонентами физических пар, принимая $r \approx l/R_0$, в зависимости $f(r)$, где $R_0 \approx 100$ Мпс — это расстояние, которому соответствует наибольшее число галактик на единичный интервал расстояний. Оказывается, что среднее расстояние $\bar{l}$ между компонентами физических пар составляет примерно 1 Мпс. Аналогичным образом, полагая $\bar{l} \approx \bar{v}\tau$, где $\tau \approx (0.5 - 1.0) 10^9$ лет, получаем среднюю скорость разлета компонент $\bar{v} \approx 10^3$ км/сек.

Относительное число галактик, возникших в составе пар, среди галактик Маркаряна. Выше было установлено, что примерно 20% галактик с ультрафиолетовым избытком наблюдаются в физических парах. Однако нетрудно видеть, что за счет эффекта наблюдательной селекции это значение меньше относительного числа галактик с ультрафиолетовым избытком, входящих в физические пары. Действительно, рассмотрим пары галактик, имеющих абсолютные величины M , и $M + \Delta M$. При наблюдениях с предельной видимой величиной m часть этих галактик, а именно те из них, пары которых окажутся вне „доступного“ объема V , будут наблюдаться одиночными. При этом отношение числа наблюдаемых пар к действительному числу пар будет равно

$$C \approx \frac{V(M + \Delta M)}{V(M)} \approx 10^{-0.6 \Delta M}. \quad (7)$$

Из приведенных в табл. 1 данных следует, что $\overline{\Delta M} \geq 0.7$. Подставляя это значение вместо ΔM в (7), получаем, что $C \leq 0.4$. Таким образом, можно считать, что истинное относительное количество физических пар среди галактик Маркаряна по крайней мере в 2.5 раза больше их наблюдаемого относительного количества и составляет не менее 50%.

Рассмотрим теперь вопрос о темпе генерации пар галактик. Количество пар, возникающих в единицу времени, можно найти, вообще говоря, из уравнения:

$$N(t_0) = \int_0^{t_0} n(t) p(t_0 - t) dt, \quad (8)$$

где $N(t_0)$ — число галактик с ультрафиолетовым избытком, входящих в пары в момент времени t_0 , $n(t)$ — число галактик, возникающих в составе пар в единицу времени, $p(t_0 - t)$ — относительная доля галактик, сохранивших ультрафиолетовый избыток по истечении времени $t_0 - t$, среди всех галактик, образовавшихся с ультрафиолетовым избытком в момент t .

Представим функцию $p(t)$ в виде экспоненты:

$$p(t) = \exp(-at). \quad (9)$$

Подставим выражение (9) в (8) и, полагая $n(t) = \text{const}$, находим

$$N(t_0) = \frac{n}{2a}. \quad (10)$$

В то же время общее число галактик, возникших в составе пар и имеющих в момент t_0 ультрафиолетовый избыток, равно

$$N_0(t_0) = \int_0^{t_0} n(t) P(t_0 - t) dt = \frac{n}{a}. \quad (11)$$

Сравнение (10) и (11) показывает, что в составе пар возникли не только наблюдающиеся сейчас парными галактики, но и еще такое же количество галактик, наблюдающихся в настоящее время одиночными. Это заставляет нас сделать вывод, что все, или почти все галактики с ультрафиолетовым избытком начинали свое существование в составе пар, однако из-за указанных выше наблюдательных эффектов в составе пар наблюдается в настоящее время только 20% этих галактик.

Относительное число галактик, прошедших ультрафиолетовую стадию в составе пар. Полученные выше оценки дают основание для следующего заключения. Если считать, что за космологическое время $T = 10^{10}$ лет темп образования галактик с ультрафиолетовым избытком был таким же, как в последние $10^5 - 10^9$ лет, то относительное число галактик, прошедших эту стадию когда-либо в течение космологического времени, составит

$$P \approx \frac{T}{\tau} \gamma, \quad (12)$$

где γ — относительное число галактик с ультрафиолетовым избытком, наблюдающихся в настоящее время, а τ — продолжительность ультрафиолетовой стадии.

Подставляя в (12) найденное выше значение τ и полагая, согласно [15, 16], $\gamma = 0.05 - 0.10$, получаем, что $P \approx 1$. Таким образом, можно сделать вывод, что большинство галактик прошли в свое время ультрафиолетовую стадию. Кроме этого, поскольку выше было установлено, что ультрафиолетовый избыток всегда или почти всегда связан с образованием пары галактик, то оказывается, что большинство наблюдающихся в настоящее время галактик образовалось в составе пар.

Выводы. 1. Среди галактик Маркаряна примерно 20% наблюдается в составе физических пар.

2. Средняя продолжительность ультрафиолетовой стадии галактик порядка $(0.5 - 1.0) \cdot 10^9$ лет, средняя скорость разлета компонент в парах $\bar{v} \approx 10^3$ км/сек, среднее расстояние между компонентами $\bar{l} \approx 1$ Мпс.

3. Относительное число галактик, входящих в физические пары, среди галактик Маркаряна близко к единице.

4. Большинство галактик проходит ультрафиолетовую стадию и возникает в составе пар.

В заключение приносим глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за многочисленные обсуждения и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SOME PROPERTIES OF MARKARIAN GALAXIES

R. A. VARDANIAN, Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

The consideration of observational facts shows that about 20% of Markarian galaxies are composed of physical pairs. The analysis of the effects of observational selection suggests that among Markarian galaxies the relative number of galaxies in physical pairs is close to 1. It is concluded that most of the galaxies are formed in pairs and pass an ultraviolet stage.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
6. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 9, 487, 1973.
7. В. А. Амбарцумян, *Проблемы эволюции Вселенной*, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968.
8. J. Heldmann A. T. Kalloghlian, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Труды ГАИШ*, 33, 1963.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Труды ГАИШ*, 34, 1964.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Труды ГАИШ*, 34, 1968.
12. И. Д. Караченцев, *Сообщ. САО*, 7, 3, 1972.
13. В. Е. Караченцев, *Сообщ. САО*, 8, 3, 1973.
14. Л. П. Паренато, *Курс звездной астрономии*, ГИТТЛ, М., 1954.
15. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 186, 433, 1973.
16. М. А. Аракелян, *Астрон. ж.* 51, 730, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ КВАЗАРА PHL 5200

С. И. ГРАЧЕВ, В. П. ГРИНИН

Поступила 18 сентября 1974

На основе модификации метода Соболева рассчитаны профили спектральных линий, образующихся при резонансном рассеянии в протяженной расширяющейся оболочке, окружающей источник непрерывного спектра. В отличие от более ранних работ, посвященных интерпретации профилей линий в спектре квазара PHL 5200, предполагается, что скорость расширения оболочки убывает наружу. Это позволяет достигнуть лучшего согласия между теорией и наблюдениями. Если считать, что торможение оболочки обусловлено только притяжением ядра, то при радиусе 5 лс его масса оказывается равной $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$.

1. *Введение.* Как известно, спектр квазара PHL 5200 не похож ни на один из имеющихся спектров квазаров и содержит сильные и очень широкие (до 50 Å) эмиссионные линии, отождествленные Линдсом [1] с резонансными дублетами CIV, SiIV, NV и линией L_{α} . С коротковолновой стороны к эмиссионным линиям примыкают такие же широкие абсорбционные полосы (рис. 1). Интересными особенностями профилей линий являются исключительно резкий, практически скачкообразный переход от эмиссии к абсорбции и примерное равенство эквивалентных ширин эмиссионных и абсорбционных компонентов.

В последнее время Скэрглом, Кэрроффом и Нордлингером [2], Люси [3] и Ван-Блеркомом [4] были предприняты попытки количественной интерпретации указанных профилей. Основные предположения, сделанные в работах [2—4], сводятся к следующему: 1) линии образуются в процессе рассеяния излучения ядра квазара в непрерывном спектре веществом оболочки, 2) оболочка квазара сферически симметрична, 3) интенсивность излучения ядра не зависит от частоты в

пределах линии, 4) вероятность выживания фотона при однократном рассеянии равна единице, 5) скорость расширения оболочки v направлена по радиусу и диапазон ее изменения в оболочке значительно превышает тепловую (или турбулентную) скорость u . 6) скорость расширения v растет наружу. В [3] и [4] предполагалось также, что рассеяние фотона элементарным объемом происходит изотропно и с полным персраспределением по частотам (в [3] дополнительно рассматривалось рассеяние без изменения частоты), а в [2] (детали расчетов см. в [5]) использовалась точная функция перераспределения по частотам и углам. Вычисленные в [2] профили эмиссионных компонентов линий довольно хорошо согласуются с наблюдениями. Этого, однако,

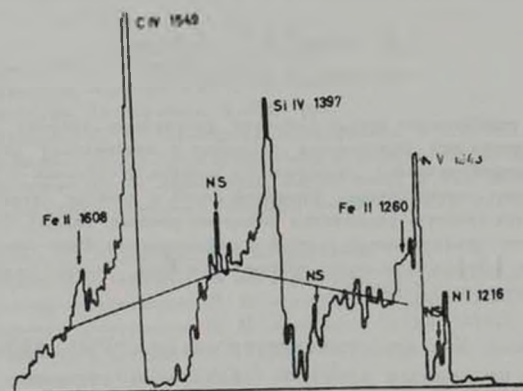


Рис. 1. Спектр квазара PHL 5200, заимствованный из работы [2]. Штриховая линия обозначает уровень непрерывного спектра.

нельзя сказать о профилях абсорбционных компонентов линий C IV и NV, поскольку минимум остаточной интенсивности достигается не в окрестности скачка, как это наблюдается, а вблизи центра или коротковолновой границы полосы поглощения (рис. 5). Что касается профилей, полученных в [3] и [4], то они отличаются от рассчитанных в [2] главным образом высотой эмиссионного пика $F_{\max}$: величина $F_{\max}$ приблизительно в 3 раза меньше, чем в [2]. Это расхождение частично обусловлено игнорированием в [2] эффекта экранирования части оболочки ядром, что приводит согласно [3] к завышению $F_{\max}$ в 1.5–2 раза. Другой причиной являются различия в принятых в [2] и [3] зависимостях от расстояния скорости расширения оболочки и коэффициента поглощения. Для устранения различия между теоре-

тическими и наблюдаемыми значениями $F_{\max}$ в [3] было принято, что вблизи ядра имеется геометрически тонкий слой газа, дающий вклад в эмиссию CIV вследствие рекомбинаций $CV \rightarrow CIV$. При этом трудности объяснения полосы поглощения остаются.

Таким образом, авторам работ [2–4] не удалось удовлетворительно объяснить особенности абсорбционных компонентов линий CIV и NV, наблюдаемых в спектре квазара PHL 5200, и, в частности, скачок интенсивности при переходе от эмиссии к абсорбции.

В нашей работе показано, что путем изменения предполагаемой кинематики оболочки можно добиться лучшего, чем в [2–4], согласия с наблюдениями. Мы считаем в дальнейшем, что условия 1–5, указанные выше, выполнены, а скорость расширения оболочки v не растет наружу, как предполагалось в [2–4] а убывает, причем убывает по закону

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{r} \right)^{1/\alpha}, \quad (1)$$

где $r = R/R_*$ — расстояние от центра оболочки, выраженное в радиусах ядра R_* , $\gamma = v_{\infty}/v_0$, v_0 и v_{∞} — скорости расширения оболочки при $r = 1$ и $r = \infty$, соответственно, α — параметр. Значение параметра $\alpha = 2$ соответствует торможению вещества оболочки в поле тяготения ядра.

2. *Степень возбуждения атомов в оболочке.* Будем (в дополнение к условиям 1–5) считать, что рассеяние излучения элементарным объемом происходит изотропно и с полным перераспределением по частотам. Введем функцию источников $S(r)$:

$$S(r) = \frac{A}{4\pi} \frac{A_{21} h \nu_{12}}{k_{12}} \frac{n_2(r)}{n_1(r)}, \quad (2)$$

где n_1 и n_2 — концентрации атомов в основном и возбужденном состояниях соответственно, $k_{12} n_1$ — коэффициент поглощения в центре линии,

$A = 1 \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx$ — нормировочная постоянная ($\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения ($\alpha(0) = 1$), $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ — безразмерная частота).

При указанных выше предположениях функция источников $S(r)$ удовлетворяет уравнению

$$S(r) = \frac{A}{4\pi} \int_V \frac{S(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \frac{d\vec{r}'}{l(r')} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \alpha(x + v_{\vec{s}}) \times \quad (3)$$

$$\times \exp \left[- \int_0^s (x + v_{\vec{s}}) \frac{ds'}{l(s')} \right] dx + g(r),$$

где

$$g(r) = \frac{A}{4\pi} \int_{\Omega} I_*(\eta) d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \exp \left[- \int_0^s \alpha(x + v_{\vec{s}}) \frac{ds}{l(s)} \right] dx. \quad (4)$$

Здесь $l(r) = 1/n_1(r) k_{12}$ — средняя длина свободного пробега фотона в центре линии, $\vec{s} = \vec{r}' - \vec{r}$, $s = |\vec{s}|$, $v_{\vec{s}} = (\vec{v} \cdot \vec{s})/s$ ($\vec{v}$ — скорость относи-

тельного движения точек $\vec{r}$ и $\vec{r}'$, выраженная в единицах тепловой (или турбулентной) скорости u), v — объем, занимаемый оболочкой, $I_*(\eta)$ — интенсивность излучения на поверхности ядра, идущего под углом $\arccos \eta$ к нормали к поверхности, Ω — область телесных углов, под которыми из точки $\vec{r}$ видна поверхность ядра.

Согласно теории В. В. Соболева [6, 7] движущихся оболочек звезд в случае, когда тепловая (или турбулентная) скорость в оболочке значительно меньше скорости дифференциального движения, степень возбуждения атомов в данной точке определяется в основном ее ближайшей окрестностью, где

$$|v_{\vec{s}}| < 1. \quad (5)$$

Дело в том, что для частей оболочки, расположенных вне окрестности (5), сдвиг частоты, обусловленный дифференциальным движением, больше полуширины профиля коэффициента поглощения, и поэтому их излучение слабо поглощается в данной точке. Тогда интегрирование по всему объему оболочки в (3) можно приближенно заменить интегрированием по окрестности (5) точки $\vec{r}$, где

$$S(r') \approx S(r); \quad l(s') \approx l(r) \text{ и } v_{\vec{s}} \approx s\psi(\mu, r). \quad (6)$$

Здесь $\mu = \cos \theta$ — косинус угла между векторами $\vec{s}$ и $\vec{r}$,

$$\psi(\mu, r) \equiv \frac{\partial v_{\vec{s}}}{\partial s} = \mu^2 \frac{dv}{dr} + (1 - \mu^2) \frac{v}{r}. \quad (7)$$

С учетом линейного представления (6) для v_* условие (5) принимает вид

$$s|\psi(\mu, r)| < 1. \quad (8)$$

Оказывается, что в случае оболочки с $dv/dr < 0$ наряду с окрестностью (8) вклад в фотовозбуждение в точке r дают также отдаленные части оболочки, лучевые скорости которых относительно точки r равны нулю. Поверхность нулевых лучей скоростей ($v_* = 0$) (в дальнейшем для краткости мы будем называть ее s -поверхностью) представляет собой фигуру вращения относительно вектора $\vec{r}$ кривой, определяемой уравнением

$$\mu v(r) = \mu' v(r'), \quad (9)$$

где $\mu = \cos\theta$, $\mu' = \cos\theta'$ (см. рис. 2). Легко убедиться, что решение этого уравнения существует лишь при $dv/dr < 0$. Кривая начинается на поверхности ядра, проходит через точку r и уходит на бесконечность при $r \rightarrow \infty$, асимптотически приближаясь к прямой линии, образующей

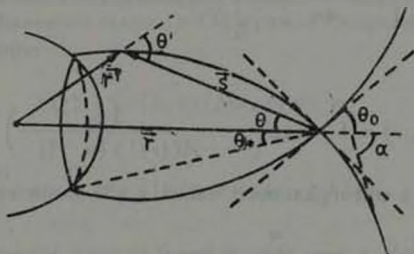


Рис. 2. Сечение поверхности нулевых лучевых скоростей, определяемой уравнением (9) (см. в тексте).

угол $\alpha = \arccos(v_*/v)$ с вектором $\vec{r}$. Из (9) следует, что $\mu_0 = \cos\theta_0$ — косинус угла, под которым s -поверхность пересекает вектор $\vec{r}$, есть корень уравнения

$$\psi(\mu, r) = 0. \quad (10)$$

Часть поверхности ядра, ограниченная s -поверхностью, видна из точки r под углом $2\theta_*$ (см. рис. 2). Косинус угла θ_* находится из уравнения (9) при $r' = 1$:

$$\mu_* = \cos \theta_* = \sqrt{\frac{r^2 - 1}{r^2 - (v/v_0)^2}} \quad (11)$$

Таким образом, в случае оболочки с $dv/dr < 0$ интегральный член в уравнении (3) можно представить в виде суммы двух частей. Первая часть учитывает влияние на степень возбуждения окрестности (8) точки $\bar{r}$ и имеет вид

$$S(r) \frac{A}{4\pi l(r)} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \int_0^{1/l(\mu, r)} ds \int_{4\pi} \alpha(x + s\psi(\mu, r)) \times \\ \times \exp \left| - \frac{1}{l(r)} \int_0^s \alpha(x + s'\psi(\mu, r)) ds' \right| d\omega. \quad (12)$$

Так как расширение области интегрирования по s в выражении (12) мало изменяет его величину, то верхний предел в интеграле по s заменим на $+\infty$. Выполняя в (12) интегрирование по s и x , получим

$$S(r) \left[1 - \frac{A}{4\pi} l(r) \int_{4\pi} |\psi(\mu, r)| f(\mu, r) d\omega \right], \quad (13)$$

где

$$f(\mu, r) = 1 - \exp \left(- \frac{1}{Al(r) |\psi(\mu, r)|} \right). \quad (14)$$

Вторую часть интегрального члена в (3) запишем в виде

$$\frac{A}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \int_{1/l(\mu, r)}^{+\infty} \frac{ds'}{l(r')} \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') \alpha(x + v_s) \times \\ \times \exp \left| - \int_0^s \alpha(x + v_s) \frac{ds'}{l(s')} \right| d\omega, \quad (15)$$

где Ω_1 и Ω_2 — области телесных углов, под которыми видны из точки r соответственно внутренняя и внешняя части s -поверхности. Очевидно, что основной вклад в (15) дают области, в которых $|v_s| < 1$, т. е. области вблизи s -поверхности. Вынося в (15) за знак интеграла по s значение $S(r')$ на s -поверхности и интегрируя по s , имеем

$$\begin{aligned}
& \frac{A}{4\pi} \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \exp \left[- \int_0^{1/|\psi(\mu, r)|} \alpha(x + v_{s'}) \frac{ds}{l(s')} \right] \times \\
& \times \left(1 - \exp \left[- \int_{1/|\psi(\mu, r)|}^{+\infty} \alpha(x + v_{s'}) \frac{ds'}{l(s')} \right] \right) dx.
\end{aligned} \quad (16)$$

В интервалах, стоящих в показателях экспонент в (16), основную роль играет область, где $|v_s| < 1$. В первом интеграле эта область, есть окрестность точки r , а во втором — окрестность точки r' , находящейся на s -поверхности. Разложим в этих окрестностях величины $v_{s'}$ и $l(s')$ в ряд Тейлора по s' , подставим первые ненулевые члены разложений в указанные интегралы и заменим в первом интеграле верхний предел на $+\infty$, а во втором — нижний предел на $-\infty$. Интегрируя затем в (16) по x , получим

$$l(r) \frac{A}{4\pi} \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') |\psi(\mu, r)| f(\mu, r) f(\mu', r') d\omega, \quad (17)$$

где μ' и r' удовлетворяют уравнению s -поверхности (9).

Замена интегрального члена в (3) суммой выражений (13) и (17) приводит к уравнению

$$\begin{aligned}
& S(r) \int_{\Omega_1} |\psi(\mu, r)| f(\mu, r) d\omega = \\
& = \frac{4\pi g(r)}{Al(r)} + \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') |\psi(\mu, r)| f(\mu', r') f(\mu', r') d\omega,
\end{aligned} \quad (18)$$

определяющему степень возбуждения в оболочке с $dv/dr < 0$.

Уравнение (18) допускает упрощение, возникающее в тех случаях, когда

$$l(r) |\psi(\mu, r)| \equiv \frac{1}{n_1(r) k_{12}} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \ll 1. \quad (19)$$

Условие (19) означает, что разность скоростей в оболочке на расстояниях порядка $l(r)$ мала по сравнению с тепловой (или турбулентной) скоростью. Будем далее считать, что условие (19) выполнено. Тогда вместо (18) имеем

$$S(r) \int_{\Omega_1} |\psi(\mu, r)| d\omega = \int_{\Omega_1 + \Omega_2} S(r') |\psi(\mu, r)| d\omega + \frac{4\pi g(r)}{Al(r)}. \quad (20)$$

Приближенное решение уравнения (20) получается путем вынесения функции $S(r')$ за знак интеграла при $r' = r$:

$$S(r) = \frac{g(r)}{Al(r) \int_{4\pi - \Omega_1 - \Omega_2} |\psi(\mu, r)| \frac{d\omega}{4\pi}}. \quad (21)$$

Величина, стоящая в знаменателе (21), представляет собой вероятность выхода фотона из точки r за пределы оболочки без рассеяний по пути (В. В. Соболев [6, 7]). Здесь учтено то обстоятельство, что излучение, идущее из точки r и пересекающее s -поверхность, в силу условия (19) полностью поглощается в ней.

Величина $g(r)$ в (21) может быть произвольной. В рассматриваемом случае она дается выражением (4). Можно показать, что в том же приближении, в котором было получено уравнение (20) для $g(r)$ из (4) имеем

$$g(r) = \frac{A}{4\pi} l(r) \int_{\Omega_*} I_*(\gamma_i) |\psi(\mu, r)| d\omega, \quad (22)$$

где Ω_* — область телесных углов, под которыми из точки r видна часть поверхности ядра, не экранированная s -поверхностью. Подставляя (22) в (21), получим

$$S(r) = \frac{\int_{\Omega_*} I_*(\gamma_i) |\psi(\mu, r)| d\omega}{\int_{4\pi - \Omega_1 - \Omega_2} |\psi(\mu, r)| d\omega}. \quad (23)$$

Выясним ход степени возбуждения в оболочке при $r \gg 1$, $\gamma_i = v/v_0 \ll 1$ и $I_*(\gamma) = 1$. При $r \gg 1$ знаменатель в (23) имеет порядок v/r , а числитель — $(1 - \mu^2) \frac{dv}{dr} \sim 1/r^2 v^{2-1}$. Следовательно

$$S(r) \sim \frac{1}{r^2 v^2}. \quad (24)$$

При $1 \ll r \ll \gamma^{-2}$ согласно (1) $v \sim 1/r$, и из (24) $S(r) \sim 1/r^2$, а при $r \gg \gamma^{-2}$ движение происходит с почти постоянной скоростью $v \approx v_0$, и $S(r) \sim 1/r^2$. Более детальное рассмотрение показывает, что

$$S(r) \sim \begin{cases} \frac{1}{2\alpha r^2 (a + \gamma r^{1/\alpha})}, & 1 \ll r \ll \gamma^{-\alpha} \\ \frac{3}{2\alpha} \cdot \frac{1}{\gamma^\alpha r^3}, & r \gg \gamma^{-\alpha}, \end{cases} \quad (25)$$

где $a = (4\mu_0 - 2 + 1/\alpha)/3$ и $\mu_0 = (1 + 1/\alpha)^{-1/2}$.

3. *Поток излучения.* Рассуждая точно так же, как и при выводе уравнения (23), можно получить выражение для потока излучения оболочки в частоте $y = ux/v_0 = (v - v_0)c/v_0 v_0$:

$$H_s(y) = 2\pi \int_{p_s(y)}^{p_s(y)} S(r) p dp. \quad (26)$$

Здесь $p = r\sqrt{1-\mu^2}$, где μ — косинус угла между радиусом вектором $\vec{r}$ и направлением на наблюдателя. Интегрирование в (26) идет вдоль поверхности постоянных лучевых скоростей относительно наблюдателя, определяемой уравнением $v_s/v_0 = \mu v(r)/v_0 = y$. Используя (1), это уравнение можно привести к виду

$$r = \frac{(1 - \gamma^2) \mu^2}{y^2 - (\gamma \mu)^2}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что при $|y| > \gamma$ поверхности равных лучевых скоростей замкнуты, а при $|y| < \gamma$ нет. На рис. 3 приведены сечения по поверхностям равных лучевых скоростей для $\gamma = 0.3$ и $\alpha = 2$.

Исключая с помощью (27) зависимость от μ в выражении для p и переходя в (26) к интегрированию по r , получаем

$$H_s(y) = 2\pi \int_{r_1(y)}^{r_2(y)} S(r) \left| 1 - \frac{y^2}{v^2(r)} \left(1 - \frac{d \ln v(r)}{d \ln r} \right) \right| r dr. \quad (28)$$

Функции $r_1(y)$ и $r_2(y)$ можно найти, используя (27) и учитывая то, что для замкнутой поверхности $v_s = \text{const}$ в силу условия (19) излучение лишь ее внешней части (на рис. 3 она показана сплошной линией) достигает наблюдателя. Кроме того, при $y > 0$ соответствующие поверхности равных лучевых скоростей частично экранируются ядром квазара.

Рассмотрим качественно образование профиля линии. Если $|y| > \gamma$, то соответствующие поверхности $v_s/v_0 = \pm |y|$ замкнуты, и излучение лишь их внешних частей доходит до наблюдателя. Из рис. 3 видно,

что для частоты $-|y|$ (в „красном“ крыле линии) внешняя по отношению к наблюдателю часть поверхности $v_z/v_0 = -|y|$ начинается непосредственно вблизи ядра, а для частоты $|y|$ (в „синем“ крыле) — на некотором расстоянии от него. Так как степень возбуждения в оболочке убывает наружу, то „синее“ крыло эмиссионной линии должно быть менее интенсивным, чем „красное“ (исключение составляет интервал частот вблизи $y = -1$, для которых поверхности $v_z = \text{const}$ полностью экранируются ядром). Причем это различие возрастает при $y \rightarrow \gamma$. При переходе через значение $y = \gamma$ поверхности $v_z = \text{const}$ раскрываются и указанное различие исчезает. Следовательно, при $y = \gamma$ в профиле линии имеется скачок, тогда как переход через значение $y = -\gamma$ происходит непрерывным образом.

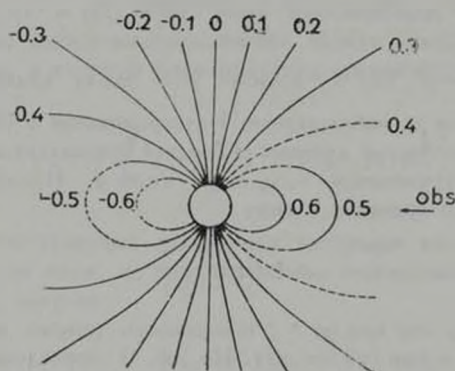


Рис. 3. Сечения поверхностей постоянных относительно наблюдателя лучевых скоростей, построенные согласно (27) при $\gamma = 0.3$, $\alpha = 2$ для ряда значений безразмерной частоты y (числа возле кривых).

Пользуясь результатами раздела 2, оценим высоту эмиссионного пика $H_s(0)$ при $I_*(\gamma) = 1$ и $\gamma \ll 1$

$$H_s(0) \simeq \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\alpha + \gamma}{\gamma(\alpha + 1)}. \quad (29)$$

Из (29) следует, что при объяснении больших наблюдаемых высот эмиссионного пика нет необходимости вводить дополнительные источники возбуждения атомов (как это делал Люси [3]): нужно лишь взять достаточно малые значения γ .

Формула (28) дает поток излучения, рассеянного оболочкой квазара. Чтобы получить полный поток излучения квазара, нужно учесть

еще излучение ядра, прошедшее через оболочку без рассеяний по пути. В силу условия (19) поток этого излучения в частоте y (мы обозначим его через $H_*(y)$) равен потоку от части поверхности ядра, не экранированной соответствующей поверхностью равных лучевых скоростей, т. е.

$$H_*(y) = 2\pi \int_{\gamma_1(y)}^{\gamma_2(y)} I_*(\gamma) \gamma d\gamma. \quad (30)$$

Пределы интегрирования $\gamma_1(y)$ и $\gamma_2(y)$ определяются с помощью уравнения (31).

Выражение (30) дает линию поглощения при $y > 0$. Особенность образования этой линии состоит в том, что при $y \approx 1$ поверхности равных лучевых скоростей не полностью экранируют ядро. Поэтому полное поглощение наступает лишь на некотором расстоянии от границы $y = 1$. В оболочке же с $dv/dr > 0$ полное поглощение наступает сразу при $y < 1$, и линия поглощения имеет прямоугольную форму.

4. *Результаты вычислений и сравнение с наблюдениями.* Расчеты показали, что вид профилей довольно слабо зависит от выбора закона потемнения и определяется в основном параметрами γ и α . На рис. 4 представлены профили линии

$$\Gamma(y) = \frac{H_1(y) + H_*(y)}{\pi}, \quad (31)$$

где $H_1(y)$ и $H_*(y)$ вычислялись согласно (30), (28) и (23) при $I_*(\gamma) = 1$ для ряда значений параметров α и γ : $\alpha = 1; 2; 3$; $\gamma = 0.2; 0.1; 0.05$.

Из рис. 4 видно, что с уменьшением γ поток излучения в частотах $|y| < \gamma$ растет, а в остальных частотах почти не меняется. Качественно это изменение профилей можно объяснить следующим образом. Согласно р. 2 в области $r < \gamma^{-\alpha}$, которая, очевидно, дает наибольший вклад в поток излучения, степень возбуждения атомов слабо зависит от γ . Поэтому изменение вида профилей связано в основном с двумя причинами: 1) изменением размера области $r < \gamma^{-\alpha}$ и 2) изменением формы поверхности равных лучевых скоростей $v_z = \text{const}$. При $|y| \leq \gamma$ поверхности $v_z/v_0 = y$ простираются от $r \approx 1$ до $r = \infty$, и здесь основную роль играет первая причина. В частотах же $|y| > \gamma$, для которых поверхности $v_z/v_0 = y$ замкнуты и расположены вблизи ядра квазара, более важна вторая причина. Но из (27) следует, что при $\gamma \ll 1$ и $|y| > \gamma$ форма поверхности $v_z/v_0 = y$ слабо зависит от γ .

При объяснении зависимости профилей от α (см. рис. 4) следует учесть, что с ростом α увеличение размера области $r < \gamma^{-1}$ компенсируется уменьшением в этой области согласно (25) степени возбуждения атомов. Поэтому центральные части профилей $|y| < \gamma$ слабо зависят от α (при $\alpha > 1$) и определяются в основном параметром γ . Далее можно показать, что с уменьшением α увеличивается поперечный размер симметричных поверхностей $v_x/v_y = \pm |y|$.

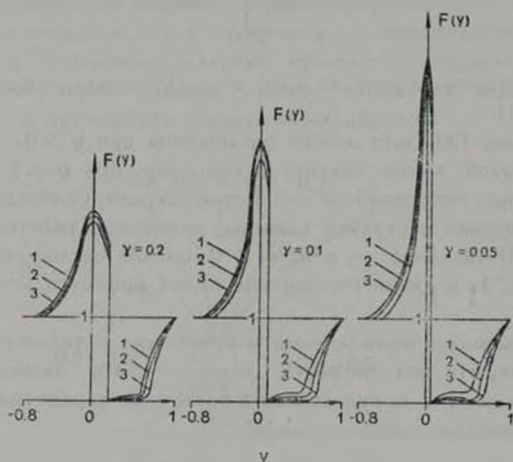


Рис. 4. Теоретические профили линий при $I_*(\eta) = 1$. Числа возле профилей — значения параметра α .

Это приводит к увеличению доли поверхности $v_x/v_0 = -|y|$, экранированной ядром квазара, и к уменьшению доли поверхности ядра, экранированной поверхностью $v_x/v_c = |y|$. Следовательно, поток излучения в „красном“ крыле линии убывает, а в „синем“ растет.

На рис. 5 приведены профиль линии CIV 1549 Å, заимствованный из работы [2], и профиль, вычисленный нами при $I_* = 1$, $\gamma = 0.05$ и $\alpha = 2$. Видно, что наблюдаемый профиль хорошо согласуется с теоретическим. То же самое можно, по-видимому, сказать и о профиле линии NV.

Что касается профиля линии SiIV, то здесь имеются расхождения как в высоте эмиссионного пика, так и в профиле абсорбционного компонента. Переход от эмиссии к абсорбции в линии SiIV не столь резок, как в других линиях (см. рис. 1). Это может быть связано с тем, что расстояние между компонентами дублета SiIV сравнимо с шириной линии, составляя приблизительно 9 Å (для линий CIV и NV оно равно соответственно 2,6 Å и 4 Å). Кроме того, возможно блендирование

эмиссионного компонента линии Si IV полузапрещенной линией O IV 1407 Å (см. [1]). Однако основной причиной расхождений, по-видимому, является нарушение условия (19) при $r \gg 1$, так как содержание кремния обычно на порядок меньше, чем углерода и азота [8].

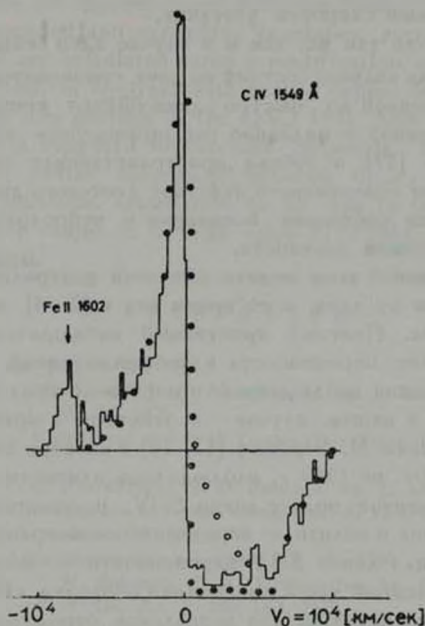


Рис. 5. Сопоставление наблюдаемого профиля линии CIV 1549 Å (линия), взятого из [2], с теоретическим (точки), вычисленным при $I_* = 1$, $\alpha = 2$, $\gamma = 0.05$. Кружки — теоретический профиль полосы поглощения из [2].

5. Заключение. Сравнение теории с наблюдениями, проведенное выше, показывает, что скорость расширения оболочки квазара PHL 5200 убывает наружу и при этом довольно хорошо описывается формулой (1) со значениями параметров: $\alpha = 2$, $\gamma = 0.05$, $v_0 = 10^4$ км/сек. Механизм поддержания подобного режима движения в оболочке в настоящее время не ясен. Формально он может быть обеспечен притяжением ядра квазара. Если это так, то, принимая для радиуса ядра значение $R_* = 5$ лс [3], имеем для массы ядра квазара $M_* \approx 5 \cdot 10^{10} M_\odot$. Эта величина, вообще говоря, не противоречит оценкам массы квазаров, полученным из условия, что ускорение силы тяжести на поверхности ядра превышает световое давление [9, 10]. Все же торможение

вещества оболочки квазара под действием одной только силы тяжести ядра маловероятно, так как отношение $v_{\perp}/v_0 = 0.05$, при котором теория согласуется с наблюдениями, накладывает весьма жесткое ограничение на начальную скорость расширения v_0 — она должна быть лишь на 5% больше скорости убегания.

Возможно, что так же, как и в случае ядер сейфертовских галактик [11], оболочка квазара состоит из двух компонентов — окооядерной области, образованной из быстро движущихся компактных газовых облаков, погруженной в медленно расширяющуюся протяженную оболочку. Согласно [12] подобная пространственная структура может быть результатом селективного действия светового давления, обусловленного различием состояния ионизации и непрозрачности вещества в облаках газа разной плотности.

В рассмотренной нами модели оболочки центральные части линий образуются вдали от ядра, в то время как в [2–4] они возникают в окрестности ядра. Поэтому простейшей наблюдательной проверкой служит наблюдение переменности в профилях линий. Согласно [2–4] переменность должна наблюдаться в первую очередь в центральных частях линий, а в нашем случае — в основном в крыльях.

По сообщениям М. Бербидж [13, 14] в спектре квазара PHL 5200 за период с 1967 г. по 1969 г. наблюдалось изменение некоторых деталей в абсорбционной полосе линии Si IV, расположенных в центре полосы поглощения и вблизи ее коротковолновой границы. В центральных частях профиля линии Si IV переменность не замечена. Это говорит в пользу принятой здесь кинематики оболочки квазара.

В заключение отметим, что зеркальное отражение рассчитанных профилей относительно частоты $y = 0$ соответствует движению вещества при его аккреции на поверхность ядра. В спектрах нескольких квазаров встречаются линии, абсорбционный компонент которых находится с длинноволновой стороны от эмиссионного пика. К сожалению, отсутствие в оригинальных работах записей спектров в „прямых интенсивностях“ не позволяет сопоставить эти профили с теоретическими.

Ленинградский государственный

университет

Крымская астрофизическая

обсерватория

ANALYSIS OF LINE PROFILES IN THE QSO PHL 5200 SPECTRUM

S. I. GRACHOV, V. P. GRININ

The profiles of spectral lines which are formed by pure resonant scattering in extended and expanding envelopes, surrounding continuum radiation source are calculated using a modification of Sobolev's escape probability method. In contrast with earlier papers dealt with the interpretation of the line profiles in the QSO PHL 5200 spectrum the envelope velocity is supposed to decrease outwards. This assumption allows to achieve better agreement between theory and observations. Assuming the envelope retardation to be due to the core gravitation only and the core radius to be 5 pc value $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ for the core mass has been obtained.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. R. Lynds, Ap. J., 147, 396, 1967.
2. J. D. Scargle, L. J. Caroff, P. D. Noerdlinger, Ap. J., 161, L115, 1970.
3. L. B. Lucy, Ap. J., 163, 95, 1971.
4. D. van Blerkom, Wolf-Rayet and High-Temperature Stars, IAU Symposium No. 49, 165, 1973.
5. L. J. Caroff, P. D. Noerdlinger, J. D. Scargle, Ap. J., 176, 439, 1972.
6. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Изд. АГУ, 1947.
7. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
8. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.
9. R. F. Mushozky, P. M. Solomon, P. A. Strittmatter, Ap. J., 174, 7, 1972.
10. C. B. Tarter, C. F. McKee, Ap. J., 186, L63, 1973.
11. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
12. G. A. Shields, I. B. Oke, W. L. Sargent, Ap. J., 176, 75, 1972.
13. E. M. Burbidge, Ap. J., 152, L111, 1968.
14. E. M. Burbidge, Ap. J., 155, L43, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНЫЕ УЗКОПОЛОСНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗАТМЕННО- ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ CV SER

А. М. ЧЕРЕПАЩУК

Поступила 25 марта 1974

Система CV Ser (WC7 + B0) не обнаруживает изменений блеска в континууме $\lambda 4795$ и $\lambda 6320$, превышающих $0^m 05$. Интенсивность эмиссии $\lambda 4653$ (CII — CIV, NIII) периодически меняется на $0^m 5$. Изменения интенсивности эмиссии $\lambda 6563$ ($H_\alpha + HeII$) не превышают $0^m 1 - 0^m 15$. Наклонность орбиты в системе CV Ser заключена в пределах: $60^\circ < i < 77^\circ$, что в комбинации с данными спектроскопических наблюдений Каули и др. [10] позволяет оценить массу звезды WC7: $5.9 M_\odot < m_{WC7} < 8.4 M_\odot$.

Введение. Система CV Ser (WC7 + B0) — пекулярная спектрально-двойная звезда типа Вольфа-Райе (WR), у которой исчезло затмение в континууме [1—4]. В [5] не найдено заметных изменений блеска CV Ser также и в эмиссионных линиях HeI 5875, HeII 6562, CIV 5808, CIII 5696. В то же время система CV Ser продолжает испытывать значительные изменения блеска в частотах эмиссионной полосы $\lambda 4653$ (CII — CIV, NIII) [2, 3, 6]. Изменения интенсивности излучения в эмиссионной области спектра $\lambda 4653$ в значительной степени связаны с периодическими усилениями и ослаблениями абсорбции, расположенной с коротковолновой стороны эмиссии $\lambda 4653$ [7, 10] и попадающей в полосу пропускания соответствующего интерференционного фильтра. Кроме того, не исключено, что в системе CV Ser периодически происходят „селективные“ атмосферные затмения спутника B0 оболочкой звезды WR в частотах эмиссионной полосы $\lambda 4653$ [3, 8]. Новое значение периода $p = 29^d 705 \pm 0^d 004$, определенное нами по фотометрическим данным за 1965 — 1971 гг. [9], хорошо согласуется со значением

978—4

$p = 29^d 7055 \pm 0^d 0015$, найденным Каули и др. [10] по спектроскопическим данным с привлечением наблюдений Хилтиера [11], выполненных в 1945 г. Это свидетельствует о том, что в системе CV Ser, несмотря на исчезновение затмений в континууме в интервале времени: 1962 — 1965 гг. [1, 2], не произошло заметного изменения периода. Цвет системы CV Ser и ее средний блеск вне затмений при этом также существенно не изменились [1, 4, 5]. Все эти „странные“ особенности CV Ser могут пролить свет на природу феномена WR, поэтому систематическое исследование этой системы представляет большой интерес.

Наблюдения. Узкополосные фотозлектрические наблюдения системы CV Ser проводились в четырех областях спектра: $\lambda 4653$ (эмиссионная полоса CII, CIII, CIV, NIII), $\lambda 6563$ (эмиссия $H_\alpha + \text{HeII}$), $\lambda 4795$ и $\lambda 6320$ (континуум). Ширины полос пропускания фотометра на уровне половинной интенсивности составляют 60 Å для $\lambda 4795$ и 4653 и 90 Å для $\lambda 6563$ и 6320 . Эффективные ширины полос пропускания (с учетом крыльев контуров) составляют 90 Å для $\lambda 4795$ и 4653 и 135 Å для $\lambda 6563$ и 6320 . Использовался узкополосный электрофотометр с интерференционными клиновыми фильтрами, работающий в режиме счета фотонов [12]. В качестве звезд сравнения использовались: HD 168112 (8.5 pg, B0) — основная и HD 168639 (9.9 pg, B9) — контрольная. Наблюдения выполнены на 48- и 60-см рефлекторах Крымской станции ГАИШ. Результаты двухцветных узкополосных наблюдений CV Ser за 1965—1971 гг. опубликованы в [3, 9]. Новые четырехцветные узкополосные наблюдения этой системы приведены в табл. 1, 2. Здесь n — число индивидуальных наблюдений, усредненных в данной точке (каждая точка — среднее за ночь). Фазы вычислены с элементами [9]:

$$\text{Min HeI} = \text{J.D. } 2440013.443 + 29^d 705 \cdot E.$$

В третьем и четвертом столбцах табл. 1, 2 даны разности монохроматических звездных величин CV Ser и звезды сравнения HD 168112 в соответствующих областях спектра (в смысле: $m(\text{CV Ser}) - m(\text{HD } 168112)$), в пятом столбце табл. 1, 2 даны выраженные в звездных величинах интенсивности эмиссионных полос. Эти интенсивности получены как разность между интенсивностью излучения в эмиссионной области спектра и интенсивностью соседнего континуума. Среднеквадратичная ошибка индивидуального наблюдения в областях $\lambda 4795$ и 4653 составляет $\sim 0^m 04$, в областях $\lambda 6320$, $6563 \sim 0^m 06$. Среднеквадратичные ошибки индивидуального измерения интенсивностей эмиссионных полос $\lambda 4653$ и $\lambda 6563$ составляют $\sim 0^m 10$ и $0^m 15$, соответственно.

Таблица 1

УЗКОПОЛОСНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
CV SER В ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА λ 4795 И λ 4653

J. D. 2441...	Фаза	Δm (λ 4795)	Δm (λ 4653)	Δm (CII—CIV, NIII)	n
085.517	0.091	0.710	0.210	1.244	4
095.485	.393	.665	.110	.103	4
099.467	.560	.694	.110	.062	4
101.520	.629	.628	.105	.149	2
131.313	.632	.723	.101	.003	3
136.394	.803	.687	.121	.097	3
150.312	.272	.702	.164	.184	4
169.316	.911	.740	.160	.118	4
171.291	.978	.677	.251	.471	3
173.300	.046	.731	.193	.214	5
175.301	.113	.700	.154	.162	4
199.255	.920	.708	.214	.307	2
201.262	.987	.698	.249	.426	3
224.192	.759	.723	.116	.036	3
462.485	.781	.706	.107	.039	3

Среднеквадратичные ошибки средних за ночь значений величин, приведенных в табл. 1, 2, определяются делением указанных ошибок на $\sqrt{n}$. На рис. 1, 2 приведены результаты наблюдений CV Ser за 1965—1972 гг. (каждая точка — среднее за ночь). В табл. 3, 4 приведены в звездных величинах средние кривые блеска и интенсивностей эмиссионных полос для CV Ser. Здесь p — число ночей, включенных в данную нормальную точку, n — полное число измерений. На рис. 3 приведены средние кривые блеска CV Ser в континууме и средние кривые изменения интенсивностей эмиссионных полос λ 4653 и λ 6563.

Выводы. 1. С 1965 г. по 1972 г. система CV Ser не обнаруживала регулярных изменений континуума λ 4795 и λ 6320, превышающих 0^m05 .

2. Кривые блеска в континууме λ 4795 и λ 6320 существенно не различаются. В окрестности фазы 0 (случай „звезда WC7 впереди звезды B0“) наблюдается слабый минимум блеска, глубина которого составляет $0^m05 \pm 0^m01$ для λ 4795 и $0^m02 \pm 0^m02$ для λ 6320.

3. С 1965 г. по 1972 г. обнаруживаются регулярные изменения интенсивности эмиссионной полосы λ 4653, амплитуда которых составляет

Таблица 2

УЗКОПОЛОСНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ CV SER В ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА λ 6320 И λ 6563

J. D. 244...	Фаза	Δm (λ 6320)	Δm (λ 6563)	Δm (H α , H β)	n
0783.450	0.922	0.685	0.287	1.568	4
0784.431	.955	.689	.383	.905	5
0785.422	.988	.786	.352	.559	5
0788.410	.089	.675	.291	.605	9
0789.452	.124	.706	.292	.541	2
0790.400	.156	.605	.256	.659	5
0793.431	.258	.626	.273	.664	4
0794.413	.291	.562	.288	.918	1
0798.382	.424	.665	.354	.862	3
0799.400	.459	.655	.315	.742	4
0800.450	.494	.663	.320	.737	5
0801.378	.525	.687	.358	.815	4
0810.362	.828	.719	.305	.554	5
0816.301	.028	.679	.311	.664	5
0838.252	.767	.661	.323	.753	4
0844.220	.968	.687	.364	.838	4
0845.258	.002	.738	.355	.674	6
0846.250	.036	.735	.348	.654	6
0848.260	.104	.651	.298	.689	4
0873.189	.943	.661	.339	.815	3
0876.193	.044	.694	.337	.721	3
0877.180	.077	.687	.339	.742	6
1094.524	.394	.738	.366	.710	3
1131.338	.633	.685	.305	.629	3
1150.336	.273	.661	.324	.758	3
1169.368	.914	.641	.348	.911	4
1171.320	.979	.661	.374	.956	3
1173.339	.047	.696	.375	.856	3
1199.230	.919	.746	.358	.664	3
1201.239	.986	.696	.334	.705	3

$\sim 0^m5$. Минимум интенсивности приходится на фазу 0. Вторичный минимум интенсивности эмиссии λ 4653 выявляется на пределе, его глубина составляет $\sim 0^m05$. В фазе 0.03—0.05 наблюдается локальный максимум интенсивности эмиссии λ 4653, высотой $\sim 0^m1-0^m15$.

4. Регулярные изменения интенсивности эмиссионной полосы $\lambda 6563$ не превышают 0^m1-0^m15 и лежат на пределе обнаружения. Следует отметить, однако, что эти изменения коррелируют с фазой орбитального периода, что служит аргументом в пользу того, что эти изменения реальны. Глубина минимума интенсивности эмиссии $\lambda 6563$

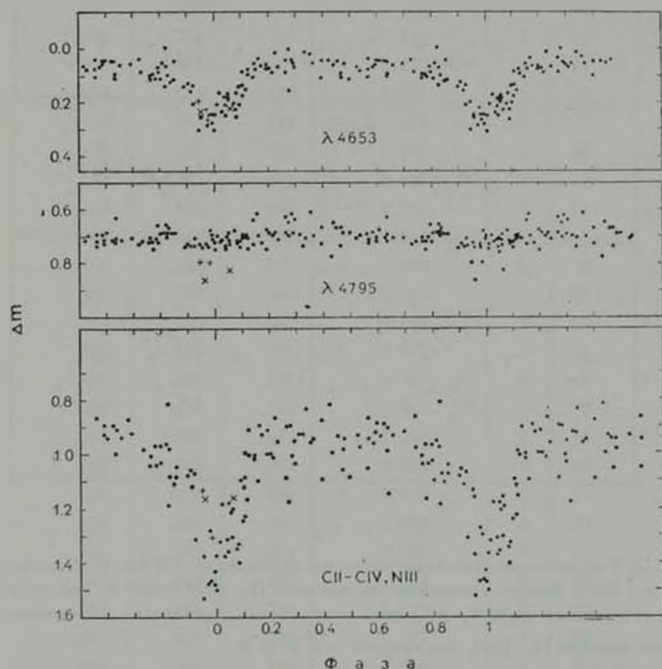


Рис. 1. Узкополосные фотоэлектрические наблюдения CV Ser в областях спектра $\lambda 4653$ и $\lambda 4795$. Внизу приведены интенсивности эмиссионной полосы CII-CIV, NIII $\lambda 4653$ (в звездных величинах). Каждая точка—среднее за ночь. Крестиками обозначены наблюдения 1965 и 1968 гг., когда наблюдался слабый минимум блеска в континууме в фазе 0.

в фазе 0 составляет $0^m1 \pm 0^m07$, глубина вторичного минимума (в фазе 0.4—0.5) составляет $0^m15 \pm 0^m1$. Возможно, что ширина вторичного минимума интенсивности эмиссии $\lambda 6563$ вдвое превышает ширину вторичного минимума интенсивности эмиссии $\lambda 4653$. Это может служить указанием на то, что размеры оболочки WR, светящейся в частотах эмиссии $\lambda 6563$ примерно вдвое больше размеров этой оболочки, светящейся в частотах эмиссии $\lambda 4653$. Этот результат имеет значе-

ние для решения проблемы стратификации излучения в оболочке WR, поскольку средний ионизационный потенциал для бленды $\lambda 4653$, по-видимому, превышает соответствующую величину для эмиссии $\lambda 6563$.

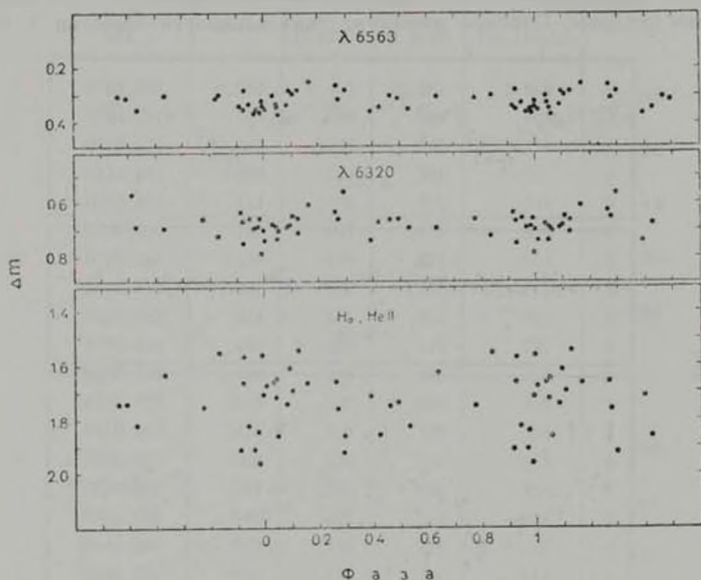


Рис. 2. Узкополосные фотоэлектрические наблюдения CV Ser в областях спектра $\lambda 6563$ и $\lambda 6320$. Внизу — интенсивности эмиссии H α , H β $\lambda 6563$ (в звездных величинах). В окрестности фазы 0, возможно, имеет место физическая порочность интенсивности эмиссии H α , H β , амплитудой $\sim 0^m.2 - 0^m.3$.

Следует отметить, однако, что обнаруженные нами изменения интенсивности эмиссии $\lambda 6563$ требуют независимого подтверждения, поскольку они лежат на пределе обнаружения.

Обсуждение результатов. Отсутствие значительных затмений в континууме $\lambda 4795$ и $\lambda 6320$ свидетельствует о том, что в системе CV Ser угол наклона орбиты i существенно меньше 90° . Принимая, что радиус диска поглощения компоненты WC7 в системе CV Ser порядка радиуса диска поглощения компоненты WN 5 в системе V 444 Cyg ($\sim 20 R_\odot$) [13] и считая, что радиус компоненты B0 не меньше $7 R_\odot$, а также используя элементы спектроскопической орбиты системы CV Ser [10], можно оценить верхний предел для угла i , то есть нижний предел для массы компоненты WC7: $120 \text{ ctg } i > r_{B0} + r_{WC7}$, от-

Таблица 3

СРЕДНИЕ КРИВЫЕ БАЕСКА CV SER 74795 И 74653

Фаза	Δm (λ 4795)	Δm (λ 4653)	Δm (CII—CIV, NIII)	P	λ
0.018	0.707	0.217	1.317	3	14
.037	.727	.219	1.250	3	14
.050	.744	.199	1.210	4	10
.075	.714	.240	1.367	3	13
.094	.717	.155	1.141	5	20
.118	.716	.118	1.054	3	9
.149	.655	.075	1.037	4	12
.181	.722	.073	0.943	3	9
.213	.693	.062	0.953	3	15
.249	.666	.071	1.011	3	8
.274	.668	.097	1.069	3	8
.298	.677	.063	0.975	3	11
.330	.705	.050	0.907	3	12
.382	.697	.076	0.982	3	11
.431	.695	.050	0.925	3	8
.461	.698	.093	1.015	3	9
.516	.701	.086	1.000	3	15
.559	.715	.085	0.979	3	10
.587	.699	.060	0.940	4	15
.628	.695	.075	0.983	4	10
.691	.716	.061	0.922	4	11
.764	.727	.105	1.004	3	11
.787	.696	.105	1.049	5	15
.817	.674	.094	1.057	4	13
.839	.676	.107	1.086	4	13
.904	.737	.149	1.095	3	8
.926	.743	.172	1.145	3	8
.951	.747	.271	1.358	3	14
.970	.733	.258	1.390	4	16
.996	.726	.271	1.437	4	21

сюда $i \leq 77^\circ$ и $m_{WC7} \geq 5.9 M_\odot$. Верхний предел на массу компоненты WC7 можно получить, предположив, что радиус зоны формирования эмиссионных линий в системе CV Ser примерно вдвое превышает соответствующую величину для континуума (подобно тому, как это имеет место для системы V 444 Cyg [14]). Тогда имеем следующие неравенства: $\cos i \leq 0.5$, $i \geq 60^\circ$, $m_{WC7} \leq 8.4 M_\odot$ (для $i < 60^\circ$ маловероятно

Таблица 4

СРЕДНИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА CV SER λ 6320 И λ 6563

Фаза	Δm (λ 6320)	Δm (λ 6563)	Δm (H α , H ϵ II)	P	n
0.003	0.712	0.353	1.737	10	43
.092	.677	.306	.654	4	21
.156	.605	.256	.659	1	5
.268	.631	.294	.731	3	8
.409	.702	.360	.786	2	6
.493	.668	.330	.763	3	13
.633	.685	.305	.629	1	3
.801	.693	.313	.642	2	9
.924	.680	.331	.740	4	14

ожидать значительных изменений интенсивностей эмиссионных линий). Таким образом, масса звезды WC7 лежит в пределах: $5.9 M_{\odot} \leq m_{WC7} \leq 8.4 M_{\odot}$. Отсутствие заметного минимума интенсивности эмиссии H α , H ϵ II λ 6563 в фазе 0, по-видимому, связано с тем, что оболочка компоненты WC7 прозрачна для собственного излучения в частотах этой эмиссии и потому не производит явления „селективного“ атмосферного затмения. Напротив, в частотах эмиссии CII—CIV, NIII λ 4653 оболочка компоненты WC7 непрозрачна, что приводит к „селективному“ атмосферному затмению спутника B0 внешними частями оболочки компоненты WC7. Нечто похожее мы наблюдаем при хромосферных затмениях в двойных системах типа ζ Aur, когда задолго до начала затмения протяженной фотосферой в спектре системы появляются сильные хромосферные линии поглощения (например, линии H и K CaII), образующиеся в непрерывном спектре спутника из-за селективного поглощения света последнего в хромосфере пекулярной („передней“) компоненты. В нашем случае, тот факт, что такая „хромосферная“ абсорбция для эмиссии λ 4653 сдвинута в коротковолновую часть этой эмиссии [7, 10] (эта абсорбция особенно сильна в фазе 0 [7, 10], и, по-видимому, образуется в основном в непрерывном спектре спутника B0, а не в спектре компоненты WC7) свидетельствует о значительной анизотропии поля скоростей в оболочке компоненты WC7 и о преимущественном движении атомов оболочки WR в направлении от спутника B0. Поскольку система CV Ser — весьма разделенная (расстояние между компонентами $\sim 120 R_{\odot}$), такая анизотропия вряд ли связана с эффектами гравитационного взаимодействия компонент. Не исключено, что здесь существенна роль магнитного

поля, которое управляет движением плазмы в окрестности компоненты WC7. Возможно, что двойственность системы обуславливает такую геометрию силовых линий этого поля, которая сдерживает движение вещества с поверхности компоненты WC7 в направлении к спутнику B0 (силовые линии здесь должны быть перпендикулярны скоростям

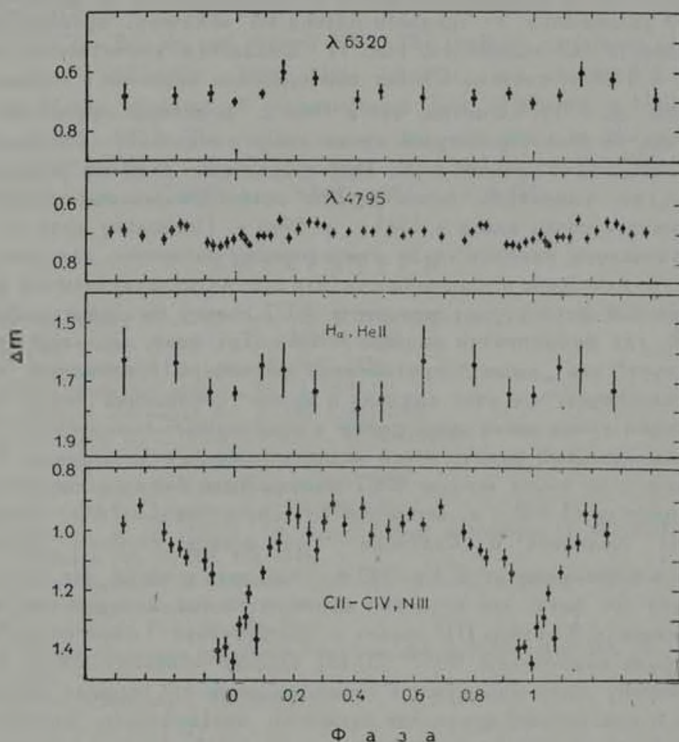


Рис. 3. Средние узкополосные кривые блеска CV Ser в континууме λ 4795 и λ 6320 (вверху) и кривые изменения интенсивностей эмиссионных полос $H\alpha$, HeII λ 6563 и CII-CIV, NIII λ 4653 (внизу).

движения) и не препятствует сильному истечению вещества в противоположном направлении. Оценка напряженности этого поля, полученная из условия $H^2/8\pi = rv^2/2$, приводит к значению $H \sim 10^3$ гс, что по порядку величины близко к напряженности магнитных полей, наблюдаемых у магнитных звезд [15]. Важная роль магнитных полей в фор-

мировании явления Вольфа-Райе отмечалась Джонсоном [16]. Представляет большой интерес дальнейшее исследование системы CV Ser, особенно в моменты появления затмения в частотах континуума. Это может дать ценную информацию о структуре оболочки звезды WC7. В частности, обращает на себя внимание следующий факт. На кривой блеска CV Ser в континууме λ 4795 несколько точек в окрестности фазы 0 уклоняются от среднего блеска на величину, превышающую погрешность наблюдений (см. рис. 1). Создается впечатление, что в 1965 г. и 1968 г. система CV Ser претерпела затмение в континууме глубиной до 0^m15 . Отметим, что в 1966 г. подобный эффект не наблюдался, то есть характерное время таких изменений глубины затмения в континууме меньше года. При возрастании глубины затмения в континууме амплитуда переменности интенсивности эмиссии λ 4653 уменьшилась почти вдвое в 1965 г. и 1968 г. Поскольку фаза 0, как уже отмечалось, соответствует атмосферному затмению, следует признать, что изменение непрозрачности (или протяженности) внешних слоев протяженной фотосферы компоненты WC7 влияет на свойства оболочки WR, где формируется эмиссия λ 4653. Тот факт, что спутник B0 „чувствует“ как „дышит“ протяженная фотосфера компоненты WC7, свидетельствует, что этот спутник в момент соединения почти касается своим краем диска поглощения в континууме компоненты WC7. Если минимальный радиус этого диска не сильно отличается от $20 R_{\odot}$ (см. выше), то масса звезды WC7 должна быть ближе к своему нижнему пределу ($5.9 M_{\odot}$) и, вероятно, составляет около $7 M_{\odot}$. Причина эффекта Хелминга и Хилтнера — увеличения глубины затмения CV Ser в континууме до 0^m5 в 1962 г. — остается неясной. Не вызывает сомнения тот факт, что глубокий минимум блеска, который наблюдали Хелминг и Хилтнер [1], реален и соответствует случаю „спутник B0 впереди компоненты WC7“ [3, 10]. Однако объяснить столь большую ширину этого минимума, а также неизменность периода, среднего блеска и показателей цвета вне затмений, неизменность спектроскопической орбиты (которая является круговой [10], так что вращение линии апсид исключается) в настоящее время чрезвычайно трудно. Не исключено, что все перечисленные сюрпризы, которые предоставляет нам система CV Ser, имеют глубокие причины, которые могут оказаться решающими для понимания природы таких пекулярных объектов, как звезды типа Вольфа-Райе.

Автор искренне признателен Х. Ф. Халиуллину за помощь в наблюдениях.

FOUR-COLOR NARROW-BAND PHOTOELECTRIC
OBSERVATIONS OF WOLF-RAYET ECLIPSING BINARY CV SER

A. M. CHEREPASHCHUK

The variations of the continuum $\lambda 4795$ and $\lambda 6320$ in the system CV Ser (WC7 + B0) do not exceed $0^m.05$. The periodic variations of the emission line $\lambda 4653$ (CII — CIV, NIII) intensity are about $0^m.5$. The variations of the intensity of the emission line $\lambda 4563$ (H_2 + HeII) do not exceed $0^m.1 - 0^m.15$. The inclination of the orbit plane in the system CV Ser is $60^\circ \leq i \leq 77^\circ$. Using the data of Cowley et al. [10]. We estimated the mass of WC7 star $5.9M_\odot \leq M_{WC7} \leq 8.4M_\odot$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. M. Hjellming, W. A. Hiltner, Ap. J. 137, 1080, 1963.
2. А. М. Черепашук, Астрон. цирк. № 503, 1969.
3. А. М. Черепашук, Астрон. ж., 48, 1201, 1971.
4. K. Stepien, Acta Astronomica, 20, 13, 1970.
5. L. V. Kuhl, F. Schweizer, Ap. J., 160, L185, 1970.
6. N. D. Morrison, S. C. Wolff, P.A.S.P. 84, 635, 1973.
7. A. P. Cowley, Bull. AAS 3, 403, 1971.
8. А. М. Черепашук, Астрон. цирк., № 602, 1971.
9. А. М. Черепашук, Астрон. цирк., № 620, 1971.
10. A. P. Cowley, W. A. Hiltner, Ch. Berry, Astron. Astrophys., 11, 407, 1971.
11. W. A. Hiltner, Ap. J., 102, 492, 1945.
12. А. М. Черепашук, В. М. Лютый, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. ж., 50, 1105, 1973.
13. А. М. Черепашук, Астрон. цирк., № 739, 1972.
14. А. М. Черепашук, П.Э., 16, 226, 1967.
15. Г. У. Бэбкок, Звездные атмосферы, под ред. Дж. А. Гринстейна, ИЛ, М., 1963, стр. 286.
16. M. Johnson, Observatory, 74, 124, 1954.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ ПРИ ПРОФИЛЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ, МЕНЯЮЩЕМСЯ С ГЛУБИНОЙ

Д. И. НАГИРНЕР, К. И. СЕЛЯКОВ

Поступила 15 июля 1971

Рассматривается перенос линейчатого излучения в плоской атмосфере при полном перераспределении по частоте. Считается, что ширина линии зависит от оптической глубины. Показано, что если эта зависимость экспоненциальная, то задача об образовании линии сводится к интегральному уравнению с симметричным разностным ядром. Оцениваются средние числа рассеяний фотонов. Для рассеяния в одномерной полубесконечной среде при лоренцовском профиле найдены явные выражения для интенсивности выходящего излучения.

В большинстве работ, посвященных образованию спектральных линий в рассеивающих средах, делается предположение о неизменности профиля коэффициента поглощения в среде. Если рассеяние происходит изотропно и с полным перераспределением по частотам, то задача о переносе излучения в плоских средах сводится к интегральному уравнению с ядром, зависящим от модуля разности аргументов и являющимся суперпозицией экспонент. Теория подобных уравнений подробно развита и физическая картина явления достаточно ясна [1, 2].

Однако предположение о постоянстве профиля коэффициента поглощения в среде ограничивает возможности приложений, при сравнении теории с наблюдениями может оказаться необходимым учесть его переменность. Эта переменность определяется несколькими факторами. Прежде всего, доплеровская ширина линии пропорциональна средней тепловой скорости атомов и, тем самым, корню из температуры. Ширина линии, обусловленная столкновениями, также зависит от температуры и плотности. Помимо этого, в среде могут происходить макроскопические движения, изменяющие профиль коэффициента поглощения. В астрофизических объектах, таких как газовые туман-

ности и звездные атмосферы, эти параметры часто нельзя считать постоянными, так как такое предположение может сильно исказить форму линии.

Численные методы решения уравнения переноса позволяют учесть зависимость параметров среды от координат [3]. В настоящее время существуют программы для расчета полей излучения при очень общих предположениях о среде, в которой происходит диффузия (например, программа PANDORA, описанная в [4]). В [5] отмечалось, что зависимость доплеровской ширины линии от глубины сильно сказывается на профилях линий, образующихся в атмосферах.

Аналитические методы удается применить при рассмотрении образования линий в среде, с постоянным градиентом скорости. Такая задача тоже сводится к интегральному уравнению с ядром, зависящим от модуля разности аргументов (однако не являющимся суперпозицией экспонент), и достаточно полно изучена [6, 7].

Из аналитических исследований, учитывающих изменение ширины линии в среде, можно указать, видимо, лишь одно — [8]. Здесь методом вынесения неизвестной функции источников за знак интеграла получено приближенное решение задачи. Ширина линии предполагалась линейно зависящей от геометрической глубины, а среда — одномерной.

Из всего сказанного следует, что изучение проблемы переноса с учетом изменения профиля коэффициента поглощения в линии аналитическими методами, по-видимому, желательно. В настоящей работе мы покажем, что есть один случай переменной в среде ширины линии, поддающийся аналитическому исследованию.

1. *Основные соотношения.* Будем рассматривать образование резонансной линии в плоском слое при изотропном рассеянии и полном перераспределении по частотам. Предположим, что ширина линии $\Delta\nu$ меняется в среде по закону

$$\Delta\nu(\tau) = \Delta\nu(0)/f(\tau), \quad (1)$$

где τ — оптическая глубина в центре линии, $f(\tau)$ — некоторая (неотрицательная) функция. Введем безразмерную частоту, отсчитываемую от центра линии ν_0

$$x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu(0) \quad (2)$$

и примем, что зависимость от глубины профиля коэффициента поглощения $\alpha(x, \tau)$, нормированного так, что $\alpha(0, 0) = 1$, определяется только изменением ширины линии:

$$\alpha(x, \tau) = \alpha(x f(\tau)). \quad (3)$$

Тогда уравнение переноса излучения в линии запишется следующим образом:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} - a(xf(\tau))I(\tau, \mu, x) + \varepsilon_0(\tau, x) + \frac{\lambda}{2} A f(\tau) a(xf(\tau)) \int_{-\infty}^{\infty} a(x'f(\tau)) dx' \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', x') d\mu'. \quad (4)$$

Здесь $I(\tau, \mu, x)$ — интенсивность излучения, μ — косинус угла между направлениями распространения излучения и возрастания τ , λ — вероятность выживания фотона при рассеянии, $\varepsilon_0(\tau, x)$ описывает первичные источники излучения, A — нормировочная постоянная, такая что

$$A \int_{-\infty}^{\infty} a(y) dy = 1. \quad (5)$$

Как и при постоянном $\Delta\nu$ [2], достаточно рассмотреть случай, когда $\varepsilon_0(\tau, x)$ пропорционально $a(xf(\tau))$.

Уравнение (4) будем решать при граничных условиях, выражающих отсутствие падающего на среду диффузного излучения:

$$I(0, \mu, x) = 0, \quad \mu > 0; \quad I(\tau_0, \mu, x) = 0, \quad \mu < 0, \quad (6)$$

где τ_0 — оптическая толщина среды.

Введем функцию $S(\tau)$, которую будем называть (не совсем точно) функцией источников, положив

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \sqrt{f(\tau)} \int_{-\infty}^{\infty} a(xf(\tau)) dx \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, x) d\mu + S_1(\tau), \quad (7)$$

где

$$S_1(\tau) = \frac{\varepsilon_0(\tau, x)}{a(xf(\tau)) \sqrt{f(\tau)}}, \quad (8)$$

тем самым учтено предположение о виде первичных источников излучения. Из (4), (6), (7) получаем основное интегральное уравнение задачи

$$S(\tau) = S_1(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(\tau, \tau') S(\tau') d\tau'. \quad (9)$$

Множитель $\sqrt{f(\tau)}$ введен в выражении (7) для симметризации ядра уравнения (9). Симметричное ядро (9) дается формулой

$$K(\tau, \tau') = \\ = A \sqrt{f(\tau)f(\tau')} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(xf(\tau)) \alpha(xf(\tau')) dx E_1 \left(\left| \int_{\tau}^{\tau'} \alpha(xf(t)) dt \right| \right), \quad (10)$$

где $E_1(t)$ — интегральная показательная функция.

Нетрудно видеть, что $(i/2) \sqrt{f(\tau)/f(\tau')} K(\tau, \tau') d\tau'$ есть вероятность того, что фотон, находящийся в поглощенном состоянии на глубине τ , возбудит атом на глубине от τ' до $\tau' + d\tau'$, по пути не рассеиваясь. Таким образом, $(i/2) K(\tau, \tau')$ представляет собой среднее геометрическое из плотностей вероятности непосредственной передачи возбуждения с глубины τ на глубину τ' и с глубины τ' на глубину τ .

Теперь конкретизируем функцию $f(\tau)$:

$$f(\tau) = e^{2b\tau}. \quad (11)$$

В этом случае ядро (10) становится зависящим лишь от модуля разности аргументов:

$$K(\tau, \tau') = K_b(|\tau - \tau'|), \quad (12)$$

где ядерная функция

$$K_b(\tau) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(xe^{b\tau}) \alpha(xe^{-b\tau}) E_1 \left(\left| \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \alpha(xe^{2bt}) dt \right| \right) dx. \quad (13)$$

Возрастанию ширины линии вглубь среды отвечает $b < 0$, а убыванию $b > 0$. Однако знак b не влияет на ядро:

$$K_b(\tau) = K_{-b}(\tau). \quad (14)$$

Поэтому в дальнейшем, если не оговорено противное, будем считать $b > 0$, $\tau > 0$ и опускать знак модуля в формуле (13).

Таким образом, задача о переносе излучения в среде с экспоненциально меняющейся шириной линии свелась к уравнению с ядром, зависящим от модуля разности аргументов. Других видов зависимости ширины линии от глубины в среде, приводящих ядро к виду (12), по-видимому, нет.

2. Исследование ядра. Наряду с ядром (13), характеризующим рассеяние в плоскопараллельной атмосфере, рассмотрим ядро, описы-

вающее диффузию излучения в одномерной среде. Оно получается заменой интегральной показательной функции в формуле (13) на экспоненту:

$$K_b^{(1)}(\tau) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(xe^{bt}) \alpha(xe^{-bt}) dx \cdot \exp \left\{ - \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \alpha(xe^{2bt}) dt \right\}. \quad (15)$$

Без труда устанавливается, что

$$K_b(\tau) = \int_0^1 K_{b\tau}^{(1)} \left(\frac{\tau}{\tau_b} \right) \frac{d\tau_b}{\tau_b}. \quad (16)$$

Получим асимптотику ядерных функций при больших значениях τ , от которой существенно зависит поведение функции источников. Перепишем (15) в виде

$$K_b^{(1)}(\tau) = 2Ae^{-b\tau} \int_0^{\infty} \alpha(x) \alpha(xe^{-2b\tau}) dx \exp \left\{ - \frac{1}{2b} \int_0^{2b\tau} \alpha(xe^{-t}) dt \right\}. \quad (17)$$

В интеграле, стоящем в показателе экспоненты, сделаем замену

$$xe^{-t} = x(z), \quad (18)$$

где $x(z)$ — функция, обратная $\alpha(x)$,

$$\alpha(x(z)) = z. \quad (19)$$

После этого можно записать

$$\frac{1}{2b} \int_0^{2b\tau} \alpha(xe^{-t}) dt = \alpha(xe^{-2b\tau}) + \frac{1}{2b} \int_{\alpha(x)}^{\alpha(xe^{-2b\tau})} \ln \frac{x(z)}{x} dz. \quad (20)$$

Подставив (20) в (17) и считая $b\tau \gg 1$, получим

$$K_b^{(1)}(\tau) \sim C(b) e^{-(1+b)\tau}, \quad (21)$$

где

$$C(b) = 2A \int_0^{\infty} \alpha(x) dx \exp \left\{ - \frac{1}{2b} \int_{\alpha(x)}^1 \ln \frac{x(z)}{x} dz \right\}. \quad (22)$$

Для вывода асимптотики ядра $K_b(\tau)$ воспользуемся соотношением (16). В результате находим

$$K_b(\tau) \sim C(b) \frac{e^{-(1+b)\tau}}{\tau}, \quad \tau \gg 1, \quad b\tau \gg 1. \quad (23)$$

Рассмотрим противоположный случай, $b\tau \ll 1$. Разлагая (15) по степеням $b\tau$ и удерживая члены второй степени, получаем

$$K_b^{(1)}(\tau) = K_0^{(1)}(\tau) - (b\tau)^2 K^{(1)}(\tau). \quad (24)$$

Здесь $K_0^{(1)}(\tau)$ — ядро, описывающее рассеяние в однородной одномерной среде (в [2] $K_0^{(1)}(\tau)$ обозначено через $M_2(\tau)$). Выражение для функции $K^{(1)}(\tau)$ довольно громоздко, и мы его не приводим. Выражение, аналогичное (24), можно получить и для $K_b(\tau)$ (например, используя (16)). В средах с оптической толщиной $\tau_0 \lesssim 1/b$, т. е. при изменениях ширины линии не более, чем в 2–3 раза, замена „точного“ ядра (13) на выражение типа (24) должна являться неплохим приближением.

Отметим один примечательный факт — в случае лоренцовского профиля, т. е. при

$$\alpha(y) = \frac{1}{1+y^2} \quad (25)$$

ядерную функцию одномерной среды можно выразить через известные функции. Подставив (25) в (15) и выполнив интегрирование, имеем:

$$K_b^{(1)}(\tau) = \frac{1}{2} e^{-(1+b)\tau} F\left(1 + \frac{1}{4b}, \frac{1}{2}, 2, 1 - e^{-4b\tau}\right), \quad (26)$$

где F — гипергеометрическая функция. Таким образом, ядерная функция представляет собой ряд, составленный из экспонент, что в принципе позволяет свести интегральное уравнение к системе алгебраических уравнений. При $|b| = 1/4n$, где n — натуральное число, ядро становится конечной суммой экспонент, а упомянутая алгебраическая система имеет порядок $2n$. В частности,

$$K_{\pm 1/4}^{(1)}(\tau) = \frac{1}{2} e^{-3\tau/4}, \quad K_{\pm 1/8}^{(1)}(\tau) = \frac{3}{8} e^{-7\tau/8} + \frac{1}{2} e^{-3\tau/8}. \quad (27)$$

Интересно, что через гипергеометрическую функцию можно выразить и преобразование Лапласа от ядра (26):

$$\bar{K}_b^{(1)}(s) = \int_0^\infty e^{-s\tau} K_b^{(1)}(\tau) d\tau = 1 - F\left(\frac{1}{4b}, -\frac{1}{2}, \frac{s+1+b}{4b}, 1\right). \quad (28)$$

В заключение этого раздела заметим, что влияние непрерывного спектра нетрудно учесть. При этом появляется новый параметр β — отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии. Задача по-прежнему приводится к интегральному уравнению с симметричным разностным ядром. В случае одномерной среды

$$K_b^{(1)}(\tau, \beta) = e^{-\beta\tau} K_b^{(1)}(\tau). \quad (29)$$

Трехмерное ядро связано с одномерным соотношением типа (16):

$$\begin{aligned} K_b(\tau, \beta) &= \int_0^1 K_{b0}^{(1)}\left(\frac{\tau}{\mu}, \beta\right) \frac{d\mu}{\mu} = \\ &= A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(xe^{b\tau}) \alpha(xe^{-b\tau}) dx E_1 \left[\beta\tau + \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \alpha(xe^{-2bt}) dt \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

Теперь обсудим методы решения уравнения (9).

3. *О решении основного интегрального уравнения.* Естественно применять к решению уравнения (9) методы, развитые при решении задачи о диффузии излучения в однородной среде. Однако это применение ограничивается в нашем случае тем, что, хотя ядро (13) зависит лишь от модуля разности аргументов, оно не является суперпозицией экспонент.

Если рассматривается распространение излучения в бесконечной среде, то интегрирование в (9) надо выполнять от $-\infty$ до $+\infty$. Решение такого уравнения легко находится с помощью преобразования Фурье.

Резольвента (9) для полубесконечной среды ($\tau_0 = \infty$) выражается через функцию $\Phi(\tau)$, определяемую уравнением (см. [1, 2])

$$\Phi(\tau) = \frac{\lambda}{2} K_b(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K_b(|\tau - \tau'|) \Phi(\tau') d\tau'. \quad (31)$$

Применение к (31) метода Винера-Хопфа дает соотношение (см. [9])

$$H_b(z) H_b(-z) [1 - \lambda U_b(z)] = 1, \quad (32)$$

где $H_b(z)$ — преобразование Лапласа от $\Phi(\tau)$

$$H_b(z) = 1 + \int_0^{\infty} e^{-z\tau} \Phi(\tau) d\tau, \quad (33)$$

а $U_b(z)$ — двустороннее преобразование Лапласа от ядерной функции

$$U_b(z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-z/\tau} K_b(|\tau|) d\tau. \quad (34)$$

Из (32) можно получить явное выражение для $H_b(z)$:

$$\ln H_b(z) = -\frac{z}{\pi} \int_0^{\infty} \ln [1 - \lambda V_b(u)] \frac{du}{1 + z^2 u^2}, \quad (35)$$

где $V_b(u) = U_b(i/u)$ — преобразование Фурье от $K_b(|\tau|)$.

Поскольку $K_b(\tau)$ не является суперпозицией экспонент, то для H -функции $H_b(z)$ не получается известных интегральных уравнений теории переноса в однородной среде [1, 2]. Отметим также, что в нашем случае $H_b(z)$ не имеет смысла интенсивности выходящего излучения. Эту интенсивность надо находить интегрированием функции источников.

Помимо этого, обратное преобразование Лапласа от $H_b(1/s)$, которое, как видно из (30), дает функцию $\Phi(\tau)$, не удастся свести к не-
вещественному интегралу от вещественных функций как в однородном случае [2].

Если диффузия излучения происходит в слое конечной оптической толщины, то решение уравнения (9) можно найти итерациями. Они должны сходиться быстрее, чем в случае однородной среды, т. е. интеграл от ядерной функции имеет меньшую величину. Важной особенностью ядра (13) является существование всех его моментов. Это позволяет применять к решению уравнения переноса приближение типа диффузионного.

Конечно, выбор функции $f(\tau)$ в виде экспоненты делает задачу крайне идеализированной. Однако в конечном слое при $b\tau_0 \leq 1$ такой вид функции $f(\tau)$ может неплохо отражать действительность. В этой статье рассмотрим две задачи, для которых получаются сравнительно простые аналитические решения.

4. Среднее число рассеяний фотона. Большую важность для понимания физической картины явления представляет определение среднего числа рассеяний фотона $\bar{N}$. Этому вопросу посвящена обширная литература (см., например, [10—13]). Рассмотрим те изменения, которые внесет в величину $\bar{N}$ переменность ширины линии. Как и ранее, считаем, что ширина линии меняется по экспоненте, т. е. $f(\tau)$ имеет вид (11).

Как и в случае однородной среды $\bar{N}$ следующим образом определяется через „функцию источников“:

$$\bar{N} = \frac{\int_0^{\tau_0} e^{b\tau} S(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} a(xe^{2b\tau}) dx}{\int_0^{\tau_0} e^{b\tau} S_1(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} a(xe^{2b\tau}) dx}. \quad (36)$$

Множитель $e^{b\tau}$ появился здесь из-за проведенной симметризации уравнения (9). Формулу (36) перепишем в виде

$$\bar{N} = \frac{\int_0^{\tau_0} e^{-b\tau} S(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau_0} e^{-b\tau} S_1(\tau) d\tau}. \quad (37)$$

Рассуждая аналогично [11], $\bar{N}$ можно выразить через одну функцию $N(\tau)$, не зависящую от распределения источников:

$$\bar{N} = \frac{\int_0^{\tau_0} S_1(\tau) N(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau_0} S_1(\tau) e^{-b\tau} d\tau}. \quad (38)$$

Функция $N(\tau)$ определяется уравнением

$$N(\tau) = e^{-b\tau} + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K_b(|\tau - \tau'|) N(\tau') d\tau'. \quad (39)$$

Величина $e^{b\tau} N(\tau)$ есть среднее число рассеяний фотона, образовавшегося на глубине τ .

В случае бесконечной однородной среды среднее число рассеяний фотона ограничивается лишь тем, что вероятность выживания фотона при рассеянии $\lambda < 1$. Когда ширина линии меняется с глубиной, существует еще один процесс, уменьшающий число рассеяний — уход фотона на бесконечность, в сторону уменьшения ширины линии.

Величины $N(\tau)$ и $\bar{N}$ для бесконечной среды даются выражениями

$$N(\tau) = \bar{N} e^{-b\tau}, \quad \bar{N} = \left[1 - \lambda U_b \left(\frac{1}{b} \right) \right]^{-1}. \quad (40)$$

Здесь

$$\begin{aligned} U_b \left(\frac{1}{b} \right) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-b\tau} K_b(|\tau|) d\tau = \\ &= 1 - \frac{1}{2} A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx E_2 \left(\int_0^{\infty} \alpha(xe^{2bt}) dt \right), \end{aligned} \quad (41)$$

где $E_2(t)$ — вторая интегральная показательная функция. Как и в однородной среде, $\bar{N}$ не зависит от источников. В частности, для одномерной среды и лоренцовского профиля

$$\bar{N} = \left[1 - \lambda + \frac{\lambda}{2V\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4b}\right)}{\Gamma\left(1 + \frac{1}{4b}\right)} \right]^{-1}. \quad (42)$$

Наличие границы в среде приводит к еще одному способу выбывания фотонов из процесса рассеяния — выходу их из среды. Поступая как и в случае однородного слоя (см. [11]), получаем, что функция $N(\tau)$ для полубесконечной среды

$$N(\tau) = e^{-b\tau} H_b \left(\frac{1}{b} \right) \Psi(\tau), \quad (43)$$

где

$$\Psi(\tau) = 1 + \int_0^{\tau} e^{-b\tau'} \Phi(\tau') d\tau'. \quad (44)$$

Если источники распределены по экспоненте, т. е. $S_1(\tau) = e^{-m\tau}$, то нетрудно получить, что

$$\bar{N} = H_b \left(\frac{1}{b} \right) H_b \left(\frac{1}{m+b} \right). \quad (45)$$

Для однородной среды ($b = 0$) (45) переходит в известное выражение

$$\bar{N} = H_0(\infty) H_0\left(\frac{1}{m}\right) = \frac{1}{\sqrt{1-l}} H_0\left(\frac{1}{m}\right). \quad (46)$$

Для иллюстрации вышеизложенного рассмотрим образование спектральных линий в простейшем случае, когда удастся получить решение уравнения переноса в явном виде.

5. *Случай одномерной среды и лоренцовского профиля.* Как отмечалось выше, определение поля излучения в одномерной среде с лоренцовским профилем коэффициента поглощения сводится к интегральному уравнению, ядерная функция которого — ряд, составленный из экспонент. В наиболее простом случае, при $|b| = 1/4$, ядро — просто экспонента. Знак b не влияет на „функцию источников“ $S(\tau)$, однако интенсивность излучения зависит от него. Будем считать $b = -1/4$ (линия расширяется вглубь среды).

При этих предположениях рассмотрим образование спектральной линии в полубесконечной одномерной атмосфере с учетом поглощения и излучения в непрерывном спектре (см. конец раздела 2). Задача сводится к решению интегрального уравнения для функции источников:

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} K_{-1/4}(|\tau - \tau'|, \beta) S(\tau') d\tau' + (1-l) B(\tau) e^{-\tau} + \beta \int_0^{\infty} K_0(\tau, \tau') B(\tau') d\tau'. \quad (47)$$

Здесь $B(\tau)$ — функция Планка, а ядерная функция

$$K_{-1/4}(\tau, \beta) = \frac{1}{2} e^{-(3/4+\beta)\tau}. \quad (48)$$

Функция $K_0(\tau, \tau')$ дается выражениями

$$K_0(\tau, \tau') = \begin{cases} \frac{1}{2} e^{(1/4-\beta)\tau + \beta\tau'} + \frac{1}{2} e^{-(3/4+\beta)\tau + (1+\beta)\tau'}, & \tau > \tau', \\ e^{(3/4+\beta)\tau - (1/2+\beta)\tau'}, & \tau < \tau'. \end{cases} \quad (49)$$

Функции, через которые выражается решение задачи, легко находятся:

$$\Phi(\tau) = \frac{\lambda}{2} \frac{e^{-(3/4+\beta)k\tau}}{1+k}, \quad (50)$$

$$H_{-1/4}(z) = \frac{1 + \left(\frac{3}{4} + \beta\right)z}{1 + \left(\frac{3}{4} + \beta\right)kz}. \quad (51)$$

В этих формулах

$$k = \sqrt{1 - \frac{2\lambda}{3 + 4\beta}}. \quad (52)$$

Для интенсивности выходящего из среды излучения имеем следующее выражение:

$$I(0, x) = \beta \int_0^\infty \exp \left\{ -\beta\tau - \int_0^\tau \frac{dt}{1 + x^2 e^{-t}} \right\} B(\tau) d\tau + \\ + \int_0^\infty \exp \left\{ -\left(\frac{1}{4} + \beta\right)\tau - \int_0^\tau \frac{dt}{1 + x^2 e^{-t}} \right\} S(\tau) \frac{d\tau}{1 + x^2 e^{-\tau}}. \quad (53)$$

Если источники распределены по экспоненциальному закону

$$B(\tau) = e^{m\tau},$$

то свободный член уравнения (47) есть сумма экспонент. Решение его $S(\tau)$ также является суммой экспонент. Подставив $S(\tau)$ в формулу (53), получаем, что интенсивность выходящего из среды излучения представляет собой сумму гипергеометрических функций. Для краткости мы не приводим соответствующих выражений. Отметим, что решение задачи, имеющее физический смысл, должно удовлетворять условию $I(0, x) \rightarrow \text{const}$ при $x \rightarrow \infty$, что имеет место лишь при $m < \beta$. Это нетрудно понять и из физических соображений.

На рис. 1 изображены профили, соответствующие $\lambda = 1$, $\beta = 0.1$ и различным зависимостям мощности первичных источников от глубины. Как и следовало ожидать, линии очень широки.

На рис. 2 нанесены профили линий при $\beta = 0$, $\lambda = 1$ и различных источниках. Для сравнения приведены профили линий, образующихся в однородной ($b = 0$) одномерной полубесконечной среде при лоренцовском профиле коэффициента поглощения. Одномерная лоренцовская H -функция при $\lambda = 1$ рассчитывалась по формуле

$$H\left(\frac{1}{y}\right) = \left(\frac{2}{y}\right)^{1/4} \sqrt{1+y} \left(\frac{1}{2} \arcsin y\right)^{\frac{\arcsin y}{2\pi}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{\arcsin y}{2\pi} + \frac{1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2^{2n} - 1}{n(2n+1)!} B_n (\arcsin y)^{2n+1} \right\}, \quad (54)$$

где $B_n = 1/6, 1/30, 1/42, \dots$ — числа Бернулли. Профили соответствуют

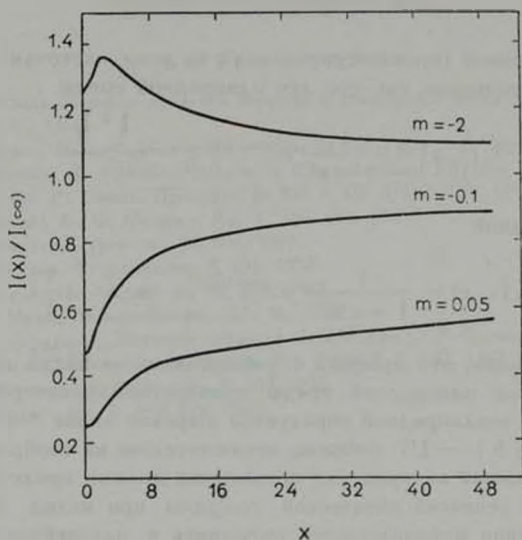


Рис. 1. Профили линий при $b = -1/4$, $\epsilon = 1$, $\xi = 0.1$ и $B(\tau) = e^{m\tau}$, $m = -2$, -0.1 и 0.05 .

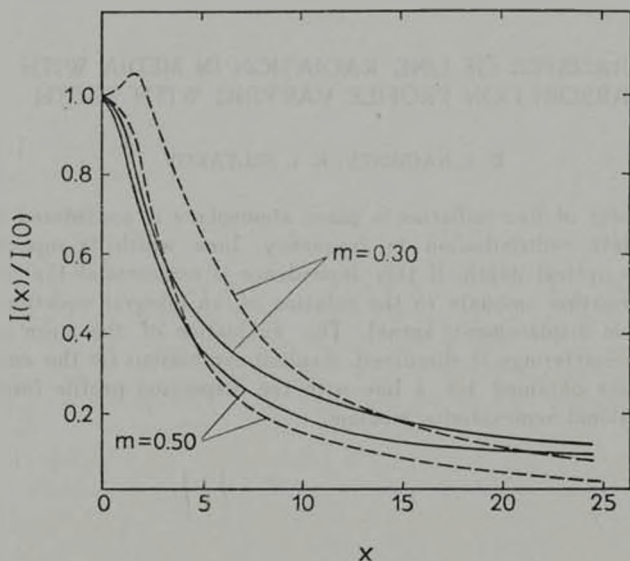


Рис. 2. Профили линий при $\xi = 0$, $\lambda = 1$ и источниках вида (55) при $b = 0$ (пунктир) и (56) — при $b = -1/4$ (сплошные кривые).

одинаковой полной (проинтегрированной по всем частотам) мощности первичных источников, так что для однородной среды

$$z_0(z, x) = \frac{1}{1+x^2} e^{-(m-1/4)z}, \quad m > \frac{1}{4}, \quad (55)$$

для неоднородной

$$z_0(z, x) = \frac{1}{1+x^2} e^{-(m+1/4)z}, \quad m > -\frac{1}{4}. \quad (56)$$

Из рисунка видно, что профили с уменьшением m ведут себя по-разному. В случае однородной среды появляется характерный провал в центре, а в неоднородной образуется широкая линия без провала.

Значение $b = -1/4$ выбрано исключительно из соображений простоты. Наибольший интерес для приложений должно представлять рассеяние в слое конечной оптической толщины при малых b . Работу в этом направлении предполагается выполнить в дальнейшем.

Ленинградский государственный
университет

TRANSFER OF LINE RADIATION IN MEDIA WITH ABSORPTION PROFILE VARYING WITH DEPTH

D. I. NAGIRNER, K. I. SEL'YAKOV

Transfer of line radiation in plane atmosphere is considered assuming complete redistribution in frequency. Line width is supposed to depend on optical depth. If this dependence is exponential the problem of line formation amounts to the solution of an integral equation with a symmetric displacement kernel. The evaluation of the mean number of photon scatterings is discussed. Explicit expressions for the emergent intensity are obtained for a line with the dispersion profile formed in one-dimensional semi-infinite medium.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
2. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
3. D. G. Hummer, G. Rybicki, Methods in Computational Physics, 7, 53, 1967.
4. E. H. Avrett, R. Loeser, Препринт, № 303, САО АН СССР, 1959.
5. G. B. Rybicki, D. G. Hummer, Ap. J., 150, 607, 1967.
6. В. В. Соболев, Астроф. ж., 34, 694, 1967.
7. В. В. Витязев, Астрофизика, 6, 431, 1970.
8. Т. Ф. Плешкова, Астроф. ж., 39, 235, 1962.
9. Б. Нобл, Метод Винера-Хопфа, ИЛ, М., 1962.
10. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
11. В. В. Соболев, Астрофизика, 2, 135, 239, 1966; 3, 5, 137, 1967.
12. Д. И. Нисирнер, Астрофизика, 8, 353, 1972.
13. D. G. Hummer, Ap. J., 140, 276, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

Г. Г. ПАВЛОВ

Получена 22 мая 1974

Получено общее решение уравнений переноса излучения в анизотропной полу-бесконечной среде в предположении АТР. Найдены профили параметров Стокса для линий поглощения в слабом магнитном поле с учетом ориентации атомов. Показано, что ориентация атомов магнитным полем приводит к циркулярной поляризации в интервале по частоте света. Для полей $\sim 10^6 - 10^7$ э. е. величина может достигать нескольких процентов. Рассмотренный эффект может быть связан с циркулярной поляризацией, наблюдаемой у магнитных звездных вариаций.

1. *Введение.* В связи с недавним открытием белых карликов, обладающих, по-видимому, магнитными полями $H \sim 10^6 - 10^7$ тесла (ссылки в [1]), большой интерес приобретает задача о переносе поляризованного излучения в слабом магнитном поле и, в частности, задача об образовании линий поглощения в слабом магнитном поле. Слабое магнитное поле влияет на спектральные линии двояким образом. Во-первых, оно приводит к квадратичному эффекту Зеемана, вследствие которого линии сдвигаются как целое. Этот эффект рассматривался недавно в работе [2, 3]. Во-вторых, в слабом магнитном поле происходит ориентация магнитного момента атома вдоль поля, порождающаяся в различной населенности Zeemanовских подуровней. Влияние этого эффекта на линии поглощения рассматривается в нашей работе.

В разделе 2 получено общее решение уравнений переноса для анизотропной полубесконечной среды в предположении локального термодинамического равновесия (АТР). Оно обобщает формулы Рачковского [4] и Уинна [5], полученные ими для излучения в спектральной линии, выходящего из среды, единственным источником анизотропии которой является однородное магнитное поле.

В разделе 3 полученные формулы используются для исследования вопроса о влиянии ориентации атомов магнитным полем на спектр и поляризацию излучения магнитной звезды. При этом особое внимание уделяется вопросу о степени циркулярной поляризации, измеряемой поляризационным фильтром с большой шириной полосы, поскольку обычно именно такие фильтры применяются при поляризационных наблюдениях белых карликов из-за их малой светимости. Степень циркулярной поляризации в интегральном свете, возникающая в результате рассматриваемого эффекта, может быть оценена по формуле $P_c \approx (\hbar \omega_a \cos \vartheta / 2kT) (W/\Delta\omega)$, где $\omega_a = eB/m_e c$ — циклотронная частота, ϑ — угол между магнитным полем и лучом зрения, $\Delta\omega$ — спектральная ширина полосы фильтра, W — сумма эквивалентных ширин всех линий, попадающих в частотный интервал $\Delta\omega$.

2. *Перенос излучения в анизотропной среде при наличии ЛТР.* В анизотропной среде коэффициенты переноса излучения (например, сечения поглощения и рассеяния) зависят от направления распространения излучения и его поляризации. Вследствие этого, при описании процесса переноса необходимо использовать вместо уравнения переноса для интенсивности систему уравнений переноса для параметров Стокса или поляризационной матрицы плотности излучения. Общий вид этой системы [6—8]

$$(\hbar \nabla) \rho_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2} \sum_i (T_{\alpha i} \rho_{i\beta} + \rho_{\alpha i} T_{i\beta}^\dagger) + \varepsilon_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где $\rho_{\alpha\beta}(\mathbf{n}, \omega, \mathbf{r})$ — матрица плотности излучения в точке $\mathbf{r}$ ($\mathbf{n}$ и ω — направление распространения и циклическая частота излучения, α и β — поляризационные индексы), элементы которой линейно связаны с параметрами Стокса, $T_{\alpha\beta}(\mathbf{n}, \omega, \mathbf{r})$ — матричный коэффициент поглощения (матрица переноса), $\varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{n}, \omega, \mathbf{r})$ — матричный коэффициент излучения. Если среда настолько плотная, что функция распределения её частиц определяется в основном столкновениями с другими частицами, а не взаимодействием с излучением, то можно использовать приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР). В этом случае [9]

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} (T_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}^\dagger) B_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

где $B_{\alpha\beta}$ — функция Планка.

Для решения уравнения (1) введем поляризационную матрицу плотности R_{jk} в представлении нормальных волн [8]*)

* Аналогичный метод использовался также в работах [13, 14].

$$R_{jk} = \sum_{\alpha\beta} u_{j\alpha}^{-1} \epsilon_{\alpha\beta}^+ u_{\beta k}^{-1}, \quad (3)$$

где $j, k = 1, 2$ — индексы необыкновенной и обыкновенной волн, $u_{\alpha j}$ — собственные векторы матрицы $T_{\alpha\beta}$:

$$\sum_{\beta} T_{\alpha\beta} u_{\beta j} = T_j u_{\alpha j}, \quad (4)$$

индексы -1 и $+$ означают обратную и эрмитово сопряженную матрицы.

Для R_{jk} получаем уравнение

$$(n\nabla) R_{jk} = -\frac{1}{2} (T_j + T_k) \left[R_{jk} - \frac{1}{2} B_{\infty} (u^{-1} u^{-1})_{jk} \right], \quad (5)$$

Решая (5) для плоскопараллельной среды и переходя в исходное представление, получаем матрицу плотности излучения, выходящего из полубесконечной анизотропной среды

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} \sum_{jk\gamma} u_{\alpha j} u_{j\gamma}^{-1} u_{\gamma k}^{-1} u_{k\beta}^+ \int_0^{\infty} dz (T_j + T_k) B_{\infty} \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^z dz' (T_j + T_k) \sec \theta \right] \sec \theta, \quad (6)$$

где θ — угол между нормалью к границе среды и лучом зрения. Эта формула справедлива при любой зависимости B_{∞} и T_{jk} от геометрической глубины z независимо от источника анизотропии среды и конкретных процессов, приводящих к поглощению и преломлению излучения в среде.

Введем оптическую глубину τ по отношению к какому-либо коэффициенту поглощения K : $\tau = \int_0^z K dz$. Если величина $\eta_{jk} = (T_j + T_k)/2K$

не зависит от τ (например, в модели звездной атмосферы Милна—Эддингтона с коэффициентом поглощения в непрерывном спектре, равном K), то

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \sum_{jk\gamma} u_{\alpha j} u_{j\gamma}^{-1} u_{\gamma k}^{-1} u_{k\beta}^+ \eta_{jk} \sec \theta \int_0^{\infty} d\tau B_{\infty}(\tau) e^{-\tau \eta_{jk} \sec \theta}. \quad (7)$$

Разложим функцию $B_{\infty}(\tau)$ в ряд по τ :

$$B_{\infty}(\tau) = B_{\infty}^{(0)} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \tau^n / n! \right). \quad (8)$$

Тогда

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{B_{\omega}^{(0)}}{2} \delta_{\alpha\beta} + \frac{B_{\omega}^{(0)}}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (\cos \theta)^n X_{\alpha\beta}^{(n)}, \quad (9)$$

где

$$X_{\alpha\beta}^{(n)} = \sum_{l, k} u_{\alpha l} \frac{u_{l1}^{-1} u_{1k}^{-1}}{(v_{lk})^n} u_{k\beta}^{\dagger}, \quad (10)$$

Матрица $X^{(n)}$ подчиняется условию

$$\sum_{j=1}^n \sum_{m=0}^{\infty} \binom{n}{m} [(T)^m]_{j1} X_{1j}^{(n)} [(T^{-1})^{n-m}]_{13} = (2K)^n \delta_{\alpha\beta}, \quad (11)$$

которое оказывается фактически удобнее для отыскания явного вида $X^{(n)}$, чем (10).

Во многих задачах в разложении (8) можно ограничиться линейным по τ членом (3-приближение). Тогда

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} B_{\omega}^{(0)} (\delta_{\alpha\beta} + \beta_1 \cos \theta X_{\alpha\beta}^{(1)}), \quad (12)$$

где $X^{(1)}$ находится из условия

$$\frac{TX^{(1)} + X^{(1)}T^{-1}}{2K} = 1. \quad (13)$$

Если можно пренебречь эффектами, связанными с интерференцией нормальных волн (например, влиянием аномальной дисперсии в спектральной линии), то $T = T^{-1}$ и $X^{(n)} = (K T^{-1})^n$. Пользуясь формулами (11), (13), можно получить явные выражения матрицы плотности (или параметров Стокса) выходящего из среды излучения через элементы матрицы переноса $T_{\alpha\beta}$. Например, в 3-приближении для параметров Стокса имеем

$$I = B_{\omega}^{(0)} \left\{ 1 + \frac{\beta \cos \theta}{D} [\gamma_I (\gamma_I^2 + \xi_V^2 + \xi_Q^2 + \xi_U^2)] \right\}, \quad (14a)$$

$$Q = -B_{\omega}^{(0)} \frac{\beta \cos \theta}{D} [\gamma_I (\gamma_I \gamma_Q + \gamma_U \xi_V - \gamma_V \xi_U) + \xi_Q A], \quad (14б)$$

$$U = -B_{\omega}^{(0)} \frac{\beta \cos \theta}{D} [\gamma_I (\gamma_I \gamma_U - \gamma_Q \xi_V + \gamma_V \xi_Q) + \xi_U A], \quad (14в)$$

$$V = -B_{\alpha}^{(0)} \frac{\beta \cos \theta}{D} [\eta_V^2 \eta_V + \xi_V A], \quad (14r)$$

где

$$D = \eta_I^2 (\eta_I^2 - \eta_V^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 + \xi_V^2 + \xi_Q^2 + \xi_U^2) - A^2,$$

$$A = \eta_V \xi_V + \eta_Q \xi_Q + \eta_U \xi_U, \quad \beta \equiv \beta_1.$$

Вещественные безразмерные коэффициенты η и ξ определяются формулами

$$\begin{aligned} \eta_I &= \operatorname{Re} \frac{T_{+1+1} + T_{-1-1}}{2K}, & \eta_V + i\xi_V &= \frac{T_{+1-1} - T_{-1-1}}{2K}, \\ \eta_Q + i\xi_Q &= -\frac{T_{+1-1} - T_{-1-1}}{2K}, & \eta_U + i\xi_U &= i \frac{T_{+1-1} - T_{-1+1}}{2K}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $T_{\alpha\beta}$ — элементы матрицы переноса в представлении круговой поляризации ($\alpha, \beta = \pm 1$ соответствуют правой и левой круговой поляризации). Полученные формулы в общем виде решают задачу о спектре и поляризации излучения, выходящего из анизотропной среды. Они справедливы при тех же условиях, что и исходное уравнение переноса, то есть в приближении ЛТР и при малом отличии показателей преломления среды от единицы [6].

Рассмотрим теперь практически важный частный случай, когда единственным выделенным направлением в среде является направление магнитного поля. Тогда элементы матрицы переноса в представлении круговой поляризации могут быть записаны в виде [8]

$$T_{\alpha\beta}(n\omega) = \sum_{\mu=-1}^1 P_{\alpha\beta}^{\mu}(n) T_{\mu}(\omega), \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}^{\mu}(n) &= \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \mu \alpha \cos \vartheta + \frac{1}{12} (3\mu^2 - 2) (3 \cos^2 \vartheta - 1) \right] + \\ &+ \frac{1}{4} (1 - \delta_{\alpha\beta}) (3\mu^2 - 2) \sin^2 \vartheta e^{i(\alpha - \beta) \psi}, \end{aligned} \quad (17)$$

ϑ — угол между направлением магнитного поля B и лучом зрения n , ψ — угол между плоскостью, образованной векторами n и B и направлением оси e_x базисной системы ортов линейной поляризации (см. рис. 1.) Комплексные коэффициенты $T_{\mu}(\omega)$ связаны с диагональными элементами тензора поляризуемости среды $\alpha_{\mu}(\omega)$ в циклических координатах

$$T_p(\omega) = -i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \alpha_p(\omega). \quad (18)$$

Их явный вид определяется конкретными процессами взаимодействия излучения с частицами среды. Используя (15), (16), имеем

$$\eta_U = \frac{\eta_{+1} - \eta_{-1}}{2} + \frac{2\eta_0 - \eta_{+1} - \eta_{-1}}{4} \sin^2 \vartheta, \quad (19a)$$

$$\eta_U + i\tilde{\eta}_U = \left(\frac{\eta_{+1} - \eta_{-1}}{2} + i \frac{\tilde{\eta}_{+1} - \tilde{\eta}_{-1}}{2} \right) \cos \vartheta, \quad (19b)$$

$$\eta_Q + i\tilde{\eta}_Q = \left(\frac{2\eta_0 - \eta_{+1} - \eta_{-1}}{4} + i \frac{2\tilde{\eta}_0 - \tilde{\eta}_{+1} - \tilde{\eta}_{-1}}{4} \right) \sin^2 \vartheta \cos 2\psi, \quad (19b)$$

$$\eta_U + i\tilde{\eta}_U = (\eta_Q + i\tilde{\eta}_Q) \operatorname{tg} 2\psi. \quad (19r)$$

Вещественные коэффициенты η_μ и $\tilde{\eta}_\mu$ ($\mu = 0, \pm 1$) не зависят от углов и определяются формулой

$$\eta_\mu + i\tilde{\eta}_\mu = T_\mu(\omega)/K. \quad (20)$$

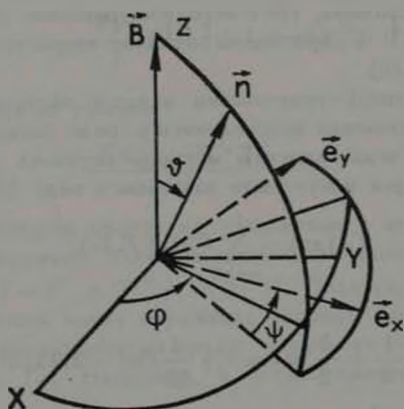


Рис. 1. Системы координат и углы, используемые в статье.

Формулы (16) — (19) позволяют в явном виде выделить угловую зависимость в выражениях для параметров Стокса выходящего излучения. Если выбрать $\psi = 0$, то $\eta_U = \tilde{\eta}_U = 0$ и при подстановке (19) в (14) получаются формулы, полученные впервые Д. Н. Рачковским [4] в задаче об образовании линий поглощения в магнитном поле. Если, кро-

ме того, положить в (19) $\xi_U = 0$ (в задачах о спектральных линиях в магнитном поле это соответствует пренебрежению аномальной дисперсией), то при подстановке (19) в (14) получим формулы Уинно [5]. Из нашего вывода формул (14), (19) с очевидностью следует, в частности, что формулы Рачковского применимы не только для эффекта Зеемана, но и для любого процесса взаимодействия излучения с веществом в магнитном поле (разница лишь в частотной зависимости коэффициентов η_{α} и ξ_{α}).

3. *Влияние ориентации атомов сильным магнитным полем на спектр и поляризацию излучения.* Применим полученные в предыдущем разделе формулы к задаче о переносе излучения в спектральной линии в магнитном поле настолько сильном, что становится возможной ориентация моментов атомов вдоль магнитного поля. Такая ситуация может иметь место в атмосферах магнитных белых карликов. Поскольку при образовании линий в атмосфере звезды существенно поглощение и излучение фотонов не только в линии, но и в непрерывном спектре, то матрица переноса $T_{\alpha\beta}$ должна учитывать оба эти процесса. Если магнитное поле не является очень большим, то можно пренебречь угловой и поляризационной зависимостью матрицы переноса в непрерывном спектре. Например, если основным нерезонансным процессом являются свободно-свободные переходы в магнитоактивной плазме, то такое пренебрежение допустимо при $\omega_{\alpha} \ll \omega$ ($\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота), что соответствует в оптическом диапазоне $B \ll 3 \cdot 10^3$ гаусс. Тогда эти процессы могут быть учтены введением скалярного коэффициента поглощения в непрерывном спектре K . Если обозначить матрицу переноса в линии через $T_{\alpha\beta}$, то во всех формулах предыдущего раздела следует сделать замену $T_{\alpha\beta} \rightarrow K\delta_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}$, $\tau_{II} \rightarrow 1 + \tau_{II}$. Выражения для матрицы переноса в спектральной линии были получены для различных случаев в работе [9]. При наличии ЛТР с учетом ориентации атомов магнитным полем можно записать

$$\eta_{\mu} + i\xi_{\mu} = \frac{\eta}{G(0)(2S+1)(2L'+1)} \sum_{m_L m_S} \left(C_{L m_L 1 \mu}^{L' m_L'} \right)^2 n_{m_L m_S} \times \\ \times \left\{ G\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) + iF\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) \right\}, \quad (21)$$

где $n_{m_L m_S} = Z(0) \exp[-(m_L + 2m_S) \hbar m_B / 2kT] / Z(B)$, $Z(B)$ и $Z(0)$ — статистические суммы атома, в присутствии магнитного поля и без него, L и L' — орбитальные квантовые числа нижнего и верхнего со-

стояний, m_L и m_L' — магнитные квантовые числа, $C_{Lm_L 1\mu}^{L'm_L'}$ — коэффициент Клебша—Гордана (явное выражение в [10]), S — спиновое квантовое число, μ — номер зеемановской компоненты ($\mu = 0$ соответствует π -компоненте, $\mu = \pm 1$ — σ_V и σ_R -компонентам), $G(\omega)$ — коэффициент поглощения в отсутствие магнитного поля (частоту ω отсчитываем от центра нерасщепленной линии),
$$F(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' -$$

функция, определяющая частотную зависимость коэффициента преломления в отсутствие магнитного поля, η — отношение коэффициента поглощения в центре нерасщепленной линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Формула (21) написана в пренебрежении квадратичным эффектом Зеемана ($B \ll 3 \cdot 10^5$ гс для линии H_α) для области полей, соответствующих полному эффекту Пашена—Бака ($B \gg 10^4$ гс). В отсутствие ориентации ($n_{m_L m_S} = 1$)

$$\eta_{\lambda}^{(0)} + i\tilde{\eta}_{\lambda}^{(0)} = \frac{\eta}{G(0)} \left\{ G\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) + iF\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) \right\}. \quad (22)$$

Степень ориентации определяется безразмерным параметром $\hbar\omega_B/2kT$. При типичном для звездных атмосфер значений $T \sim 10^4$ К этот параметр мал, если $B \ll 10^5$ гс. Поэтому можно разложить (21) в ряд по $\hbar\omega_B/2kT$, ограничиваясь линейным членом. Учитывая, что в пренебрежении квадратичным эффектом Зеемана $Z(B) \simeq Z(0)$ и используя соотношение
$$\frac{3}{2L'+1} \sum_m m (C_{Lm 1\mu}^{L'm'})^2 = \mu [L'(L'+1) - L(L+1) - 2]/4,$$
 получим

$$\eta_{\lambda} + i\tilde{\eta}_{\lambda} = (1 - \alpha^2) (\eta_{\lambda}^{(0)} + i\tilde{\eta}_{\lambda}^{(0)}), \quad (23)$$

где $\alpha = \hbar\omega_B [L'(L'+1) - L(L+1) - 2]/8kT$.

Из (23) следует:

$$\begin{aligned} \eta_{ij} &= \eta_{ij}^{(0)} + \alpha \left[\frac{\eta_{-1}^{(0)} - \eta_{+1}^{(0)}}{2} + \frac{\eta_{+1}^{(0)} - \eta_{-1}^{(0)}}{1} \sin^2 \vartheta \right], \\ \eta_V + i\tilde{\eta}_V &= \eta_V^{(0)} + i\tilde{\eta}_V^{(0)} - \alpha \left[\frac{\eta_{+1}^{(0)} + \eta_{-1}^{(0)}}{2} + i \frac{\xi_{+1}^{(0)} + \xi_{-1}^{(0)}}{2} \right] \cos \vartheta, \\ \eta_Q + i\tilde{\eta}_Q &= \eta_Q^{(0)} + i\tilde{\eta}_Q^{(0)} + \alpha \left[\frac{\eta_{+1}^{(0)} - \eta_{-1}^{(0)}}{4} + i \frac{\xi_{+1}^{(0)} - \xi_{-1}^{(0)}}{4} \right] \sin^2 \vartheta. \end{aligned} \quad (24)$$

Подставив (24) в (14), можно найти поправки для профилей параметра Стокса на ориентацию при любой величине расщепления. Однако большие поля, приводящие к ориентации атомов, одновременно сильно расщепляют линию. Поэтому можно записать формулы для параметров Стокса по отдельности для каждой из зеемановских компонент. Для π -компонент

$$\begin{aligned} r_I &= \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \left\{ 1 - \frac{1 + \frac{C}{2} \gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \mp \alpha \frac{\frac{C}{2} \gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \right\}, \\ r_V &= \pm \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \frac{\gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \left[1 \mp \frac{\alpha}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \right] \frac{\cos \theta}{2}, \\ r_Q &= - \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \frac{\gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \left[1 \mp \frac{\alpha}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \right] \frac{\sin^2 \theta}{4}, \\ r_U &= 0, \end{aligned} \quad (25)$$

где r — остаточные интенсивности для параметров Стокса ($r_I = (I^0 - I)/I^0$, $r_V = -V/I^0$ и т. д., $I^0 = B_{\pi}^{(0)} (1 + \beta \cos \theta)$ — интенсивность в континууме), $C = (1 + \cos^2 \theta)/2$. Верхний знак в формулах (25) относится к π_V , а нижний — к π_R -компоненте. На π -компоненту ориентация не влияет.

Из (25) следует в частности, что отношение глубин зеемановских компонент с учетом ориентации дается выражением:

$$d_{\pi_V} : d_{\pi} : d_{\pi_R} = \frac{C \gamma}{1 + C \gamma} \left(1 - \frac{\alpha}{1 + C \gamma} \right) : \frac{\gamma \sin^2 \theta}{1 + \gamma \sin^2 \theta} : \frac{C \gamma}{1 + C \gamma} \left(1 + \frac{\alpha}{1 + C \gamma} \right), \quad (26)$$

то есть ориентация приводит к тому, что глубина π_V -компоненты уменьшается, π_R — увеличивается на ту же величину. Относительная величина этого изменения равна $\alpha/(1 + C \gamma)$. Влияние ориентации на параметр $Q(\omega)$ аналогичное: кривая для $Q(\omega)$ опускается в области π_V и поднимается в области π_R -компоненты. Что же касается параметра $V(\omega)$, то для него ориентация приводит к подъему кривой $V(\omega)$ как в области π_V , так и π_R -компонент. Вследствие этого исчезает симметрия V относительно центра линии и $V(\omega)$ перестает быть нечетной функцией частоты. В результате возникает новое явление — круговая поляризация в интегральном свете.

Оценим ее величину. Пусть при измерении круговой поляризации используется поляриметр с шириной спектральной полосы $\Delta \omega$. Тогда

степень круговой поляризации P_c может быть найдена по формуле:

$$P_c = \frac{\int_{(\Delta\omega)} V(\omega) d\omega}{\int_{(\Delta\omega)} I(\omega) d\omega}. \quad (27)$$

Если $\Delta\omega$ превышает как ширину линии, так и величину зеемановского расщепления, то, используя (25), можно записать

$$P_c \approx \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \frac{\alpha \cos \theta}{\Delta\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma k(\omega) d\omega}{[1 + C\gamma k(\omega)]^2}, \quad (28)$$

где $k(\omega) = G(\omega)/G(0)$ — коэффициент поглощения в линии без магнитного поля, отнесенный к коэффициенту поглощения в центре линии. В (28) величина β берется при некотором среднем значении частоты из интервала $\Delta\omega$. Интеграл в (28) при произвольной частотной зависимости $G(\omega)$ может быть найден только численно. Можно, однако, указать на простую связь между степенью круговой поляризации P_c и эквивалентной шириной линии W , которая в приближении ЛТР равна

$$W(\gamma) = \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma k(\omega) d\omega}{1 + \gamma k(\omega)}. \quad (29)$$

Сравнивая (28) и (29), нетрудно получить соотношение

$$P_c = \frac{\alpha \cos \theta}{C\Delta\omega} \left. \frac{dW(\gamma)}{d \ln \gamma} \right|_{\gamma \rightarrow \gamma_C}. \quad (30)$$

Формула (30) позволяет найти интеграл в (28), если известна зависимость $W(\gamma)$ (кривая роста), которая подробно изучена для многих конкретных случаев [11]. Особенно простая связь между P_c и W получается, если W зависит от γ по степенному закону

$$W(\gamma) \sim \gamma^{\frac{1}{2}}. \quad (31)$$

Тогда

$$P_c = \gamma C^{\frac{1}{2}-1} \frac{W}{\Delta\omega} \alpha \cos \theta. \quad (32)$$

Закон (31) справедлив для многих важных частных случаев. Так, для слабых линий $\gamma = 1$ независимо от профиля коэффициента поглощения. Для очень сильных линий, когда главный вклад в интеграл (29) вносят лоренцовские крылья коэффициента поглощения, $\gamma = 1/2$. Для линий,

уширенных линейным эффектом Штарка, $\gamma = 2/5$. Для магнитных белых карликов последний случай, по-видимому, наиболее реален. Если в полосу пропускания поляризационного фильтра попадает несколько линий поглощения, то вклады в циркулярную поляризацию от различных линий складываются. Полученные формулы для степени циркулярной поляризации могут быть полезны при интерпретации поляризационных наблюдений источников с сильным магнитным полем, в частности магнитных белых карликов. Например, при температуре $T = 10^4$ К ориентация атомов магнитным полем $B = 3 \cdot 10^6$ гс, направленным на наблюдателя, дает степень круговой поляризации $P_c \approx -2W/\Delta\omega$ % для перехода $L' = 0$, $L = 1$. Формулы (30), (32) позволяют также в принципе предсказать зависимость степени поляризации при измерениях с широкополосным фильтром, обдуманной ориентации атомов, от длины волны, так как число линий и величина W различны для разных участков спектра. Значения W для определенной линии зависят от физических условий в атмосфере звезды. Для белых карликов эти условия известны не настолько хорошо, чтобы можно было найти надежные теоретические значения эквивалентных ширин. Однако в отдельных случаях для определения W можно воспользоваться наблюдательными данными. Так, для многих карликов типа DA и DB имеется большое число данных по бальмеровским линиям водорода* и линиям гелия [12]. Эквивалентные ширины этих линий можно использовать для предварительных оценок степени круговой поляризации в различных областях спектра при поисках магнитных белых карликов типа DA и DB. Измерение круговой поляризации с широкополосным фильтром может оказаться более удобным методом для детектирования магнитных полей белых карликов, чем измерение сдвига, обдуманного квадратичному эффекту Штарка, или поляризации в крыльях бальмеровских линий.

Следует отметить, что ориентация атомов не является единственным механизмом, приводящим к поляризации излучения в интегральном свете. К такому же эффекту приводит наличие магнитоактивной плазмы в атмосфере звезды, а также неодинаковые значения сил осцилляторов для переходов, соответствующих различным зеемановским компонентам. Влияние этих механизмов предполагается рассмотреть в следующих работах.

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

* Строго говоря, наши результаты не применимы к подороду из-за вырождения по L . Можно, однако, показать, что для водородных линий применимы те же формулы, в которых $\pi = A\hbar\omega_B/2kT$, где $A \sim 1$. Для бальмеровской серии $A \approx 0.3 \div 0.4$.

THE EFFECT OF ORIENTATION OF ATOMS ON ABSORPTION LINES IN A STRONG MAGNETIC FIELD

G. G. PAVLOV

The general solution of the transfer equations is derived for anisotropic medium in LTE conditions. The profiles of parameters of Stockes are calculated for absorption lines in a strong magnetic field with the orientation of atoms taken into account. It has been shown that the orientation of atoms by the magnetic field leads to the circular polarization integrated over the spectrum. For fields $\sim 10^6 - 10^7$ Gauss the degree of polarization is equal to a few per cent. This effect may be responsible for circular polarization of magnetic white dwarfs.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Сазонов, УФН, 108, 583, 1972.
2. F. K. Lamb, P. G. Sutherland, in "Proc. of the Conference on Line Formation in the Presence of Magnetic Fields", Boulder, Colorado, 1971.
3. E. F. Borra, Ap. J., 183, 587, 1973.
4. Д. Н. Рачковский, Изв. КРАО, 28, 259, 1962.
5. W. Unno, Publ. Astron. Soc. Japan., 8, 108, 1956.
6. В. Н. Сазонов, В. Н. Цытович, Радиофизика, 11, 1287, 1968.
7. A. Z. Dolginov, Yu. N. Gnedin, N. A. Stlantev, JQSRT, 10, 707, 1970.
8. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, ЖЭТФ, 65, 1806, 1973.
9. А. З. Долинов, Г. Г. Павлов, Астрофиз. журн., 50, 762, 1973.
10. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
11. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
12. Дж. Гринстейн, в сб. "Физика звездных атмосфер", ИИЛ, М., 1963.
13. Д. Н. Рачковский, Изв. КРАО, 47, 3, 1973.
14. В. Н. Сазонов, Астрофизика, 10, 405, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

О СВОЙСТВАХ ХОЛОДНОГО ПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА С ВМОРОЖЕННЫМ СВЕРХСИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Г. А. ШУЛЬМАН

Поступила 3 января 1974

Пересмотрена 17 июля 1974

Показано, что замороженное сверхсильное магнитное поле может заметно влиять на свойства холодного плотного вещества. Для значения напряженности замороженного магнитного поля $3 \cdot 10^{14}$ эс на поверхности холодной плотной звезды оценен порог появления свободных нейтронов.

1. *Введение.* Известно, что с повышением плотности вещества параметры атомных ядер A и Z являются функциями граничной энергии электронов. Сначала происходит нейтронизация вещества, затем, наряду с существованием атомных ядер и электронов, в нем возникают свободные стабильные нейтроны. Дальнейшее увеличение плотности вещества ведет к образованию сплошной ядерной материи, состоящей из протонов, нейтронов и электронов [1].

При рассмотрении процессов, происходящих в холодном плотном веществе, обычно не учитывается влияние магнитного поля [1].

Однако в открытых недавно пульсарах величина магнитного поля, по-видимому, может быть такова, что его влиянием на характер процессов, происходящих в холодном плотном веществе, нельзя пренебречь.

Относительно пульсаров твердо установленным является то, что эти объекты являются вращающимися холодными магнитными звездами, напряженность магнитного поля которых вблизи поверхности достигает величины в 10^{10} — 10^{12} эс. Если бы магнитные поля пульсаров были бы слабее 10^{10} эс, то обнаружить испускаемое ими импульсное излучение было бы невозможно [2]. В то же время, как показано в [3], из анализа замедления вращения пульсаров вследствие незнания

величины их массы, можно оценить значение напряженности магнитного поля вблизи поверхности лишь с точностью до 3–4 порядков.

В работе [4] показано, что если рассматривать протонную жидкость пульсара как сверхпроводящую, а электронную как нормальную, то возникающий магнитный момент приводит к тому, что напряженность магнитного поля на поверхности пульсара может достигнуть величины в 10^{14} гс.

Таким образом, магнитные поля в 10^{14} гс на поверхности пульсара вполне допустимы.

Очевидно, что магнитное поле заморожено в достаточно хорошо проводящее вещество пульсара. Если исходить при этом из соображений сохранения магнитного потока, то магнитное поле внутри пульсара будет изменяться по закону [5]

$$H(r) = H_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}, \quad (1)$$

где ρ_0 и H_0 — соответственно плотность и напряженность магнитного поля на поверхности пульсара, а $\rho(r)$ и $H(r)$ — те же величины на расстоянии r от его центра.

Ниже мы покажем, что при $H_0 \simeq 3 \cdot 10^{14}$ гаусс свойства вещества внутри пульсара будут заметно зависеть от величины магнитного поля.

Чтобы оценить необходимость учета магнитного поля для исследования свойств плотного вещества в присутствии сверхсильных магнитных полей, рассмотрим движение релятивистского электрона в однородном магнитном поле, направленном по оси OZ .

Уровни энергии релятивистского электрона в квантующем магнитном поле определяются выражением [6]:

$$\varepsilon(\nu_z, H) = \{m^2 c^4 + c^2 \nu_z^2 + 2mc^2 [\mu_B H(2n+1) \pm \mu_B H]\}^{1/2}, \quad (2)$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, $\mu_B = eh/2mc$ — магнитный момент электрона, m и e — масса и заряд электрона, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка.

Квантующее действие однородного магнитного поля на релятивистский электрон будет иметь место в том случае, если справедливо соотношение

$$c^2 \nu_z^2 \ll 2mc^2 \mu_B H. \quad (3)$$

Из (3), с учетом того, что квадрат уровня Ферми $\varepsilon_F^2 \simeq 3c^2 \nu_z^2$, имеем [7]

$$H_0 > \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_F}{mc^2} \right)^2 H_{cr}, \quad H_{cr} = \frac{m^2 c^2}{e \hbar} \approx 4.414 \cdot 10^{13} \text{ гс} \quad (4)$$

Здесь $H_{кр}$ есть так называемое критическое магнитное поле, а H_c — то значение напряженности магнитного поля, выше которого свойства электронного газа будут зависеть от его величины.

В табл. 1 приведены величины H_c для некоторых значений плотности вещества.

Для пульсара PSR 0527, например, напряженность магнитного поля на поверхности ($\rho \approx 10^6$ г/см³) равна $4 \cdot 10^{12}$ эс [2], что весьма близко к соответствующему этой плотности значению $H_c \approx 4.12 \cdot 10^{12}$ эс.

Таким образом, в случае магнитных полей, значения напряженности которых на поверхности пульсара на один или два порядка превышают величину в 10^{12} эс, свойства вещества в его недрах должны заметно зависеть от магнитного поля.

В настоящей статье сделана попытка определить зависимость порога образования свободных нейтронов в плотном веществе от величины напряженности магнитного поля.

Исходим из предположения, что напряженность магнитного поля на поверхности пульсара равна $3 \cdot 10^{14}$ эс, магнитное поле является замороженным в вещество и изменяется по закону (1).

2. *Средняя энергия ультрарелятивистского электронного газа в присутствии квантующего магнитного поля.* Для определения средней энергии релятивистского электронного газа из N частиц в присутствии квантующего магнитного поля нам необходимо выражение для Ω -потенциала, которое было вычислено в [8] по методу, предложенному Ю. Б. Румером [9]:

$$\begin{aligned} -\Omega(\mu, H, 0) = & \frac{3}{2} N \mu_B H \frac{mc^2}{(\mu_0^2 - m^2 c^4)^{3/2}} \times \\ & \times \left[\mu \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4} - \frac{m^2 c^4}{2} \ln \frac{|\mu + \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4}|}{|\mu - \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4}|} + \right. \\ & + 2 \sum_{n=1}^l \left(\mu \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4} - 4mc^2 \mu_B H \cdot n - \right. \\ & \left. \left. - \frac{m^2 c^4 + 4mc^2 \mu_B H \cdot n}{2} \ln \frac{|\mu + \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4 - 4mc^2 \mu_B H \cdot n}|}{|\mu - \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4 - 4mc^2 \mu_B H \cdot n}|} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где μ и μ_0 , соответственно, химические потенциалы релятивистского электронного газа в зависимости от магнитного поля и при отсутствии внешних воздействий, причем

$$\mu_0^2 = m^2 c^4 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 c^2 n_e^{2/3}, \quad n_e = \frac{N}{V}. \quad (6)$$

В формуле (5) n пробегает целые значения от 1 до l .

Число заряженных частиц связано с Ω -потенциалом соотношением

$$N = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_H = \frac{3}{2} \mu_B H \frac{mc^2}{(\mu_0^2 - m^2 c^4)^{3/2}} \times \\ \times 2 \left[\sqrt{\mu^2 - m^2 c^4} + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4 - 4mc^2 \mu_B H \cdot n} \right]. \quad (7)$$

Вводя обозначение

$$\frac{\mu^2 - m^2 c^4}{2mc^2 \mu_B H} = x^2, \quad (8)$$

легко получить

$$\mu(H, 0) = c [m^2 c^4 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} x^2 R_2(x)]^{-1/2}, \quad (9)$$

где

$$R_2(x) = \frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right). \quad (10)$$

В ультрарелятивистском пределе из (9) имеем

$$\mu(H, 0) = \mu_0 \cdot x [R_2(x)]^{-1/3}, \quad \mu_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3}, \quad (11)$$

где в этом случае выражение $R_2(x)$ остается неизменным, а

$$x^2 = \frac{\mu^2}{2mc^2 \mu_B H}. \quad (12)$$

Выражение (5) для Ω -потенциала в ультрарелятивистском пределе примет вид

$$-\Omega(\mu, H, 0) = \frac{N}{2\mu_0} (2mc^2 \mu_B H)^2 R_1(x), \quad (13)$$

где

$$R_1(x) = \frac{3}{2} \left\{ x^2 + 2 \sum_{n=1}^l \left(x \sqrt{x^2 - 2n} - n \ln \left| \frac{x + \sqrt{x^2 - 2n}}{x - \sqrt{x^2 - 2n}} \right| \right) \right\}. \quad (14)$$

Энергия электронного газа может быть определена по формуле [9]

$$E = \Omega - \mu \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_H. \quad (15)$$

Для ультрарелятивистского электронного газа в квантующем магнитном поле получаем после подстановки в (15) формул (11) и (13):

$$E = \frac{N_{p_0}}{2} \cdot \frac{[2xR_2(x) - R_1(x)]}{[R_2(x)]^{4/3}}. \quad (16)$$

Легко видеть, что функция $R_1(x)$ связана с $R_2(x)$ соотношением

$$R_1'(x) = 2R_2(x). \quad (17)$$

Производная функция $R_2(x)$, равная

$$R_2'(x) = \frac{3}{2} \left| 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} x(x^2 - 2n)^{-1/2} \right| \quad (18)$$

имеет разрывы (бесконечные) в точках $x^2 = 2l$. Сама функция $R_2(x)$ испытывает в этих точках конечные скачки.

Таким образом, энергия ультрарелятивистского электронного газа в квантующем магнитном поле является осциллирующей функцией от x^2 для $x^2 > 2$.

Формула (16) дает в параметрическом виде зависимость энергии E от $p_0^2/(2mc^2\mu_B H)$.

Для значений $x^2 \geq 14$ (слабых магнитных полей) энергия ультрарелятивистского электронного газа, как это и должно быть, стремится к предельному значению $0.75 N_{p_0}$.

3. Зависимость порога образования свободных нейтронов от магнитного поля. Порогу появления свободных нейтронов в составе вещества в качестве стабильной компоненты соответствует граничная энергия электронов $\epsilon_e \simeq 23 \text{ Мэв}$ и плотность массы $\rho \simeq 2.7 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ [1].

Если напряженность магнитного поля изменяется в звезде по закону (1), то любому значению плотности ρ , согласно (1) и (12), отвечает параметр $x^2 \simeq 0.07$ при $H_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ гс}$.

Для $0 < x^2 < 2$ из (14) и (10) имеем, что

$$R_2(x) = \frac{3}{2} x \quad \text{и} \quad R_1(x) = \frac{3}{2} x^2. \quad (19)$$

С учетом формул (19) средняя энергия ультрарелятивистского электронного газа в магнитном поле определяется для $0 < x^2 < 2$ соотношением

$$E = \frac{N_{p_0}}{2} \left(\frac{x^2 \sqrt{13}}{1.5} \right). \quad (20)$$

Если $x^2 \simeq 0.07$, то

$$E \simeq 0.18 N_{p_0} \quad (21)$$

Таблица 1

$\rho, \text{г/см}^3$	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}
$\varepsilon_F, MэВ$	0.35	0.76	1.64	3.5	7.6	16.4	35
$H_s = \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_F}{mc^2} \right)^2 H_{kp}, \text{гс}$	$4.12 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$7.2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{15}$	$1.58 \cdot 10^{16}$	$7.3 \cdot 10^{16}$
$H = H_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}, \text{гс}$	$3 \cdot 10^{14}$	$1.39 \cdot 10^{15}$	$6.45 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{16}$	$1.4 \cdot 10^{17}$	$6.5 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{18}$

Таблица 2

$\rho, \text{г/см}^3$	$2.7 \cdot 10^{11}$	10^{12}	10^{13}	$2 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$
$\varepsilon_F, MэВ$	23	35	75.4	85	103.2	123
$\frac{E}{N} = 0.75 \mu_0, MэВ$	17.3	26.2	56.4	64	80	92
$\frac{E}{N} = 0.18 \mu_0, MэВ$	4.15	6.3	13.8	16.4	18.5	22.2

В табл. 2 приведены результаты расчета средней энергии ультрарелятивистского электронного газа, приходящейся на одну частицу, для ряда значений плотности при $H=0$ и при H , определяемом по формуле (1).

Из сравнения этих результатов видно, что порог появления свободных нейтронов в плотном веществе при изменении магнитного поля в нем по закону (1) смещается от значения плотности $\rho \approx 2.7 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ при $H=0$ до значения плотности не выше 10^{12} г/см^3 .

Автор признателен Д. А. Киржницу, В. Н. Сазонову и О. П. Хвесь за интерес к рассматриваемому вопросу.

Брестский государственный
педагогический институт
им. А. С. Пушкина

ON PROPERTIES OF COLD DENSE MATTER WITH THE IMBEDDED OVERFORCED MAGNETIC FIELD

G. A. SHULMAN

It has been shown that the imbedded overforced magnetic field can influence noticeably the properties of the cold dense matter. The threshold appearance of free neutrons is estimated on the surface of a cold dense star to denote the intensity of the imbedded magnetic field.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Ф. Дайсон, Д. Гер-Хаур, Нейтронные звезды и пульсары, Мир, М., 1973.
3. G. Greenstein, *Ap. J.*, 177, 251, 1972.
4. Д. М. Седракан, К. М. Шахабисян, *Астрофизика*, 8, 557, 1973.
5. В. А. Гинзбург, *ДАН СССР*, 156, 43, 1964.
6. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.
7. V. Canuto, Hong-Yee Chiu, *Phys. Rev.*, 173, 1210, 1968.
8. Г. А. Шульман, *Астрофизика*, 10, 543, 1974.
9. Ю. Б. Румер, М. Ш. Рыжик, *Термодинамика, статистическая физика и кинетика*, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЯДРА И ЭФФЕКТ ПОМЕРАНЧУКА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Ю. М. БРУК

Поступила 8 апреля 1974

Переход от жидкой фазы к кристаллической при адиабатическом сжатии сердцевины нейтронной звезды при ее „рождении“ приводит к резкому охлаждению нейтронного кристаллического ядра. Подобная задача рассматривалась ранее И. Я. Померанчуком применительно к жидкому He^3 . Описываемый эффект существенно влияет на характер кривых остывания нейтронных звезд. При дальнейшей эволюции звезды возможно плавление кристаллического ядра или дальнейшая кристаллизация нейтронной жидкости. В обоих случаях в звезде возникают радиальные напряжения и, как следствие этого, возможны „звездотрясения“.

Целью настоящей статьи является качественное рассмотрение специфических низкотемпературных эффектов применительно к нейтронной жидкости в центральной части пульсаров. Строгое количественное описание подобных задач в настоящее время не представляется возможным. Однако приводимые ниже оценки показывают, что описываемые явления могут играть важную роль в физике нейтронных звезд. Их необходимо учитывать как при описании внутреннего строения пульсаров, так и при моделировании динамических процессов в твердой оболочке нейтронных звезд. В частности, ниже рассматривается новая возможность объяснения „звездотрясений“, проявляющихся в наблюдаемых скачках периода вращения звезды. Описываемые ниже эффекты тесно связаны также с тепловой эволюцией (остыванием) звезды.

1. *Эффект Померанчука в квантовой жидкости. Применение к нейтронной звезде.* Известно, что в квантовой жидкости фермиевского типа (примером обычно служит жидкий He^3) велика роль об-

978-7

менного взаимодействия. Обменные эффекты существенным образом проявляются при фазовом переходе жидкость — кристалл в He^3 . И. Я. Померанчук [1] обратил внимание на то обстоятельство, что в закристаллизовавшемся He^3 энтропия S_n , рассматриваемая как функция температуры T , при достаточно низких температурах выше энтропии жидкой фазы S_n . Это связано с тем, что в кристалле He^3 ядерные спины свободно ориентируются в пространстве, а обменные эффекты, обусловленные ядерными спинами, отсутствуют. Такая ситуация возможна при температурах выше температуры T_m , когда включается магнитное взаимодействие ядерных спинов друг с другом. По порядку величины $kT_m \sim (\mu^2/b^3)$ ($T_m \sim 10^{-7}$ К для случая He^3). Здесь k — постоянная Больцмана, μ — магнитный момент, b — расстояние между соседними частицами (атомами). При температурах $T > T_m$ можно считать энтропию в кристалле $\sim k \ln 2$ в расчете на одну частицу (атом). Умножая это значение на число частиц в 1 см^3 $N \approx (p_F^3/3\pi^2\hbar^3)$ (мы считаем, что число частиц в 1 см^3 кристалла приблизительно то же, что и в 1 см^3 жидкости, p_F — фермиевский импульс), мы получим:

$$S_k \approx k \ln 2 \frac{p_F^3}{3\pi^2\hbar^3}. \quad (1)$$

С другой стороны, энтропия 1 см^3 жидкости описывается обычным ферми-жидкостным соотношением:

$$S_n = \frac{m^* p_F}{3\hbar^3} k^2 T. \quad (2)$$

Здесь m^* — эффективная масса квазичастиц ферми-жидкости. Число частиц в ферми-жидкости равно числу квазичастиц (это утверждение лежит в основе теории ферми-жидкости Ландау), поэтому фермиевский импульс p_F определяется просто плотностью жидкости. Приравнивая выражения (1) и (2), мы найдем температуру T_1 , вплоть до которой выполняется неравенство $S_n < S_k$:

$$kT_1 \approx \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \frac{p_F^2}{2m^*} \approx 0.14 \frac{p_F^2}{2m^*}. \quad (3)$$

Для He^3 температура $T_1 \sim 0.3^\circ \text{K}$. При $T < T_m$ энтропия кристаллической фазы резко убывает, при этом в соответствии с общим требованием термодинамики: $S_n \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$.

Понятно теперь, что переход от жидкой фазы к кристаллической, совершенный в адиабатических условиях, должен приводить к резкому охлаждению системы. Возможность получения твердого He^3 при экстре-

мально низких температурах при адиабатическом сжатии жидкого He^3 была предсказана И. Я. Померанчуком на основе изложенных выше соображений. В дальнейшем именно эти предсказания послужили основой для экспериментального получения сверхнизких температур [2]. Обзор экспериментальной ситуации и уточнения теории для He^3 можно найти в [3].

Мы обсудим теперь те же соображения применительно к нейтронной жидкости при плотностях порядка ядерной. В последние годы вопрос о кристаллизации нейтронной жидкости в центральной части пульсаров активно изучается. (Обзор соответствующих работ см. в [4]). Полностью повторяя предыдущие рассуждения, мы приходим к выводу, что при плотностях порядка $10^{14} \div 10^{15} \text{ г/см}^3$ „характерные“ температуры для нейтронного кристалла составляют: $T_m \sim 10^5 \text{ К}$, $T_1 \sim 10^{11} \text{ К}$. При оценках мы считаем, что $m^* \sim m$, m — масса свободного нуклона.

В работах, посвященных кристаллизации нейтронной ферми-жидкости, показано, что переход жидкость—кристалл может осуществляться при плотностях как раз порядка $10^{14} \div 10^{15} \text{ г/см}^3$. Можно поэтому рассуждать так. Представим себе, что при „рождении“ пульсара произошло быстрое сжатие центральной части звезды. Понятно, что такое сжатие должно характеризоваться гидродинамическим временем: $\tau_{\text{см}} \leq R^{3/2} (\gamma M)^{-1/2}$, R — радиус сжимающегося шара, M — его масса, γ — гравитационная постоянная. Если $\tau_{\text{см}}$ меньше характерных времен других процессов, влияющих на эволюцию пульсара на начальной стадии его существования, сжатие может считаться адиабатическим. В процессе сжатия давление внутри звезды возрастает. В центральной части, где оно достигло или превзошло давление затвердевания p_k , должен образоваться нейтронный кристалл. Если процесс сжатия был адиабатическим, температура кристаллического ядра должна резко уменьшиться по сравнению с температурой жидкого ядра, существовавшего в звезде до образования кристалла. Температура в жидком сферическом слое, непосредственно прилежащем к кристаллическому ядру, может быть сразу после „рождения“ пульсара выше, чем температура ядра. С другой стороны, в звезде всегда существует градиент температуры, и в направлении к поверхности звезды температура падает. Можно думать поэтому, что кривая $T(r)$ (r — расстояние от центра звезды) должна иметь максимум при $r \sim r_0$, r_0 — радиус кристаллического ядра.

Очень существенным представляется факт понижения (на два-три порядка!) температуры в области $r < r_0$ по сравнению со случаем, когда кристаллическое ядро в звезде не образуется. Это означает, в

частности, что кривые остывания $T(t)$ (температура—время) для нейтронных звезд, имеющих кристаллические ядра, должны отличаться от соответствующих кривых для звезд, не имеющих кристаллической сердцевин. (Кривые $T(r, t)$ при $r = 0$ и $r = R$ для звезд без кристаллических ядер — см. в [5]). Разумеется, со временем кривые $T(r)$ понижаются, может случиться, что через достаточно большое время максимум на кривой $T(r)$ для звезды с кристаллическим ядром сгладится, а функция $T(r)$ станет монотонно убывающей. Соответствующий модельный расчет может быть проделан только при дополнительных предположениях о характере теплопроводности в различных областях остывающей (за большие времена) звезды.

Такая задача будет подробно обсуждена в другой работе. Здесь мы приведем лишь результаты такого рассмотрения и укажем основные предположения, при которых эти результаты получаются. Пока окружающая кристаллическое ядро нейтронная жидкость имеет более высокую температуру, чем кристалл, существует, конечно, поток тепла в кристаллическую фазу. Время выравнивания температур существенно зависит от того, является ли нейтронная жидкость нормальной или сверхтекучей. Однако на начальной стадии жизни звезды нейтронная жидкость может считаться нормальной, во всяком случае пока температура ее выше температуры перехода в сверхтекучее состояние ($10^9 \div 10^{10}$ К). Теплопроводность в центральной части звезды (и в кристалле, и в жидкости) определяется вырожденными ультрарелятивистскими электронами. Основной вклад в теплоемкость в жидкой фазе дает нейтронная компонента, теплоемкость кристаллической фазы также оказывается пропорциональной температуре T (см. следующий раздел). Отношение теплопроводности к теплоемкости определяет коэффициент температуропроводности, а последний в свою очередь определяет время выравнивания температур, если известны характерные размеры кристаллического ядра. Радиус кристаллического ядра может быть порядка размеров звезды (см. ниже). Оцененные таким образом времена выравнивания температур могут достигать значений $\sim 10^2 \div 10^3$ лет. Эти времена малы по сравнению с „временами жизни“ звезды, но велики по сравнению с гидродинамическими временами. Это означает, что процесс рождения звезды действительно должен быть адиабатическим. Времена $\sim 10^3 \div 10^5$ лет являются характерными временами остывания звезды до температуры $\sim 10^8$ К [5]. В соответствии с этим учет теплообмена между „горячей“ жидкостью и нейтронным кристаллом уже на начальной стадии жизни звезды *очень существенен* для расчета кривых остывания. Одновременно нужно учитывать и процессы остывания за счет ухода нейтрино, рождающихся при β -процессах при высоких температурах ($T \gtrsim 10^8$ К)

и покидающих звезду. Характерные времена нейтринного охлаждения также порядка $10^3 + 10^5$ лет.

Отметим еще, что если кристаллическое ядро в звезде окружает слой сверхтекучей нейтронной жидкости, то при расчете остывания звезды нужно принимать во внимание особые условия теплообмена между кристаллом и сверхтекучей жидкостью (температурный скачок Капицы). Применительно к теплообмену между твердым телом и сверхтекучим гелием эти вопросы хорошо разработаны (см., например, [6]). Модельное рассмотрение скачка Капицы на границе твердого и жидкого He^3 см. в [7]. Для границы нейтронный кристалл — нейтронная жидкость соответствующая теория температурного скачка может строиться по аналогии с [7].

2. *Существует ли нейтронное кристаллическое ядро в пульсарах?* Несмотря на то, что кристаллизации нейтронной жидкости посвящено уже достаточно большое число работ, сам вопрос о существовании нейтронного кристалла в центральной части пульсаров не может считаться пока окончательно решенным. Авторы ряда работ оценивали плотности и соответствующие давления, при которых должна происходить кристаллизация нейтронной жидкости. Большая часть таких оценок упомянута в обзоре [4], список других см. [8]. Следует сразу же отметить, что во всех этих оценках и расчетах существует очень большая неопределенность. В зависимости от используемых модельных уравнений состояния и межнуклонных потенциалов плотности, при которых происходит кристаллизация, колеблются от $\sim 3 \cdot 10^{14}$ г/см³ до $\sim 3 \cdot 10^{15}$ г/см³, а давления кристаллизации от $\sim 7 \cdot 10^{33}$ дин/см² до $\sim 5 \cdot 10^{36}$ дин/см². Заметим еще, что значения давления кристаллизации практически во всех работах получены для случая нулевой температуры.

В „стандартной“ нейтронной звезде ($M \sim M_\odot$, $R \sim 10$ км) область с плотностями $\sim 10^{14} + 10^{15}$ г/см³ занимает большую часть звезды (шар с радиусом ~ 7 км, см. [4]). Поэтому и нейтронное кристаллическое ядро, если оно существует, может иметь размеры, сравнимые с радиусом звезды. С другой стороны, очевидно, что если давление кристаллизации окажется на самом деле больше давления в центре нейтронной звезды (например, это может случиться для нейтронных звезд с $M \sim 0.1 M_\odot$), то кристаллического ядра заведомо в звезде не будет. Кристаллического нейтронного ядра не будет и в тех областях „тяжелых“ нейтронных звезд, в которых плотности значительно превышают ядерную. В таких случаях пульсар имеет, как известно, гиперонное ядро. Строить же какие-либо гипотезы о кристаллизации вещества при плотностях, значительно превышающих ядерную, пока, по-видимому, преждевременно.

В последние годы обсуждается также вопрос о π -мезонной конденсации в ядерной и нейтронной материи (см., например, [9] и ссылки там). Учет π -конденсации должен привести к пересмотру наших представлений об уравнении состояния нейтронной материи. Однако, можно думать, что сама возможность кристаллизации нейтронной жидкости останется (см. [10]). В то же время вряд ли можно доверять существующим сейчас расчетам, в которых переход в кристаллическое состояние соответствует плотностям $\gtrsim 10^{15}$ г/см³. Корректные расчеты при таких плотностях требуют обязательного учета π -конденсации.

Вопросам, связанным с *наблюдаемыми* проявлениями нейтронных кристаллических ядер в пульсарах, посвящен недавний большой обзор Д. Пайнса [11]. Д. Пайнс высказывает мнение, что пульсар в Веле (Парусе) и, возможно, рентгеновский пульсар Her X—1 имеют кристаллические ядра, тогда как у пульсара в Крабе такого ядра нет. Мы ограничимся пока только замечанием о том, что возможное существование кристаллических ядер в пульсарах может приводить к наблюдаемым следствиям (см. еще [12]).

Заслуживает упоминания и то обстоятельство, что нейтронный кристалл является кристаллом *существенно квантовым*. Теория таких кристаллов в последнее время разрабатывалась с разных точек зрения [13—15]. Существенно, что для квантовых кристаллов необходимо с самого начала учитывать большую величину нулевых колебаний. Как показано в [15], для кристаллов фермиевского типа (к которым принадлежит и нейтронный кристалл) при низких температурах и теплоемкость дает дополнительный вклад специфическая фермиевская ветвь возбуждений. Этот вклад оказывается пропорциональным температуре T и приводит, казалось бы, к противоречию со сделанным выше утверждением о том, что энтропия кристалла $s_k \sim k \ln 2$ на частицу. В результате возникает вопрос и о выполнении неравенства $S_k > S_n$ при $T_m \leq T \leq T_1$.

В действительности же для описанного нами выше эффекта Померанчука существенно именно неравенство $S_k > S_n$ и оно, конечно, выполняется и при учете дополнительной ветви возбуждений в фермиевском кристалле. В работе [15] вклад спиновой части энтропии не учитывался. На самом деле энтропия кристалла складывается теперь из двух частей:

$$s_k \approx k \ln 2 + \alpha T, \quad \alpha = \text{const.} \quad (4)$$

Отсюда, конечно, следует, что теплоемкость квантового фермиевского кристалла при достаточно низких температурах пропорциональна T . Вывод о крутом спаде S_k при $T \leq T_m$ остается в силе. Что касается

температуры T_1 , то оценка для нее во всяком случае не может уменьшиться. Дополнительный вклад $\pm T$ в (4) возникает, однако, при очень низких температурах ($T \ll T_1$, T_1 из (3)). Для наших оценок этот вклад не является существенным, и мы будем ниже продолжать считать $s_s \approx k \ln 2$.

3. *Кривая плавления нейтронного кристалла и тепловая эволюция пульсара.* Зависимость давления кристаллизации p_s от температуры T мы будем описывать обычным уравнением Клаузиуса-Клапейрона:

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{s_s - s_m}{v_s - v_m}. \quad (5)$$

Здесь v_s и v_m — удельные объемы соответственно кристаллической и жидкой фаз. При $T_m < T < T_1$ можно для грубых оценок пренебречь величиной s_m по сравнению с s_s , $s_s \approx k \ln 2$, поэтому

$$\frac{dp_s}{dT} \approx - \frac{k \ln 2}{v_m - v_s}. \quad (6)$$

Будем сначала считать, $v_m > v_s$. В этом случае $dp_s/dT < 0$, и это неравенство верно во всем интервале температур $T_m < T < T_1$. При $T < T_m$: $s_s \rightarrow 0$ и $dp_s/dT \rightarrow 0$, при $T > T_1$ производная dp_s/dT меняет знак. Практически в звездах всегда можно считать $T \leq T_1 \sim 10^{11}$ К.

Представим себе теперь, что в нейтронной звезде имеется кристаллическое ядро и его температура T' удовлетворяет неравенствам: $T_m < T' < T_1$. По мере остывания звезды (за большие времена, порядок этих времен определяется механизмами теплопроводности и нейтринными потерями) температура нейтронного кристалла также уменьшается. Давление кристаллизации p_s при этом растет. С другой стороны, можно считать, что распределение давления внутри звезды $p(r)$ практически не меняется. Но тогда мы должны прийти к выводу о том, что внешняя часть кристаллического ядра должна расплавиться. Теперь мы учтем, что по нашему предположению $v_m > v_s$, а значит при плавлении появится „лишний“ объем. Грубо говоря, звезда должна начать „разбухать“. Но, согласно существующим представлениям, пульсары имеют квазикристаллическую корку, которая будет мешать звезде „разбухать“. Накапливающиеся радиальные напряжения должны рано или поздно „сломать“ эту корку. Результатом накопления радиальных напряжений является таким образом „звездотрясение“.

В принципе отсюда понятно, что „звездотрясений“ в пульсаре может быть лишь конечное число, если они вызываются описываемым

механизмом. Как только кристаллическое ядро остынет до температуры $\leq T_m$, оно уже не будет плавиться при дальнейшем остывании (напомним, что $dp_k/dT \rightarrow 0$ при $T < T_m$). Может случиться и так, что уже при образовании кристаллического ядра (при „рождении“ пульсара) его температура будет $\sim T_m$, а тогда ядро не будет плавиться. Но и в этом случае само существование кристаллического ядра в пульсаре может быть выявлено путем наблюдений (см. [1!]).

A priori мы не можем утверждать, что $v_k > v_c$ для нейтронной материи. Это обстоятельство не должно очень удивлять — достаточно вспомнить, что и при плавлении некоторых „земных“ веществ имеет место неравенство: $v_k < v_c$ (например, у Ga, Sb, Bi). Если предположить что для нейтронной жидкости $v_k < v_c$, то производная dp_k/dT будет положительной при $T_m \leq T \leq T_1$, станет отрицательной при $T > T_1$ и по-прежнему $dp_k/dT \rightarrow 0$ при $T_m > T \rightarrow 0$. В этом случае кривая плавления $p_k(T)$ перевернется по сравнению со случаем, рассмотренным выше, и будет иметь максимум при $T \sim T_1$. Зададим опять начальную температуру кристаллического ядра T' , $T_m < T' < T_1$, и будем следить за остыванием звезды. Очевидно, что теперь при уменьшении температуры падает и давление кристаллизации. Это значит, что „растет“ кристаллическое ядро — кристаллизуется жидкость в некоторой окрестности ядра. Но теперь мы предположили что $v_k < v_c$, а значит при кристаллизации внутри звезды вновь появляется „лишний“ объем, звезда стремится „разбухнуть“, а корка опять этому мешает. Внешние проявления существования кристаллического ядра в этом случае совершенно аналогичны уже рассмотренным.

При плавлении обычных веществ величина $|(v_k - v_c)/v_k|$ составляет обычно несколько процентов. Какие-нибудь корректные оценки этой величины для нейтронной материи сделать затруднительно. Можно, однако, сформулировать несколько общих качественных утверждений по этому поводу. Если величина $|v_k - v_c| \ll v_k$, $v_c (v_k \sim v_c)$, то производная $|dp_k/dT|$ велика (формально $|dp_k/dT| \rightarrow \infty$ при $v_k \rightarrow v_c$), и давление кристаллизации может очень сильно зависеть от температуры. Напомним, что приведенные выше числовые оценки p_k относились к $T = 0$. При соответствующей величине dp_k/dT $p_k(0)$ может быть много больше или много меньше $p_k(T_1)$. В принципе может случиться и так, что вся нейтронная жидкость закристаллизуется (если $v_k > v_c$) или вся не закристаллизуется (при $v_k < v_c$). Соответствующие оценки ищутся элементарно — давление кристаллизации $p_k(T)$ надо сравнивать с давлением внутри звезды $p(r)$, но численные вычисления носят чисто спекулятивный характер, коль скоро мы плохо знаем и межкулонные потенциалы, и уравнение состояния при ядерных плотностях.

Отметим еще, что во всех наших рассуждениях предполагалось, что плотности нейтронной жидкости и нейтронного кристалла все-таки не слишком велики. Естественный (хотя и грубый) критерий этого — не должны „работать“ ядерные силы отталкивания между нуклонами. Радиус сил отталкивания $\sim (0.3 - 0.4)$ ферми, расстояние между нуклонами должно быть во всяком случае больше этой величины.

Наши оценки и рассуждения в этой работе претендуют только на описание возможной качественной картины физических процессов, связанных с эффектом Померанчука. Аккуратное количественное рассмотрение потребует учета существования других частиц в центральной части звезды, в первую очередь π -мезонного конденсата, а также корректного описания взаимодействия частиц.

Еще один существенный вопрос, который нужно проанализировать при количественном описании кристаллизации в нейтронных звездах, это вопрос о влиянии на кристаллизацию магнитного поля, существующего в звезде. Для He^3 соответствующий анализ проведен в [16], и, по-видимому, магнитное поле не слишком сильно меняет давление кристаллизации p_k . Заметим теперь, что характерные значения p_k в нейтронной материи $\sim 10^{14}$ *дин/см²*, а магнитные поля в нейтронных звездах $H \sim 10^{12}$ *гс*. Ясно, что всегда выполнено неравенство $H^2/8\pi \ll p_k$, это позволяет надеяться, что влияние магнитного поля не должно быть существенным и для рассматриваемых нами вопросов.

Сформулируем в заключение основные результаты нашего анализа. Во-первых, выше показана возможность существенного охлаждения ядра нейтронной звезды уже при ее „рождении“. При образовании кристаллического ядра в пульсаре температура этого ядра может быть всего лишь $\sim 10^8$ К, тогда как в случае, когда такое ядро не образуется, температуры в центре пульсаров равны по порядку величины $\sim 10^{11}$ К (непосредственно после „рождения“, см. [5]). Второй вывод, который мы сделали, относится к кривым остывания $T(r, t)$ нейтронной звезды. Мы ожидаем, что вид соответствующих графиков должен существенно различаться для звезд имеющих кристаллическое ядро и не имеющих его. В-третьих, анализ характера кривых $p_k(T)$ позволяет даже без численных расчетов сделать заключения о „таянии“ кристаллического ядра при остывании звезды или о дальнейшей кристаллизации нейтронной жидкости. Эти процессы, в свою очередь, приводят к появлению радиальных напряжений в звезде и, возможно, к „звездотрясениям“. Можно думать, что результатом рассмотренного механизма „звездотрясений“ могут быть выбросы вещества из пульсаров. Подобные выбросы, как показано в [17], можно попытаться связать с наблюдавшимися недавно γ -вспышками низких энергий [18].

Наконец, существование и эволюция со временем кристаллических ядер в нейтронных звездах тесно связаны не только с динамическими процессами в оболочках звезд, но весьма существенны и для построения самого уравнения состояния. Важно еще раз подчеркнуть, что описанные здесь качественные эффекты должны быть учтены при построении любых количественных моделей пульсаров.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить В. А. Гинзбурга, Д. А. Киржница, А. Ф. Андреева, Р. Г. Архипова, Г. С. Бисноватого-Когана, Э. А. Канера, Ю. В. Копалева и А. А. Собянина за обсуждение рассмотренных выше вопросов. Автор глубоко признателен также В. С. Имшеннику и участникам руководимого им семинара в ИПМ.

Институт физики
высоких давлений АН СССР

THE CRYSTALLINE CORES AND POMERANCHUK EFFECT IN THE NEUTRON STARS

Yu. M. BRUK

The liquid-solid phase transition during adiabatic compression of the neutron star kernel (at the neutron star „birth“) results in the strong cooling of the crystalline neutron core. A similar problem has been examined earlier by I. Pomeranchuk concerning liquid He^3 . The above mentioned effect has an essential influence on the character of the cooling curves of neutron stars.

The melting of the crystalline core or further crystallization of the neutron liquid in the course of further star evolution is possible. The radial strains arise in the star in both cases. Starquakes have become possible as a consequence of these strains.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ, 20, 919, 1950 (см. также: И. Я. Померанчук, Собрание научных трудов, т. 1, Наука, М., 1972, стр. 210).
2. Ю. Д. Ануфриев, Письма ЖЭТФ, 1, 1, 1955; J. R. Sites, D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee, Phys. Rev. Lett., 23, 836, 1969; R. T. Johnson, R. Rosenbaum, O. G. Symko, J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett., 22, 449, 1959.
3. Б. Н. Еселев, В. Н. Григорьев, В. Г. Иванцов, Э. Я. Рудавский, Д. Г. Саникидзе, И. А. Сербин, Растворы квантовых жидкостей He^3 — He^4 , Наука, М., 1973, стр. 96.
4. A. G. W. Cameron, V. Canuto, Neutron Stars. General Review XVI Solvay Conference on „Astrophysics and Gravitation“, Bruxelles, September 1973.
5. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, Ap. J., 176, 739, 1972. S. Tsuruta, Cooling of Dense Stars, preprint GSFC—X—640—72—417, 1972.

6. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, гл. XII, Наука, М., 1971.
7. M. J. Rice, G. A. Toombs, Phys. Rev., A5, 2259, 1972.
8. J. W. Clark, N.-C. Chao, Nature, Phys. Sci., 236, 37, 1972; Physics Today, November 1972, p. 17; S. Ramirez, M. de Llano, preprints: IC72/8, IC72/73. ICTP, Trieste, 1972; E. Ostgaard, Phys. Lett. 47B, 303, 1973.
9. A. B. Migdal, Phys. Rev. Lett., 31, 257, 1973; А. Б. Мидал, Письма ЖЭТФ, 18, 443, 1973; А. Б. Мидал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, ЖЭТФ, 66, 443, 1974; G. Baym, Phys. Rev. Lett., 30, 1340, 1973.
10. R. G. Palmer, E. Tosatti, P. W. Anderson, Nature, Phys. Sci., 245, № 147, 119, 1973.
11. D. Pines, Observing Neutron Stars. Information on Stellar structure from pulsars and compact X-Ray sources, XVI Solvay Conference on "Astrophysics and Gravitation", Bruxelles, September, 1973.
12. W. Kundt, H. Heintzmann, W. Hillebrandt, E. Krotscheck, Phys. Lett., 44A, № 5, 339, 1973.
13. Д. А. Куржниц, Ю. А. Непомнящий, Письма ЖЭТФ, 4, 86, 1966; Д. А. Куржниц, Ю. А. Непомнящий, А. А. Непомнящий, Когерентная кристаллизация квантовой жидкости, препринт ФИАН, № 98, М., 1970; Ю. А. Непомнящий, автореферат канд. дисс., ФИАН, М., 1971; Ю. А. Непомнящий, А. А. Непомнящий, ТМФ, 9, № 1, 137, 1971; Ю. А. Непомнящий, ТМФ, 8, № 3, 413, 1971.
14. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 56, 2056, 1969.
15. И. Е. Дзялошинский, П. С. Кондратенко, В. С. Левченко, ЖЭТФ, 62, 1575, 2318, 1972; П. С. Кондратенко, В. С. Левченко, ФТТ, 15, 440, 1973; В. С. Левченко, автореферат канд. дисс., ИТФ АН СССР, Черноголовка, 1973.
16. S. B. Trickey, W. P. Kirk, E. D. Adams, Rev. Mod. Phys., 44, № 4, 668, 1972.
17. Г. С. Бисюпаты-Клан, В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, В. М. Четкин, Импульсное гамма-излучение нейтронных, коллапсирующих и сверхновых звезд, препринт ИПМ АН СССР, № 12, 1974.
18. R. W. Klebesadel, I. B. Strong, R. A. Olson, Ap. J., 182, L 85, 1973; 188, 41, 1974.

Примечание при корректуре. Недавно появилась интересная работа, посвященная изучению механических свойств нейтронной кристаллической решетки: P. B. Jones, Astrophys. and Space Sci. 28, 213, 1974. Обсуждение вопроса о кристаллизации при ядерных плотностях содержится также в статье: S. Chakravarty, M. D. Miller, C.-W. Woo, Nucl. Phys., A220, 233, 1974 (там же см. др. ссылки).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

МАГНИТОСФЕРА БАРИОННЫХ ЗВЕЗД I. СИММЕТРИЧНЫЙ РОТАТОР

Р. М. АВАКЯН, А. К. АВЕТИСЯН, Г. П. АЛОДЖАНЦ, Г. С. СААКЯН,
Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРИАН

Поступила 27 мая 1974

Разработана теория квазистационарной магнитосферы барионных звезд в предположении, что магнитное поле дипольное и что ось вращения совпадает с направлением магнитного момента. Магнитосфера сосредоточена у экваториальной плоскости в сравнительно тонком слое $\Delta z \approx 0.15 \cdot T^{1/2} / \Omega$ км, имеет форму кольца с радиусами $r_1 = 4460 (M/M_\odot)^{1/3} \Omega^{-2/3}$ км (M — масса звезды, Ω — угловая скорость вращения) и $r_2 = c/\Omega$. Полное число частиц в плазме порядка $10^{40} \div 10^{42}$.

Прошло около шести лет со времени открытия пульсаров. За это время была проделана большая и плодотворная работа: открыто свыше 100 пульсаров, накоплен богатый наблюдательный материал. Имеется также определенный прогресс и в понимании физической природы этих объектов. Укажем только, что в работах [1–5] имеется довольно полный список литературы, относящейся к данной проблеме. Настоящая статья посвящена детальному исследованию магнитосферы пульсаров. Магнитосферой называется разреженная плазма, находящаяся в окружающем сверхплотное небесное тело магнитном поле. Впервые на возможность существования магнитосферы у пульсаров было указано в [6], а некоторое теоретическое рассмотрение проведено в [7]. В настоящее время никто не сомневается в том, что пульсирующее радиоизлучение формируется именно в магнитосфере. Ниже речь будет идти о более общем классе тел, а именно о вращающихся магнитных барионных звездах, частным типом которых являются пульсары.

1. *Атмосфера барионных звезд в отсутствие магнитного поля.* При отсутствии вращения и магнитного поля плотность частиц на поверхности звезды падает по экспоненциальному закону. Эффективная высота атмосферы в этом случае равна

$$h \approx \frac{kTR^2}{GMm_p} \approx 0.11 \frac{M_\odot}{M} R_0^2 T_7, \quad (1)$$

где $R = 10^6 R_0$ — радиус, а M — масса звезды, m_p — масса протона (мы предполагаем, что магнитосфера состоит из водородной плазмы), $T = 10^7 T_7$ — температура на поверхности. При $M \approx M_\odot$, $R_0 \approx 1$ и $T_7 \approx 1$ имеем $h_{\text{эфф}} \approx 0.1$ см, что фактически означает отсутствие атмосферы.

Протяженная атмосфера не образуется также при твердотельном вращении. Такую атмосферу можно было бы получить, предполагая наличие дифференциального вращения с угловой скоростью, близкой к максимальной:

$$\Omega(r) \approx \Omega_{\text{max}}(r) = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{1/2}; \quad \text{при } r > R. \quad (2)$$

Но из-за трения дифференциальное вращение неустойчиво, а при наличии сильного магнитного поля, которое должно быть в пульсарах, плазма атмосферы полностью увлекается силовыми линиями.

Протяженную атмосферу можно было бы получить, повышая температуру до значений, при которых давление излучения становится сравнимым с давлением вещества. В работе [8] было показано, что при светимостях $L \approx L_{\text{max}}$, где

$$L_{\text{max}} = \frac{4\pi GM_\odot c}{\chi} \approx 1.32 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек}$$

образуется протяженная атмосфера

$$\rho(r) = \rho(R) \left(\frac{R}{r} \right)^3; \quad T(r) = T(R) \frac{R}{r}, \quad (3)$$

где ρ — плотность вещества, а χ — непрозрачность. Однако такая высокая светимость у пульсаров не наблюдается. Кроме того, такая атмосфера неустойчива: при незначительном повышении температуры она выдувается световым давлением, а при уменьшении стягивается к поверхности.

2. *Физические условия в атмосфере при наличии сильного магнитного поля.* Мы убедились, что при отсутствии магнитного поля

у барионных звезд нет атмосферы. Нам остается выяснить роль магнитного поля. Но прежде чем приступить к исследованию этого вопроса, обсудим некоторые общие свойства плазмы, окружающей барионную звезду, когда имеется сильное магнитное поле. Для пульсаров центральное массивное тело обязательно должно быть достаточно горячим. Вопрос внутренних источников энергии, обеспечивающих необходимые светимости, был рассмотрен в работах [9—12]. Температура на поверхности, по-видимому, порядка 10^7 К. При таких поверхностных температурах окружающий газ должен быть сильно ионизован. Допустим далее, что вещество состоит только из водорода. Ларморовская частота частиц равна

$$\omega_k = \frac{eB}{m_k c} = \begin{cases} 1.76 \cdot 10^{19} B_{12}, & \text{для электрона,} \\ 0.96 \cdot 10^{19} B_{12}, & \text{для протона,} \end{cases} \quad (4)$$

где B_{12} — напряженность магнитного поля в единицах 10^{12} гаусс. На поверхности барионной звезды наличие поля $B_{12} \approx 1$ является вполне допустимым. Таким образом, мы имеем дело с квантующим магнитным полем. Заметим, что когда ларморовская частота превышает оптическую частоту, магнитное поле ионизирует атомы при любых значениях температуры.

Энергия частиц равна [13]

$$E = \hbar \omega_k \left(n_k + \frac{\sigma_z}{2} + \frac{1}{2} \right) + \frac{p_z^2}{2m_k}; \quad k = e, p. \quad (5)$$

Здесь $\sigma_z = \pm 1/2$ (в случае протона необходимо учесть аномальный магнитный момент) и p_z — проекция импульса на ось OZ, направленную вдоль силовых линий магнитного поля, n_k — квантовое число осциллятора. Ларморовский радиус орбиты порядка

$$a = \sqrt{\frac{2\hbar c}{eB} \left(n_k + \frac{1}{2} \right)}. \quad (6)$$

При предполагаемых магнитных полях сила Лоренца намного порядков больше гравитационной и центробежной сил, поэтому вплоть до расстояний $r = c/\Omega$ плазма будет полностью увлекаться магнитным полем. Ниже будет показано, что при угловых скоростях $\Omega \lesssim 200 \text{ сек}^{-1}$ атмосфера начинается лишь на расстояниях, более чем на порядок превышающих радиус звезды. В этом случае ларморовский радиус заметно больше боровского радиуса и средние квантовые числа велики, поэтому движение частиц квазиклассично. Если же $\Omega > 10^3 \text{ сек}^{-1}$, атмосфера вплотную примыкает к поверхности звезды, ларморовский радиус меньше боровского и корректно квантовое описание.

3. *Характер движения отдельных частиц.* Наше рассмотрение начнем с исследования движения отдельной частицы, так как оно важно для понимания условий образования атмосферы. Для выяснения картины движения частиц будем пользоваться дрейфовым приближением. В магнитном поле частица движется вдоль силовой линии, вращается вокруг нее с ларморовской частотой и совершает дрейф, обусловленный неоднородностью магнитного поля и внешними силами со скоростью [14]:

$$\begin{aligned} \vec{v}_D = & \frac{cp_z^2}{2meB^3} [\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}] + \frac{cp_z^2}{meB^3} \left[\vec{B} (\vec{B} \cdot \nabla) \frac{\vec{B}}{B} \right] + \\ & + \frac{mc}{eB^3} \left[[\vec{\Omega} [\vec{r} \vec{\Omega}]] \vec{B} \right] - \frac{GMmc}{eB^2 r^3} [\vec{r} \vec{B}], \end{aligned} \quad (9)$$

здесь $p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$ — продольная (по направлению $\vec{B}$) и поперечная компоненты импульса, r — радиус-вектор частицы, отсчитываемый от центра звезды, Ω — угловая скорость вращения звезды. Продольные компоненты этих сил определяют характер движения частицы вдоль силовых линий. Ниже всюду будем пользоваться системой отсчета, связанной со звездой (сопутствующая система).

В дальнейшем предполагается, что в сопутствующей системе отсчета магнитное поле звезды постоянно во времени и является дипольным:

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu} \vec{r}) \vec{r} - \mu r^2}{r^5}, \quad (8)$$

где $\vec{\mu}$ — магнитный момент звезды. Для объяснения наблюдательных данных необходимо допустить $\mu = 10^{30}$ эрг/гаусс, что для напряженности поля на поверхности звезды дает $B \sim 10^{12}$ гаусс.

В настоящей статье рассматриваются барионные звезды, у которых ось вращения совпадает с магнитной осью. Такую систему можно назвать симметричным ротатором. При сделанных предположениях дрейфовое движение совершается в азимутальном направлении и скорость всех видов дрейфов мала по сравнению с тепловыми скоростями частиц.

Исследуем движение заряда вдоль силовой линии, обусловленное проекциями гравитационной и центробежной сил на направление $\vec{B}$, а также неоднородностью магнитного поля. Для уравнения движения вдоль силовых линий имеем [14]

$$m_k \dot{v}_\parallel = - \frac{GMm_k}{r^2} r_\parallel + m_k [\ddot{\mathcal{Q}}[r\ddot{\mathcal{Q}}]]_\parallel + (\vec{\mu}_k \cdot \vec{\nabla} B). \quad (9)$$

Здесь индекс $\parallel$ означает проекцию на магнитную силовую линию. Для дипольного поля силовая линия описывается уравнением $r = r_0 \cos^2 \gamma$, где r_0 — расстояние от центра звезды до точки пересечения силовой линии с магнитным экватором, γ — угол, отсчитываемый от магнитного экватора, и $\vec{\mu}_k$ — магнитный момент частицы, обусловленный ларморовским вращением ($k = e, p$). Он является адиабатическим инвариантом движения

$$\mu_k = - \frac{m_k v_\perp^2}{2B^2} B = \mu v, \quad (10)$$

где $m_k v_\perp$ — поперечная составляющая импульса электрона или протона.

С учетом (10) уравнение (9) легко интегрируется и получаем следующий интеграл энергии:

$$E = \frac{m_k v^2}{2} + \mu_k [\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}(r_0, 0)] - \frac{GMm_k}{r_0} \frac{\sin^2 \gamma}{\cos^2 \gamma} - \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} (\cos^2 \gamma - 1), \quad (11)$$

где $v_\parallel = r_0 \cos \gamma \sqrt{1 + 3 \sin^2 \gamma} \dot{\gamma}$ — продольная скорость заряда.

Таким образом, в продольном направлении частица движется в силовом поле с эффективной потенциальной энергией

$$U_1(\gamma) = \mu_k [\vec{B}(r_0, \gamma) - \vec{B}(r_0, 0)] - \frac{GMm_k}{r_0} \frac{\sin^2 \gamma}{\cos^2 \gamma} - \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} (\cos^2 \gamma - 1) \quad (12)$$

В дальнейшем мы увидим, что атмосфера сосредоточена у магнитного экватора в слое сравнительно небольшой толщины. В этом слое вдоль силовой линии поле $\vec{B}(r_0, \gamma)$ можно считать постоянным, поэтому первый член в (12) несущественен для продольного движения и его можно опустить:

$$U(\gamma) = - \frac{GMm_k}{r_0} \frac{\sin^2 \gamma}{\cos^2 \gamma} - \frac{m_k \Omega^2 r_0^2}{2} (\cos^2 \gamma - 1). \quad (13)$$

В области $r_0 > r_1$, где

$$r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2} \right)^{1/3} = \frac{4.464 \cdot 10^8}{\Omega^{2/3}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3} \quad (14)$$

функция $U(\gamma)$ имеет минимум при $\gamma = 0$ и максимум, когда $\gamma = \pm \arcsin(r_1/r_0)^2$. Если же $r_0 < r_1$, $U(\gamma)$ имеет только максимум в точках, расположенных на экваторе, то есть при $\gamma = 0$. Таким образом в первом случае частица находится в потенциальной яме. Высота барьера растет с увеличением r_0 и при $r_0 \rightarrow r_2 = c/\Omega$ (наиболее удаленная силовая линия, на которой могут находиться частицы) стремится к $mc^2/2$. При полной энергии $E < U_{\max}(r_0)$ частица совершает колебательное движение вдоль силовой линии. Во втором случае, когда $r_0 < r_1$, при любых энергиях нет областей устойчивых движений: частица либо падает на звезду, либо уходит на бесконечность.

Поверхность, определяющая внутреннюю границу области финитного движения частиц, описывается уравнением

$$r^3 \cos^2 \gamma = r_1^3. \quad (15)$$

Оно получено из условия равенства нулю суммы проекций гравитационной и центробежной сил на направление вектора $\vec{B}$. Внешней границей магнитосферы является, очевидно, силовая линия, определяемая уравнением

$$r = r_2 \cos^2 \gamma. \quad (16)$$

Частицы, двигающиеся по силовым линиям, пересекающим „световой цилиндр“, то есть при $r_0 > r_2$, покидают магнитосферу. Тепловые скорости частиц малы для преодоления потенциального барьера в направлении силовых линий, а утечка их в радиальном направлении может происходить благодаря диффузии, обусловленной столкновениями частиц, а также возможными турбулентными процессами в плазме.

4. Роль столкновений. В предыдущем пункте был исследован характер движения отдельной частицы. Было показано, что в продольном магнитному полю направлении частица находится в глубокой потенциальной яме (с глубиной порядка $m_p c^2$), обусловленной вращением звезды. В радиальном направлении движение частицы ограничено расстоянием, равным ларморовскому радиусу.

В случае атмосферы необходимо учесть столкновения между частицами. Для того, чтобы не исчезло ограничивающее влияние магнитного поля, необходимо потребовать выполнения условия замагниченности

$$\omega_p \tau_p \gg 1. \quad (17)$$

Здесь τ_p — среднее время передачи импульса для протонов [15]

$$\tau_p = \frac{3 \sqrt{m_p} (kT)^{3/2}}{4 \sqrt{2\pi} \Lambda n e^4}, \quad (18)$$

где Λ — кулоновский логарифм, $\Lambda \sim 10$.

Из (17) и (18) находим следующее ограничение на возможное значение плотности частиц в атмосфере:

$$n \ll 10^{22} \frac{\mu_{30} T_6^{3/2}}{r_7^3}. \quad (19)$$

Для $\mu_{30} \approx 1$, $T_6 \approx 1$ у внутренней поверхности атмосферы, то есть при $r \approx r_1$, для пульсаров с $\Omega \sim 200$ получаем $n \ll 10^{22}$, а при $\Omega \approx 1$, $n \ll 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что при плотностях магнитосферы $n \gtrsim 10^{10}$ одновременно с выполнением условия $\omega_p \tau_p \gg 1$ имеет место также

$$L_1 \gg l_{ep}, \quad (20)$$

где L_1 — линейные размеры системы вдоль силовых линий, а l_{ep} — длина свободного пробега электронно-протонных столкновений

$$l_{ep} \approx \frac{2.5 \cdot 10^4 \cdot T^2}{n}. \quad (21)$$

Из условия (20) очевидно следует, что распределение частиц вдоль силовых линий будет больцмановским в силовом поле с потенциалом (13). Следовательно для распределения частиц внутри заданной силовой трубки можно написать

$$n(r_0, \gamma) = n(r_0) e^{-U(\gamma)/kT}, \quad (22)$$

где $n(r_0)$ — значение плотности на магнитном экваторе, U определяется формулой (13), температура, вообще говоря, зависит от расстояния $T = T(r)$. Поскольку U с увеличением γ быстро растет, то можно ввести понятие эффективной широты γ_{eff} и соответствующей ей эффективной высоты $z_0 = r_0 \gamma_{eff}$. Далее, имея в виду, что $\gamma_{eff} \ll 1$, можно потенциальную энергию разложить в ряд по степеням γ :

$$U = \frac{3}{2} m_p \Omega^2 r_0^2 \left(1 - \frac{r_1^3}{r_0^3} \right) \gamma^2. \quad (23)$$

За исключением небольшого участка в начале магнитосферы всюду $r_0 \gg r_1$, поэтому

$$U \approx \frac{3}{2} m_p \Omega^2 r_0^2 \gamma^2 = \frac{3}{2} m_p \Omega^2 z^2, \quad (24)$$

где $z = r_0 \tilde{r}$ — высота над магнитным экватором. Впредь из-за малости z_0 не имеет смысла различать r_0 от r . Итак, с учетом (24) формулу (22) можем написать в следующем виде:

$$n(r, z) = n(r) e^{-z^2/z_0^2}, \quad (25)$$

где

$$z_0 = \sqrt{\frac{2kT}{3m_p \Omega^2}} = 7.42 \cdot 10^6 T_6^{1/2} / \Omega. \quad (26)$$

Очевидно, из-за условия квазинейтральности плазмы высота магнитосферы будет определяться протонами.

Для нахождения радиального распределения частиц $n(r)$ необходимо корректно учесть диффузию частиц поперёк магнитного поля. Без учета турбулентных процессов и при выполнении условия (17) диффузия частиц описывается уравнением [15]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \bar{\Phi}, \quad (27)$$

где $\bar{\Phi}$ — поток частиц в радиальном направлении

$$\begin{aligned} \bar{\Phi} = -\alpha \left(2r^6 n \cdot \nabla n + \frac{GMm_p}{kT} n^2 r^3 \vec{r} - \frac{m_p \Omega^2}{kT} r^6 n^2 \vec{r} \right), \\ \alpha = \frac{4}{3} \frac{e^2 c^2}{\mu^2} \left(\frac{2\pi m_e}{kT} \right)^{1/2} \Lambda \approx \frac{1.78 \cdot 10^{-65}}{\mu_{30}^2 T_6^{1/2}}, \end{aligned} \quad (28)$$

$n(r, t)$ — плотность частиц на магнитном экваторе. Предполагается, что температура магнитосферы не зависит от времени и пространственных координат.

Уравнение (27) допускает автомодельное решение

$$n(r, t) = \frac{f(r)}{t}. \quad (29)$$

Подстановка (29) в (27) приводит к следующему уравнению для функции $f(r)$:

$$\begin{aligned} f'' + \frac{f^2}{f} - \left(\frac{m_p \Omega^2}{kT} r - \frac{GM_p M}{kT} \frac{1}{r^2} - \frac{7}{r} \right) f' - \\ - \left(\frac{4m_p \Omega^2}{kT} - \frac{5GM_p M}{2kT} \frac{1}{r^3} \right) f + \frac{1}{2\pi r^6} = 0, \end{aligned} \quad (30)$$

здесь штрих означает дифференцирование по r .

Найдем решение этого уравнения с граничными условиями

$$f(r_1) = f(r_2) = 0. \quad (31)$$

Тщательный анализ уравнения (30) позволил найти следующее приближенное решение:

$$f(r) = \begin{cases} b \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) \frac{r_1^4}{r^4} & \text{при } r_1 < r < \frac{8}{9} r_2 \\ 4.8 \cdot b \frac{r_1^4}{r_2^4} \left(1 - \frac{r}{r_2}\right)^{1/2} & \text{при } \frac{8}{9} r_2 < r < r_2, \end{cases} \quad (32)$$

где

$$\begin{aligned} b &= \frac{kT}{4\pi m_p \Omega^2 r_1^4} = \frac{27}{64 \cdot 2\pi \Lambda} \frac{m_e}{m_p} \left(\frac{kT}{m_e c^2}\right)^{3/2} \left(\frac{\mu \Omega}{G M_*}\right)^2 c = \\ &= \frac{1.466 \cdot 10^{27}}{\Lambda} T_6^{3/2} \mu_{50}^2 \Omega^2 \left(\frac{M_\odot}{M}\right). \end{aligned} \quad (33)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что (32) с достаточной точностью удовлетворяет уравнению (30).

5. Параметры магнитосферы. В табл. 1 приведены некоторые характерные параметры магнитосферы в предположении, что температура ее равна $T_0 = 1$, и масса барионной звезды $M = M_\odot$. Принято считать, что радиус этих небесных тел порядка 10 км, на самом деле он может быть и гораздо большим [16]. В случае симметричного ротатора магнитосфера расположена на экваторе и имеет форму плоского кольца. В радиальном направлении она занимает область расстояний

$$r_1 < r < r_2,$$

где $r_1 = (2GM/3\Omega^2)^{1/3}$, $r_2 = c/\Omega$. По обеим сторонам от экваториальной плоскости плотность частиц экспоненциально убывает (см. формулу (25)). Эффективная толщина равна:

$$\Delta z \approx 2z_0 = 1.5 \cdot 10^7 \frac{T_0^{1/2}}{\Omega}.$$

Толщина значительно меньше радиальных размеров $\Delta z \ll r_2 - r_1$,

$$\frac{\Delta z}{r_1} \approx 3.33 \cdot 10^{-2} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/3} \frac{T_0^{1/2}}{\Omega^{1/3}}; \quad \frac{\Delta z}{r_2} \approx 4.95 \cdot 10^{-4} T_0^{1/2},$$

Численные значения r_1 , r_2 и Δz приведены во втором, третьем и четвертом столбцах табл. 1 для некоторых значений Ω . Вдоль силовых линий утечка частиц невозможна, так как протоны находятся в глубокой потенциальной яме, обусловленной центробежной силой. Глубина этой ямы значительно больше высоты барьера магнитной ловушки, а ширина ее несравненно меньше линейного размера ловушки. Поэтому последние не играют никакой роли в образовании квазистационарной магнитосферы пульсаров. В последнем столбце табл. 1 приведены значения глубины потенциальной ямы на трех силовых линиях $r = r_0 \cos^2 \gamma$ для каждого значения Ω . В азимутальном направлении имеется дрейф со скоростью, определяемой формулой (7). Утечка частиц в радиальном направлении возможна только благодаря диффузии.

Таблица 1

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОСФЕРЫ
ВРАЩАЮЩИХСЯ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД
(СИММЕТРИЧНЫЙ РОТАТОР)

Ω (сек ⁻¹)	$10^{-7} r_1$ (см)	$10^{-7} r_2$ (см)	$10^{-7} \Delta z$ (см)	$10^{-7} r_0$ (см)	$\frac{U_{\max}}{m c^2}$
1	44.6	3000	1.48	100	0.0001
				300	0.004
				3000	0.500
5	15.25	600	0.297	20	0.0086
				100	0.013
				600	0.499
10	9.61	300	0.148	30	0.003
				100	0.054
				300	0.499
50	3.28	60	0.0297	10	0.0108
				30	0.122
				60	0.497
200	1.35	15	0.0074	3	0.0126
				10	0.214
				15	0.492
1000	0.446	3	0.0015	0.5	0.0005
				1	0.027
				3	0.472

В области $R < r < r_1$ нет частиц, магнитосфера начинается с $r = r_1$. Плотность частиц растет от нуля и достигает максимального значения при $r \approx \sqrt{1.5} r_1$, а затем убывает примерно как $(r_1/r)^4$, наконец при $r \rightarrow r_2$ стремится к нулю по закону $(1 - r/r_2)^{1/2}$.

Полное число частиц в магнитосфере равно

$$N(t) = \frac{2\pi}{t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{z^2}{z_0^2}} dz \int_{r_1}^{r_2} r f(r) dr.$$

Учитывая (26) и (32), находим отсюда

$$N(t) \approx \frac{4.34 \cdot 10^{50}}{t} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{4/3} \frac{T_6^2 \mu_{30}^2}{\Omega^{1/3}}. \quad (34)$$

Благодаря диффузии, число частиц в магнитосфере уменьшается. Время, в течение которого число частиц уменьшается вдвое, равно

$$t_{12} = t = \frac{4.34 \cdot 10^{50}}{N(t)} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{4/3} \frac{T_6^2 \mu_{30}^2}{\Omega^{1/3}}. \quad (35)$$

Подставляя сюда $T_6 = 1$, $M = 0.5 M_{\odot}$, $\mu_{30} = 10$, $N(t) = 2.5 \cdot 10^{11}$ получаем для $\Omega = 200 \text{ сек}^{-1}$ (пульсар Крабовидной туманности) $t_{12} \approx 2500$ лет.

Авторы признательны В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к работе, многочисленные плодотворные обсуждения и ценные указания. Благодарим также М. А. Казаряна за консультации.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETOSPHERE OF THE BARIONIC STARS I. SYMMETRICAL ROTATOR

R. M. AVAKIAN, A. K. AVETISIAN, G. P. ALOJANTS,
G. S. SAHAKIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

A theory of the magnetosphere has been developed assuming the magnetic field to be of dipole character and the rotation axis to coincide with the direction of the magnetic moment. Magnetosphere is situated at the equatorial plane in a comparatively thin layer $\Delta z \approx 0.15 T^{1/2} / \Omega \text{ km}$ and has the shape of a ring with the radius $r_1 = 4460 \Omega^{-2/3} (M/M_{\odot})^{1/3} \text{ km}$ (M is the star mass, Ω , its angular velocity), $r_2 = c/\Omega$. The total number of the particles in the plasma is of the order of $10^{10} - 10^{13}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Сб. „Пульсары“, Мир, М., 1971.
2. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 98, 201, 1969.
3. В. Л. Гинзбург, УФН, 103, 393, 1971.
4. D. ter Haar, Physics Reports, v. 3c, No. 2, 1972.
5. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
6. T. Gold, Nature, 221, 25, 1969.
7. P. Goldreich, W. H. Julian, Ap. J., 157, 869, 1969.
8. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Астрофизика, 8, 283, 1972.
9. Р. М. Авакян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 49, 316, 1972; Астрофизика, 8, 123, 1972.
10. Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 8, 476, 1972.
11. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 8, 541, 1972.
12. Р. М. Авакян, Кандидатская диссертация, Ереван, 1972.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963.
14. Д. В. Сивухин, в сб. „Вопросы теории плазмы“, под. ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, М., 1963.
15. К. Лонгмайр, Физика плазмы, Атомиздат, М., 1966.
16. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ГАЛАКТИКАХ

М. Г. АБРАМЯН, С. А. КАПЛАН

Поступила 25 июля 1974

Исследуются возможные фигуры равновесия твердотельно вращающегося слоя межзвездной среды, вложенного в сфероидальную звездную систему. В пренебрежении самогравитацией слоя межзвездной среды показано, что ее возможными фигурами равновесия являются сферонды, плоский диск и двулопастные гиперболоиды вращения. При этом переход от сфероидальных к двулопастно-гиперболоидальным фигурам равновесия происходит по мере постепенного увеличения угловой скорости вращения слоя межзвездной среды.

Вопрос об устойчивости полученных фигур равновесия рассмотрен в модели несжимаемой жидкости. Оказывается, что для гиперболоидальных фигур существует предельное значение эксцентриситета, зависящее от плотности и формы звездной системы, свыше которого гиперболоидальные фигуры равновесия динамически неустойчивы.

В работе [1] была поставлена и решена задача о равновесии и устойчивости сфероидальной подсистемы, вложенной в другую, большую по размерам сфероидальную систему. Результаты исследования такой задачи могут быть использованы при интерпретации зависимости сплюснутости звездных подсистем (населений) в галактике от их средних угловых скоростей вращения. Эти результаты могут быть использованы также и при анализе сплюснутости подсистемы межзвездной среды (с учетом влияния магнитного поля), если только она имеет сфероидальную форму.

Однако, общая форма распределения межзвездной среды как например, в нашей Галактике отнюдь не сфероидальна. Хорошо известно, что характерная толщина слоя межзвездной среды минимальна в центральных частях Галактики и увеличивается к ее периферии [2]. Иными словами, распределение межзвездной среды в Галактике может

быть описано фигурой двуполостного гиперболоида вращения, вложенной в сфероидальную звездную систему (см. рис. 1).

Известны и другие галактики с подобной морфологией, как например NGC 4594, 4565, 5128, 5718, 891...*

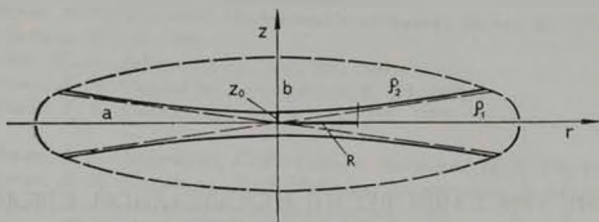


Рис. 1.

До настоящего времени нет более или менее удовлетворительного объяснения подобной структуры распределения межзвездной среды хотя и высказывались некоторые качественные соображения (см. [2]).

Очевидно, не последнюю роль в формировании структуры системы межзвездной среды играет гравитационное поле звездной системы галактики, имеющей сфероидальную форму. Поэтому возникает вопрос: не может ли только гравитация сфероидальной звездной системы привести к подобной структуре межзвездной среды, даже без учета всех остальных факторов (магнитных полей, турбулентных движений, самогравитации и т. п.). В связи с этим представляется целесообразным обобщить результаты работы [1], не задаваясь заранее предположением о том, что внутренняя фигура равновесия является сфероидом.

В настоящей работе рассматривается следующая задача. Предположим, что внутри сфероидальной системы с заданными значениями однородной плотности ρ_2 и эксцентриситетом меридианного сечения e_2 имеется твердотельно вращающийся слой межзвездной среды с угловой скоростью Ω_1 и средней плотностью распределения массы ρ_1 . Требуется найти возможные фигуры равновесия этого слоя межзвездной среды.

В соответствии со сказанным выше мы в этой работе пренебрежем собственной гравитацией слоя межзвездной среды и влиянием магнитного поля. Учету этих факторов посвящена следующая работа [3].

1. *Фигуры равновесия.* Равновесие межзвездной среды в поле гравитации сфероидальной галактики описывается уравнением

$$\frac{1}{\rho_1} \operatorname{grad} p = \operatorname{grad} \left[V(r, z, e_2) + \frac{1}{2} \Omega_1^2 r^2 \right], \quad (1)$$

* Данные об этих галактиках были сообщены нам Б. Е. Маркаряном.

где $r^2 \equiv x^2 + y^2$, p — парциальное гидростатическое давление межзвездной среды, $V(r, z, e_2)$ — внутренний гравитационный потенциал звездного сфероида однородной плотности

$$V(r, z, e_2) = -\pi G_{\rho_2} [A(e_2) r^2 + B(e_2) z^2], \quad (2)$$

где

$$A(e_2) = \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3} \left| \arcsin e_2 - e_2 \sqrt{1-e_2^2} \right|, \quad (3)$$

$$B(e_2) = \frac{2}{e_2^3} \left[e_2 - \sqrt{1-e_2^2} \arcsin e_2 \right].$$

Если галактика имеет вид вытянутого сфероида с эксцентриситетом l_2 , то в формулах, содержащих e_2 , следует вставить

$$e_2 = il_2 / \sqrt{1-l_2^2}.$$

Интегрируя (1) с учетом (2), получим

$$\frac{P}{\rho_1} = \text{const} - \pi G_{\rho_2} B(e_2) z^2 - \left[\pi G_{\rho_2} A(e_2) + \frac{1}{2} \Omega_1^2 \right] r^2. \quad (4)$$

Геометрию фигуры равновесия межзвездной среды находим из условия равенства нулю парциального гидростатического давления на границах слоя. С этой целью перепишем (4) в виде

$$p = \pi G_{\rho_1 \rho_2} B(e_2) z_0^2 \left[1 - \frac{z^2}{z_0^2} - \frac{\left(A(e_2) - \frac{\Omega_1^2}{2\pi G_{\rho_2}} \right) R^2}{z_0^2 B(e_2)} - \frac{r^2}{R^2} \right], \quad (5)$$

где z_0 и R — постоянные интегрирования, выбранные так, чтобы они имели размерность длины. В зависимости от выбора величин z_0 и R можно получить фигуры равновесия разной геометрии.

а) *Сфероидальные фигуры*. Сфероидальные фигуры равновесия слоя межзвездной среды получаются, если выполнено условие

$$A(e_2) - \frac{\Omega_1^2}{2\pi G_{\rho_2}} = \frac{z_0^2}{R^2} B(e_2) \equiv (1 - e_1^2) B(e_2) > 0, \quad (6)$$

поскольку при этом из (5) следует, что парциальное гидростатическое давление межзвездной среды обращается в нуль на поверхности,

$$\frac{z^2}{z_0^2} + \frac{r^2}{R^2} = 1,$$

которая представляет собой сфероид с полуосями z_0 и R (e_1 — эксцентриситет сфероида, если его считать сплюснутым). Следовательно, система межзвездной среды может принимать сфероидальную форму, если имеет место соотношение (6), которое и дает связь геометрии фигуры равновесия, т. е. величины e_1 с формой звездной системы (e_2) и угловой скоростью вращения межзвездной среды:

$$\Omega_1^2 = \pi G \rho_1 F_E(e_1, e_2), \quad (7)$$

где

$$F_E(e_1, e_2) = 2 \left[1 - \frac{3 - 2e_1^2}{e_2^3} (e_2 - \sqrt{1 - e_2^2} \arcsin e_2) \right]$$

есть введенная в [1] функция, описывающая влияние внешнего сфероида на внутренний. Это соотношение является частным случаем подробно рассмотренной в [1] задачи о геометрии фигур равновесия вложенных сфероидов. Напомним, что в [1] было показано, что гравитационное поле внешнего сфероида стабилизирует дискообразные фигуры равновесия межзвездной среды.

б) *Плоский диск*. Если в (5) принимать

$$\Omega_1^2 = 2\pi G \rho_2 A(e_2),$$

то парциальное гидростатическое давление обращается в нуль на плоскостях $z = \pm z_0$. В данном случае фигура равновесия межзвездной среды есть вращающийся диск толщины $2z_0$, расположенный симметрично относительно экваториальной плоскости звездной системы. Угловая скорость Ω_1 этого диска есть

$$\Omega_1^2 = 2\pi G \rho_2 \frac{\sqrt{1 - e_2^2}}{e_2^3} (\arcsin e_2 - e_2 \sqrt{1 - e_2^2}). \quad (8)$$

Важно отметить, что угловая скорость вращения диска зависит только от плотности и эксцентриситета звездной системы. Угловая скорость диска заключена в пределах $0 < \Omega_1^2 < 4\pi G \rho_2/3$, если звездная система сплюснута.

В частности, если звездная система сильно сплюснута ($1 - e_2 \ll 1$), то угловая скорость вращения диска межзвездной среды есть

$$\Omega_1 \approx \pi \sqrt{G \rho_2 (1 - e_2^2)^{1/4}}. \quad (9)$$

Напомним, что угловая скорость вращения самой сфероидальной звездной системы Ω_2 в рассматриваемом приближении (т. е. без учета гравитации диска) также однозначно определяется величинами e_2 и ρ_2 согласно известному соотношению Маклорена:

$$\Omega_2^2 = 2\pi G \rho_2 \frac{1 - e_2^2}{e_2^3} \left[(3 - 2e_2^2) \arcsin e_2 - 3e_2 \sqrt{1 - e_2^2} \right]. \quad (10)$$

Величины Ω_1 и Ω_2 в общем случае не совпадают, т. е. угловые скорости вращения сфероидальной звездной системы и плоского диска межзвездной среды различны. Однако их асимптотика при $e_2 \rightarrow 1$ одинакова, т. е. диск, вложенный в очень сплюснутый сфероид вращается почти с той же скоростью, что и сам сфероид.

Различие между Ω_1 и Ω_2 увеличивается по мере уменьшения сплюснутости звездной системы. В частности, диск межзвездной среды внутри сферической галактики ($e_2 = 0$) вращается с угловой скоростью $\Omega_1 = \sqrt{4\pi G \rho_2 / 3}$, в то время как сама сферическая галактика вообще не вращается ($\Omega_2 = 0$).

Подобные же соотношения можно получить и для случая, когда основная звездная система представляет собой вытянутый сфероид. Заметим, что действительно наблюдаются галактики, как например NGC 2685, имеющие веретенообразную форму. Вблизи экваториальной плоскости этих галактик наблюдается слой межзвездной среды.

В рассматриваемом случае соотношение (8) превращается в

$$\Omega_1^2 = 2\pi G \rho_2 \left[\frac{1}{l_2^2} - \frac{1 - l_2^2}{2l_2^3} \ln \frac{1 + l_2}{1 - l_2} \right], \quad (11)$$

которое указывает, что с увеличением вытянутости (l_2) звездной системы, соответствующая дискообразной фигуре угловая скорость межзвездной среды Ω_1 увеличивается:

$$\frac{4}{3} \pi G \rho_2 < \Omega_1^2 < 2\pi G \rho_2.$$

Отметим, что внутри данной геометрии звездной системы дискообразным фигурам межзвездной среды соответствует большее значение угловой скорости, чем сфероидальным.

в) *Двуполостные гиперboloиды вращения (ДГВ) как фигуры равновесия межзвездной среды.* Рассмотрим теперь случай, когда параметры слоя межзвездной среды оказались такими, что выполняется условие

$$A(e_2) - \frac{\Omega_1^2}{2\pi G \rho_2} = -\frac{z_0^2}{K^2} B(e_2) < 0. \quad (12)$$

Из (5) теперь следует, что фигура равновесия межзвездной среды является ДГВ, поскольку гидростатическое давление обращается в нуль на поверхности

$$\frac{z^2}{z_0^2} - \frac{r^2}{R^2} = 1. \quad (13)$$

Здесь z_0 — действительная полуось, R — мнимая полуось ДГВ, которые связаны с обратной величиной эксцентриситета $\tau \leq 1$ следующими соотношениями (см. рис. 1)

$$z_0^2 = k^2 \tau^2; \quad R^2 = k^2 (1 - \tau^2); \quad \tau^2 = \frac{z_0^2}{R^2 + z_0^2}, \quad (14)$$

где k — половина фокусного расстояния гиперболоида.

Итак, ДГВ также являются возможными фигурами равновесия рассматриваемого слоя межзвездной среды. Связь между параметрами слоя межзвездной среды и параметрами звездной системы выражается формулой

$$\Omega_1^2 = \pi G \rho_2 F_S(\tau, e_2), \quad (15)$$

где

$$F_S(\tau, e_2) = 2 \left[1 - \frac{1 - 3\tau^2}{1 - \tau^2} \left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1 - e_2^2}}{e_2^3} \arcsin e_2 \right) \right], \quad (16)$$

которое легко получается из (12) с учетом (3) и (14).

В случае, когда звездная система представляет собой вытянутый сфероид, вместо (15) и (16) получим:

$$\Omega_1^2 = \pi G \rho_2 F_P(\tau, l_2), \quad (17)$$

где

$$F_P(\tau, l_2) = 2 \left[1 - \frac{1 - 3\tau^2}{1 - \tau^2} \frac{1 - l_2^2}{2l_2^3} \left(\ln \frac{1 + l_2}{1 - l_2} - 2l_2 \right) \right]. \quad (18)$$

На рис. 2 приведены несколько кривых, представляющих зависимость F_S и F_P от τ , для разных e_2 (рис. 2а) и l_2 (рис. 2б). Как видно из графика, большим значениям угловой скорости вращения межзвездной среды соответствует большее значение параметра τ . Важно отметить, что внутри данной звездной системы ДГВ фигурам межзвездной среды соответствует большее значение угловой скорости вращения, чем сфероидальным и дискообразным.

С увеличением сплюснутости звездной системы угловая скорость, соответствующая данной геометрии ДГВ фигуры межзвездной среды, уменьшается при $\tau < 1/\sqrt{3}$ (см. рис. 2а). При этом для сильно сплюснутых галактик имеем асимптотически

$$F_S(\tau, e_2) \simeq \frac{1}{1 - \tau^2} \left[2\tau^2 + \pi \sqrt{\frac{1 - e_2^2}{2}} (1 - 3\tau^2) \right]. \quad (19)$$

Внутри вытянутой звездной системы $F_p^* > 4/3$ и с увеличением вытянутости (l_2) угловая скорость растет при $\tau < 1/\sqrt{3}$ (рис. 26).

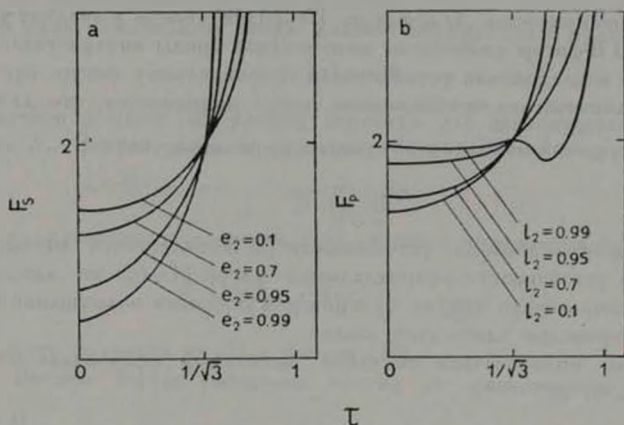


Рис. 2.

Как следует из (16) и (18), а также рис. 2, случай $\tau = 1/\sqrt{3}$, т. е. $R = \sqrt{2} \cdot z_0$ является вырожденным. В этом случае угловая скорость вращения слоя межзвездной среды не зависит от степени сплюснутости или вытянутости звездной системы и определяется только ее плотностью: $\Omega_1 = \sqrt{2 \cdot G \rho_2}$. При $\tau > 1/\sqrt{3}$ зависимость угловой скорости межзвездной среды от эксцентриситета звездной системы обратная по отношению к случаю $\tau < 1/\sqrt{3}$. Впрочем, в реальных условиях галактики случай больших τ не осуществляется, так как эти системы оказываются неустойчивыми. Как будет показано ниже, в предельном случае внутри сферической звездной системы устойчивыми оказываются только те ДГВ-фигуры межзвездной среды, у которых $\tau < 1/\sqrt{2}$, и этот предел еще меньше для сплюснутых звездных систем.

Из (5) сразу видно, что переход от сфероидальной к ДГВ-фигурам равновесия межзвездной среды происходит, когда угловая скорость вращения переходит значение $\Omega_1^2 = 2 \cdot G \rho_2 A(e_2)$, соответствующее фигуре плоского диска. Существенно, что Ω_1 зависит от геометрии и плотности звездной системы и поэтому переход от сфероидальных к ДГВ-фигурам межзвездной среды у разных галактик происходит при разных значениях угловой скорости. Чем больше сплюснутость звездной системы, тем меньшее значение угловой скорости требуется для перехода к ДГВ-фигурам.

Итак, ДГВ являются вероятными фигурами равновесия системы межзвездной среды, если ее угловая скорость превышает некоторое значение (зависящее от параметров звездной системы).

2. *Устойчивость ДГВ-фигур.* Перейдем теперь к анализу устойчивости ДГВ-фигур равновесия межзвездной среды внутри галактики. Как и при исследовании устойчивости сфероидальных фигур, нам придется ограничиваться приближением, когда принимается, что для скорости возмущений межзвездной среды u выполнено условие

$$\operatorname{div} u = 0. \quad (20)$$

Метод исследования устойчивости ДГВ аналогичен методу исследования устойчивости сфероидальных фигур [4–6], но здесь приходится использовать другие функции для описания возмущений и поэтому мы приведем здесь этот анализ.

Удобно пользоваться системой вытянутых сфероидальных координат (ζ, μ, φ) .

$$\begin{aligned} x &= k\zeta(1 - \mu^2)^{1/2} \cos \varphi, \\ y &= k\zeta(1 - \mu^2)^{1/2} \sin \varphi, \\ z &= k(1 + \zeta^2)^{1/2} \mu, \end{aligned} \quad (21)$$

которой соответствуют следующие коэффициенты Лама

$$\begin{aligned} h_\zeta^2 &= k^2 \frac{1 + \zeta^2 - \mu^2}{1 + \zeta^2}, \\ h_\mu^2 &= k^2 \frac{1 + \zeta^2 - \mu^2}{1 - \mu^2}, \\ h_\varphi^2 &= k^2 \zeta^2 (1 - \mu^2). \end{aligned} \quad (22)$$

Легко видеть, что поверхность (13) в системе координат (21) примет следующий простой вид:

$$\mu = \tau. \quad (23)$$

Кроме условия (20) скорость возмущений $\vec{u}$ должна удовлетворять уравнению движения

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} = -\operatorname{grad} \Pi, \quad (24)$$

где

$$\Pi = \frac{p}{\rho_1} - \frac{1}{2} \Omega_1^2 r^2 + V(r, z, e_2). \quad (25)$$

На возмущенной свободной поверхности S гидростатическое давление слоя межзвездной среды должно обращаться в нуль:

$$[p]_S = 0. \quad (26)$$

Граничное условие (26) удобно написать для невозмущенной поверхности S_0 . С этой целью представим

$$p = p_0 + \delta p, \quad (27)$$

где p_0 — равновесное давление газа, которое выражается формулой

$$p_0 = \pi G \rho_1 \rho_2 z_0^2 B(e_2) \left(1 - \frac{z^2}{z_0^2} + \frac{r^2}{R^2} \right), \quad (28)$$

что легко получить из (5) с учетом (12).

Введем вектор смещения частиц от равновесного положения:

$$\vec{\xi}(x, t)$$

$$\vec{u} \simeq \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} = i \omega \vec{\xi}(x, t), \quad (29)$$

где предполагалось, что $\vec{\xi}(x, t) = \vec{\xi}(x) e^{i\omega t}$. Тогда граничное условие (26) можно преобразовать к виду [4—7]

$$[\vec{\xi} \text{ grad } p_0 + \rho_1 \Pi]_{S_0} = 0. \quad (30)$$

Поверхностные возмущения гиперболицидальной фигуры будем представлять гармониками $P_n^m(q) e^{im\varphi}$, где $q = \sqrt{1 + z^2/R^2}$, $P_n^m(q)$ присоединенные функции Лежандра первого рода комплексного аргумента [8]

$$P_n^m(q) = (q^2 - 1)^{m/2} \frac{d^m P_n}{dq^m}.$$

Следовательно

$$[\xi_r]_{S_0} = \frac{K_{n,m}}{h_n} P_n^m(q) e^{im\varphi}, \quad (31)$$

где $K_{n,m}$ подлежащие определению неизвестные коэффициенты. С помощью (28) находим

$$\text{grad } p_0 = -2\pi G \rho_1 \rho_2 B(e_2) z_0 \hat{e}_z,$$

где $\vec{e}_\mu$ — единичный вектор в направлении увеличения μ . Так что с учетом (31) получим:

$$[\vec{e} \text{ grad } p_e]_{s_e} = -2\pi G_{\nu_1 \nu_2} B(e_2) K_{n,m} P_n^m(q) e^{im\varphi}. \quad (32)$$

С помощью уравнений (20) и (24) получаем дифференциальное уравнение Пуанкаре для определения функции Π :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left(1 - \frac{4\Omega_1^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Pi = 0.$$

Оказывается, что в теории аксиально симметричных фигур равновесия несжимаемой материи вполне удовлетворяющие результаты получаются с помощью полиномиальных решений уравнения Пуанкаре [4]. Здесь мы будем пользоваться решением типа [4—7].

$$\Pi = h(x + iy)^2, \quad h = \text{const}. \quad (33)$$

Тогда с помощью (24) находим, что

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{2hi(x + iy)}{\omega - 2\Omega_1}, \\ u_y &= -\frac{2h(x + iy)}{\omega - 2\Omega_1}, \\ u_z &= 0. \end{aligned} \quad (34)$$

Далее, с учетом того, что [9]

$$P_2^2(q) = 3(q^2 - 1) = 3\zeta^2,$$

легко показать, что

$$[\Pi]_{s_e} = \frac{1}{3} k^2 h P_2^2(q) e^{2i\varphi}, \quad (35)$$

$$[h_\mu \vec{e}_\mu]_{s_e} = -\frac{2hk^2}{3\omega(\omega - 2\Omega_1)} \frac{\tau}{1 - \tau^2} \delta_{m2} \delta_{n2}. \quad (36)$$

Сравнивая (31) с (36) находим

$$K_{n,m} = -\frac{2hk^2}{3\omega(\omega - 2\Omega_1)} \frac{\tau}{1 - \tau^2} \delta_{m2} \delta_{n2}, \quad (37)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера.

Подставляя выражения (32), (35) в граничное условие (30), с учетом (37) получим уравнение для определения частоты возмущений ω :

$$\omega(\omega - 2\Omega_1) = -4\pi G\rho_2 B(e_2) \frac{\tau^2}{1-\tau^2},$$

откуда

$$\omega_{1,2} = \Omega_1 \pm \sqrt{\Omega_1^2 - 4\pi G\rho_2 B(e_2) \frac{\tau^2}{1-\tau^2}}. \quad (38)$$

Устойчивость ДГВ-фигур определяется знаком подкоренного выражения формулы (38). С учетом (3) находим, что для устойчивости необходимо

$$\Omega_1^2 > 8\pi G\rho_2 \frac{\tau^2}{1-\tau^2} \left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3} \arcsin e_2 \right).$$

Учитывая также соотношение (15), получим, что устойчивость определяется знаком функции

$$f_S(\tau, e_2) = 1 - \frac{1+\tau^2}{1-\tau^2} \left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3} \arcsin e_2 \right) \geq 0. \quad (39)$$

Устойчивость же ДГВ-фигур внутри вытянуто-сфероидальной звездной системы определяется знаком функции

$$f_P(\tau, l_2) = 1 - \frac{1+\tau^2}{1-\tau^2} \frac{1-l_2^2}{2l_2^2} \left(\ln \frac{1+l_2}{1-l_2} - 2l_2 \right) \geq 0. \quad (40)$$

На рис. 3 приведены для иллюстрации графики функций $f_S(\tau)$ и $f_P(\tau)$ для некоторых значений e_2 (рис. 3а) и l_2 (рис. 3б).

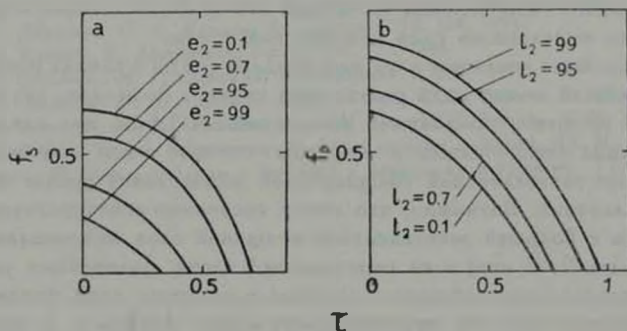


Рис. 3.

Решая неравенство (39) находим, что у устойчивых гиперболических фигур равновесия имеется верхний предел по τ :

$$\frac{z_0^2}{R^2 + z_0^2} = \tau^2 \leq \tau_{\text{пр}}^2 = \frac{\sqrt{1-e_2^2} \arcsin e_2 - e_2 \sqrt{1-e_2^2}}{e_2(1+e_2^2) - \sqrt{1-e_2^2} \arcsin e_2}. \quad (41)$$

Максимальное значение τ достигается у сферических звездных систем, где $\tau_{\text{пр}} = 1/\sqrt{2}$. С увеличением сплюснутости звездной системы $\tau_{\text{пр}}$ падает и при $1 - e_2 \ll 1$:

$$\tau \leq \tau_{\text{пр}} = 0.79(1 - e_2)^{1/4}. \quad (42)$$

Условие (41) и (42) также можно сопоставить с данными наблюдений. Это будет сделано в другой работе.

У вытянутых звездных систем величина τ также ограничена сверху, но величина верхнего предела $\tau_{\text{пр}}$ здесь больше (см. рис. 3b).

Применение полученных соотношений к анализу формы слоя межзвездной среды в реальных галактиках будет дано в следующей работе [3], где также учитывается влияние самогравитации межзвездной среды и ее магнитное поле.

В заключение работы сделаем несколько общих замечаний. Как следует из полученных результатов, переход от вложенных сфероидальных фигур равновесия к гиперболоидальным фигурам происходит по мере постепенного увеличения угловой скорости вращения этой подсистемы. Следовательно, можно предполагать, что в длительном процессе образования звездных подсистем галактики с последовательным увеличением угловой скорости и сплюснутости подсистемы (известно, что у более молодых звездных подсистем больше e , и Ω) наступает момент, когда более вероятным станет фигура равновесия в виде двуполостного гиперболоида вращения, что и соответствует образованию четко выделенного слоя межзвездной среды.

Дальнейшая эволюция слоя межзвездной среды в рамках рассматриваемой модели может идти различными путями. Возможно, что угловая скорость вращения продолжает увеличиваться. Тогда, как следует из (19), должна увеличиваться и величина $\tau \approx z_0/R$ — это соответствует увеличению эквивалентной толщины слоя межзвездной среды на периферии галактики. Возможно, что этому состоянию соответствует наша Галактика с большей эквивалентной толщиной слоя межзвездной среды (порядка 2–3 клс) в ее периферийной части. Дальнейшее увеличение τ приведет к неустойчивости системы и разбросу слоя межзвездной среды. Может быть эту неустойчивость можно связать и с причиной возникновения спиральной структуры галактик. Однако не исключена возможность, что в процессе дальнейшей эволюции слоя межзвездной среды угловая скорость не меняется и даже немного уменьшается. Тогда со временем параметр $\tau \approx z_0/R$ или уменьшается, или же слой

межзвездной среды будет представлять собой стабильную, четко выраженную фигуру равновесия в виде двуполостного гиперболоида вращения.

Ереванский государственный
университет
НИРФИ, г. Горький

THE EQUILIBRIUM FIGURES OF INTERSTELLAR MEDIUM IN SPHEROIDAL GALAXIES

M. G. ABRAHAMIAN, S. A. KAPLAN

The problem of calculation of possible figures of equilibrium of interstellar medium with solid-body rotation imbedded inside the spheroidal galaxies is considered.

It is shown that with the increase of angular velocity the forms of equilibrium figures change from the spheroidal, through a flat disc to the hyperboloidal figures with two cavities. The problem of stability of such figures is considered in the model of incompressible fluids. It has been shown that the limits of eccentricity exist depending on the density and shape of galaxy, beyond which the hyperboloidal figures are dynamically unstable.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 10, 565, 1974.
2. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, Физматгиз, М., 1963.
3. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 10, 564, 1974.
4. P. H. Roberts, K. Stewartson, *Ap. J.*, 137, 777, 1963.
5. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 8, 599, 1972.
6. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Изв. АН Арм. ССР, Физика*, 7, 449, 1972.
7. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Изв. АН Арм. ССР, Физика*, 8, 63, 1973.
8. Е. В. Гобсон, *Теория сферических и сфероидальных функций*, ИЛ, М., 1952.
9. Е. Янке, Ф. Эмде, *Таблицы и функции с формулами и кривыми*, ТТЛ, М., 1949.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

НЕЛИНЕЙНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ.

I. СИЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНОЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

С. Н. НУРИТДИНОВ

Поступила 27 февраля 1974

Пересмотрена 22 мая 1974

В работе исследована зависимость поведения волны плотности от амплитуды в слабовращающейся модели с постоянной фазовой плотностью. Волна взята периодической в физическом пространстве. Получено, что нелинейная волна достаточно малой амплитуды неустойчива относительно взаимодействия ее с самой собой, если она неустойчива в линейном приближении. Напротив, при более сильных возмущениях, когда волна распадается на последовательность сгустков, имеется устойчивость; при этом отдельные сгустки коллапсируют. Этот процесс с привлечением теории волн плотности, по-видимому, может объяснить формирование звездных облаков.

Введение. Как известно, решение задачи об эволюции возмущения в однородной самогравитирующей системе в линейном приближении представляет собой суперпозицию независимых плоских волн. Однако, если система неустойчива, то это решение с течением времени теряет силу, и необходим учет нелинейных эффектов.

В данной работе рассматриваются сильные возмущения в слабо-вращающейся модели звездной системы. Исследуется зависимость поведения стационарной, периодической в физическом пространстве волны плотности от ее амплитуды. Полученная зависимость определяет границу нелинейной устойчивости, которая в свою очередь подчеркивает важную роль нелинейных эффектов в самогравитирующих системах.

1. *Постановка задачи и случай линейного приближения.* Рассмотрим бесстолкновительную звездную систему, которая в целом, для определенности, имеет вид сильно сплюснутого однородного эл-

липсоида. Пусть исходное состояние соответствует фигуре равновесия в виде эллипсоида Маклорена и вектор угловой скорости вращения ω_0 направлен по оси z .

Наложим возмущение, распространяющееся по оси x . Известно [1], что для сильно сплюснутых эллипсоидов $\omega_0^2 \ll 2\pi G m \rho_0$, где G — гравитационная постоянная, m — масса отдельной звезды и ρ_0 — звездная плотность основного состояния. Следовательно, кориолисовыми силами будем пренебрегать, так как они малы по сравнению с гравитационными. Предположим далее, что длина волны существенно меньше размеров системы, так что зависимость от координат y и z можно не учитывать. Из этого следует, что во всем дальнейшем такие параметры равновесной системы, как величины полуосей, не играют роли. Сходная постановка задачи встречается в работе [2].

Тогда для произвольного нестационарного состояния имеет место уравнение Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v} = 0, \quad (1)$$

где $f(v, x, t)$ — фазовая плотность, $\varphi(x, t)$ — гравитационный потенциал. Если считать f заданным параметром, а v функцией от t, x и f , то согласно формулам замены независимых переменных получаем

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\frac{\partial v}{\partial t}}{\frac{\partial v}{\partial f}}, \quad \frac{\partial f}{\partial x} = - \frac{\frac{\partial v}{\partial x}}{\frac{\partial v}{\partial f}}, \quad \frac{\partial f}{\partial v} = \frac{1}{\frac{\partial v}{\partial f}}. \quad (2)$$

Подставив соотношения (2) в (1), получим

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает колебания фазовых слоев равной плотности. Но здесь мы его применим только к границе фазового объема модели звездной системы, которую возьмем в виде

$$f = \begin{cases} \eta, & -v_0 \leq v \leq v_0, \\ 0, & -v_0 > v, \quad v_0 < v, \end{cases} \quad (4)$$

причем η и v_0 — постоянные величины. Аналогичные модели, где фазовая плотность постоянна в некотором промежутке, а вне его обращается в нуль, рассматривались, например, авторами работы [3]. Возмущение звездной плотности, соответствующее модели (4),

$$\rho = \eta \cdot (\xi - \xi_1), \quad (5)$$

где $\xi(x, t)$ и $\xi_1(x, t)$ — произвольные отклонения, соответственно, от v_0 и $-v_0$. Эффект звездной плотности основного состояния сбалансирован центробежной силой и силой тяготения в равновесном состоянии. Доминирующим является компонент силы тяготения по оси z . Согласно теореме Лиувилля можем считать, что возмущения не меняют значения фазовой плотности f . Следовательно, признаком наличия волны плотности в системе является только деформация ее фазовой границы. Мы рассмотрим нелинейную волну, периодическую по x -координате, причем форма волны может быть произвольной.

Подставляя по очереди $v_0 + \xi$ и $-v_0 + \xi_1$ в (3), получим уравнения эволюции фазовой границы

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + (v_0 + \xi) \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t} + (-v_0 + \xi_1) \frac{\partial \xi_1}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0. \quad (7)$$

К ним добавим уравнение Пуассона, которое с учетом (5) имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\gamma \Omega^2 (\xi - \xi_1), \quad (8)$$

где $\Omega^2 \equiv 4\pi Gm$. Нас интересует, является ли зависимость поведения волны от амплитуды стабилизирующим или дестабилизирующим фактором. Это обстоятельство учитывается в (6) и (7) членами $\xi(\partial \xi / \partial x)$ и $\xi_1(\partial \xi_1 / \partial x)$.

Рассмотрим сначала случай линейного приближения. Линеаризуем (6) и (7) и везде подставим $\partial / \partial t = -i\omega$, $\partial / \partial x = ik$. Получим

$$(\omega - kv_0)\xi + k\varphi = 0, \quad (6')$$

$$(\omega + kv_0)\xi_1 + k\varphi = 0, \quad (7')$$

$$\varphi = \gamma \frac{\Omega^2}{k^2} (\xi - \xi_1). \quad (8')$$

Данная система уравнений дает дисперсионное соотношение

$$\omega^2 = k^2 v_0^2 - 2v_0 \gamma \Omega^2. \quad (9)$$

Отсюда находим критическую длину Джинса

$$\lambda_0 = \frac{\pi}{\Omega} \sqrt{\frac{2v_0}{\gamma}}, \quad (10)$$

которая определяет границу устойчивости в линейном приближении. Формула (10) является частным случаем более общего результата [4, 5].

2. *Нелинейная стационарная волна плотности при $|\xi|, |\xi_1| < v_0$.* Вернемся к случаю стационарной нелинейной волны, когда в (7) и (8) члены $\partial \xi / \partial t$ и $\partial \xi_1 / \partial t$ равны нулю. Иными словами, рассмотрим нелинейную волну, как бы застывшую в системе. Тогда из (6) и (7) имеем

$$(v_0 + \xi) \frac{d\xi}{dx} - \frac{d\varphi}{dx} = 0, \quad (6'')$$

$$(-v_0 + \xi_1) \frac{d\xi_1}{dx} - \frac{d\varphi}{dx} = 0. \quad (7'')$$

Проинтегрировав эти уравнения, получаем

$$\xi = -v_0 + \sqrt{v_0^2 + 2(\varphi + c)}, \quad \xi_1 = v_0 - \sqrt{v_0^2 + 2(\varphi + c_1)}, \quad (11)$$

где c и c_1 — произвольные постоянные. Здесь уместно предположить неизменность импульса системы, т. е.

$$\int_0^{\lambda} dx \int_{-v_0 + \xi_1}^{v_0 + \xi} v dv = 0, \quad (12)$$

где λ — искомая длина нелинейной стационарной волны. Подставляя (11) в (12), находим $c = c_1$. Таким образом, в стационарном состоянии отклонения ξ и ξ_1 симметричны относительно оси x фазовой плоскости. Тогда уравнение (8) примет вид

$$w = 2\gamma\Omega^2(v_0 - \sqrt{v_0^2 + 2w}), \quad (13)$$

где введено обозначение $w = \varphi + c$, а точки означают дифференцирование по x .

Умножив (13) на w и проинтегрировав, получаем

$$w = \pm 2\Omega \sqrt{\gamma \cdot f(w)}, \quad (14)$$

причем

$$f(w) = v_0 w - \frac{1}{3} (v_0^2 + 2w)^{3/2} + c_0, \quad (15)$$

где c_0 — постоянная интегрирования.

Функция $w(x)$ является периодической и характеризует нелинейную волну плотности. Пусть ее максимальное и минимальное значения равны, соответственно, a и b . В качестве амплитуды рассматриваемой волны можно взять $a - b$ или просто a , так как a и $|b|$ близки

между собой (см. ниже (18) и (22)). Систему отсчета введем так, чтобы $w = a$ при $x = 0$. Тогда из (14) и (15) находим

$$c_0 = \frac{1}{3} (v_0^2 + 2a)^{3/2} - v_0 a \quad (16)$$

и искомую длину нелинейной волны

$$\lambda(a) = \frac{1}{\Omega \sqrt{\eta}} \int_a^0 \frac{dv}{V J(w)}. \quad (17)$$

Перед тем, как вычислить интеграл в (17), необходимо качественное исследование функции $J(w)$.

Рассмотрим сначала нелинейную волну в случае, когда отклонения $|\xi|, |\xi_1| < v_0$. При этом прежде всего из (11), (14) и (15) следует, что интервал изменений w ограничен: $a > w > -v_0^2/2$ ($w \leq -v_0^2/2$, что будет рассмотрено в следующем разделе, соответствует более сильным возмущениям). Далее, функция $J(w)$ имеет максимум в точке $w = 0$, а $J(0) = c_0 - (v_0^3/3)$. Она может обращаться в нуль только в двух точках, поскольку $d^2 J/dw^2 < 0$. Ввиду вышеотмеченной периодичности $w(x)$, этими точками являются именно $w = a$ и $w = b$, и имеем

$$J\left(-\frac{v_0^2}{2}\right) = c_0 - \frac{v_0^3}{2} < 0, \quad \frac{v_0^3}{3} \leq c_0 < \frac{v_0^3}{2}, \quad -\frac{v_0^2}{2} < b \leq 0. \quad (18)$$

Обозначив $\sqrt{v_0^2 + 2w} = u$, из (15) - (17) получаем

$$\lambda(a) = \frac{1}{\Omega \sqrt{\eta}} \int_{u_b}^{u_a} \frac{u du}{(u_a - u)(u - u_b)(u - u_c)}, \quad (19)$$

где

$$u_a = \sqrt{v_0^2 + 2a}, \quad (20)$$

$$u_{b,c} = \frac{3v_0 - 2u_a \pm \sqrt{3(v_0^2 + 2u_a)(3v_0 - 2u_a)}}{4}. \quad (21)$$

Корень $u_c < u_b$, очевидно, не имеет физического смысла. Из (20) и (21) видно, что $0 < u_a \leq (3/2)v_0$. Поскольку, с другой стороны, $u_b = \sqrt{v_0^2 + 2b}$, то согласно (18), (20) и (21) для рассматриваемых отклонений амплитуда ограничена:

$$0 \leq a < \frac{5}{8} v_0^2. \quad (22)$$

Легко проверить, что при $a = 0$, $b = 0$ (19) дает критическую длину (10) линейного приближения.

Сделав в (19) подстановку $u = u_a \cos^2 \tau + u_b \sin^2 \tau$, получим*

$$\lambda(a) = \frac{2\sqrt{3}}{\Omega\sqrt{\eta}} \left| \frac{u_c}{\sqrt{u_a - u_c}} K(n) + \sqrt{u_a - u_c} E(n) \right|, \quad (24)$$

где $K(n)$ и $E(n)$ — полные эллиптические интегралы I и II родов, соответственно, $n \equiv \left(\frac{u_a - u_b}{u_a - u_c} \right)^{1/2}$.

Численные вычисления $\lambda(a)$ по формуле (24) в интервале (22) представлены графически (см. рис. 2, кривая NP), откуда видно, что с ростом амплитуды волны ее длина монотонно уменьшается. Это физически означает, что волна плотности неустойчива относительно взаимодействия ее с самой собой.

3. *Случай предельно сильной волны плотности.* Теперь опишем, что будет происходить при более сильном возмущении (т. е. при $\xi = -v_0$, $\xi_1 = v_0$), которое соответствует нелинейной волне $w(x)$ с параметрами a и b , лежащими в следующих пределах:

$$\frac{5}{8} v_0^2 \leq a < \infty, \quad \frac{v_0^2}{2} > b > -\infty. \quad (25)$$

В этом случае в фазовой плоскости вдоль оси x появляются узловые точки, в которых максимальная скорость v обращается в нуль. Это значит, что волна в этих точках обрывается. Происходит распад волны на последовательность сгустков. По-прежнему выделим некоторое почти стационарное состояние такой системы (рис. 1). Тогда искомая длина волны

$$\lambda(a) = 2[\lambda_1(a) + \lambda_2(a)], \quad (26)$$

где $2\lambda_1$ — размер каждого сгустка, $2\lambda_2$ — длина участка с нулевой плотностью. Подстановка $\xi = -v_0$, $\xi_1 = v_0$ в (11) дает $w = -v_0^2/2$. Поэтому (13) теперь примет вид:

$$w = \begin{cases} 2\tau\Omega^2(v_0 - \sqrt{v_0^2 + 2w}), & a \leq w < -\frac{v_0^2}{2}, \end{cases} \quad (27)$$

$$\begin{cases} 2\tau\Omega^2 v_0, & -\frac{v_0^2}{2} \leq w \leq b, \end{cases} \quad (28)$$

*Формула 3.132.5 в [6] неточна.

причем $w(x)$ удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$x = \frac{\lambda}{2}, \quad w = 0, \quad w = b, \quad (29)$$

$$x = \frac{\lambda}{2} - \lambda_2, \quad w = -\frac{v_0^2}{2}. \quad (30)$$

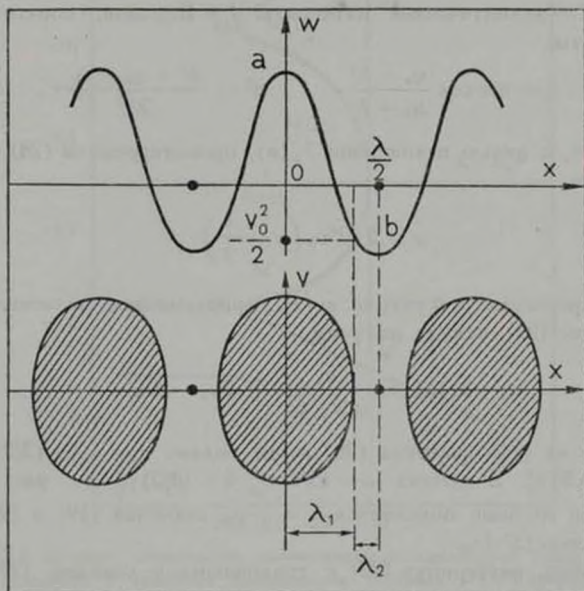


Рис. 1. Сильно нелинейная стационарная волна плотности при $\xi = -v_0$, $\xi_1 = v_0$.

В данном случае справедливы (14) и (16), а $J(-v_0^2/2) \geq 0$. Согласно (27), вместо (19) имеем

$$I_1(a) = \frac{\sqrt{3}}{2\Omega \sqrt{\eta}} \int_0^{u_a} \frac{u du}{V(u_a - u)(u - u_b)(u - u_c)}, \quad (31)$$

где u_a , u_b и u_c определяются формулами (20) и (21). Поскольку здесь $a \geq (5/8)v_0^2$, $u_a \geq (3/2)v_0$, то корни u_b , u_c являются комплексно-сопряженными. Представим их в виде $u_{b,c} = u_1 \pm iu_2$. Подставив в (31)

$$u = u_a - h^2 \frac{1 + \cos \tau}{1 - \cos \tau}, \quad h^2 = V(u_a - u_1)^2 + u_2^2,$$

вычислим возникшие интегралы [6]. Получим

$$\lambda_1(a) = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\eta}} \left[\frac{u_a - h^2}{2h} F(\pi - \tau_0, n^2) + h \cdot E(\pi - \tau_0, n^2) - \frac{\sqrt{\frac{u_a(u_1^2 + u_2^2)}{u_a + h^2}}}{u_a + h^2} \right], \quad (32)$$

где F и E — эллиптические интегралы I и II родов, соответственно, а аргументы

$$\tau_0 = \arccos \frac{u_a - h^2}{u_a + h^2}, \quad n^2 = \frac{h^2 + u_a - u_1}{2h^2}.$$

Далее, с целью нахождения $\lambda_2(a)$, проинтегрируем (28) с учетом (29), имеем

$$\dot{w} = 2\eta\Omega^2 v_0 \left(x - \frac{1}{2} \right). \quad (33)$$

Ввиду непрерывности функции $w(x)$, приравняем значения (33) и (27) в точке (29), откуда получим

$$\lambda_2(a) = \frac{u_a}{v_0\Omega\sqrt{6\eta}} \sqrt{2u_a - 3v_0}. \quad (34)$$

Как видно из (34), формула (26) верна только при $u_a \geq (3/2)v_0$, т. е. при $a \geq (5/8)v_0^2$. В точках $a = (5/8)v_0^2$, $b = (1/2)v_0^2$ (см. рис. 2, точки N , N'), где впервые появляется $\xi = -v_0$, значения (19) и (26) совпадают и равны $(3/\pi)\lambda_0$.

Наконец, интегрируя (33) с граничными условиями (29) и (30), находим

$$b = -\frac{v_0^2}{2} - v_0\eta\Omega^2 \cdot \lambda_2^2.$$

График $\lambda(a)$ в интервалах (25) изображен на рис. 2 дугой NM ($N'M'$) и пунктирной кривой. Из рисунка видно, что только при больших амплитудах нелинейность стабилизирует имеющуюся неустойчивость. Смена неустойчивости происходит в точке M с координатами $a \approx 0.68 v_0^2$, $\lambda \approx 0.944 \lambda_0$. Отметим, что MNP ($M'N'P$) представляет собой неустойчивую ветвь, а пунктирная кривая — устойчивую. Область, находящаяся под дугой MNP , очевидно, соответствует устойчивому возвращению к стационарному состоянию.

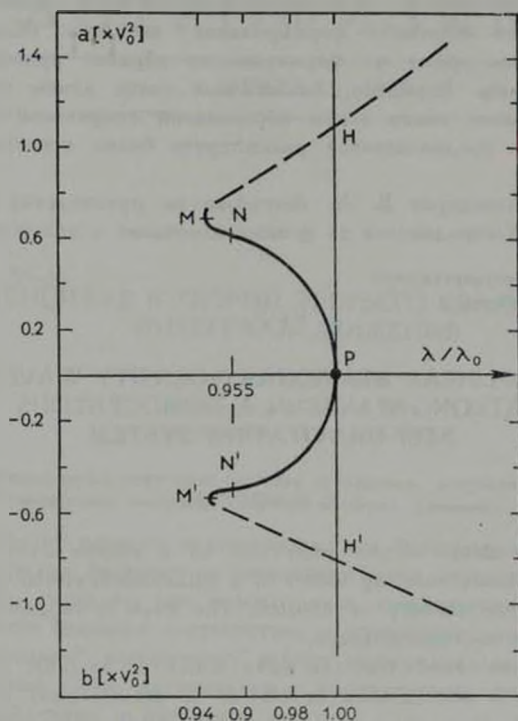


Рис. 2. График зависимости длины волны от амплитуды. Здесь HPH' — граница устойчивости в линейном приближении. В точке N (N') впервые появляется $\omega = -v_0$. M (M') — точка поворота с координатами $a \approx 0.68$, $\lambda \approx 0.944$, $b \approx 0.53$, где неустойчивость переходит в устойчивость.

Заключение. Мы рассмотрели зависимость длины волны плотности от амплитуды в почти стационарных условиях. Если волна имеет достаточно малую амплитуду, то она неустойчива относительно взаимодействия ее с самой собой. Напротив, при более сильных возмущениях волна распадается на последовательность сгустков и такая система устойчива. При этом образуются коллапсирующие «сгущения». Может получиться, что размер сгущения станет намного меньше, чем первоначальная длина волны. Все это подчеркивает желательность разработки теории Джинса в случае различных нелинейных моделей звездной системы.

Указанный процесс с привлечением теории волн плотности, по-видимому, может объяснить формирование звездных облаков, причем характерное время их формирования обратно пропорционально амплитуде волны. Вероятно, аналогичная связь длины волны с ее амплитудой имеет место и при образовании спиральной структуры. В дальнейшем предполагается рассмотреть более естественные модели.

Автор благодарит В. А. Антонова за руководство работой, а также К. Ф. Огородникова за ценные замечания и обсуждение.

Ленинградский государственный
университет

NON-LINEAR STATIONARY DENSITY WAVES. I. STRONG WAVES IN A HOMOGENEOUS SELF-GRAVITATING SYSTEM

S. N. NURITDINOV

The dependence of the behaviour of a density wave on the amplitude in a slowly rotating model of a collisionless stellar system with a constant phase density is studied. The wave is supposed to be periodical in the coordinate space.

It has been found that the wave which is unstable in the linear approximation is also unstable in relation to gravitational self-induction if its amplitude is small enough. On the contrary at stronger perturbations when the wave disintegrates into a row of parts stability is noticed. But each part taken alone does collapse. This according to the theory of density waves seems to suggest the possibility of the formation of stellar clouds.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Крат. Фигуры равновесия небесных тел, ГИТТЛ, М.-Л., 1950.
2. E. P. Lee, *Ap. J.*, 148, 185, 1967.
3. F. Hohl, M. R. Feix, *Ap. J.*, 147, 1164, 1967.
4. D. Lynden-Bell, *M. N.*, 124, 279, 1962.
5. В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов, *Астрофизика*, 10, 627, 1974.
6. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Наука, М., 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

О ПОТЕНЦИАЛЕ В ТЕОРИИ ТРЕТЬЕГО КВАДРАТИЧНОГО ИНТЕГРАЛА ДВИЖЕНИЯ

В. И. РОДИОНОВ

Поступила 25 марта 1974

Пересмотрена 12 августа 1974

Рассматриваются некоторые свойства потенциала, допускающего третий, квадратичный относительно компонент скорости интеграл движения.

1. Обычно принято подчеркивать, что большему числу изолирующих интегралов движения соответствует более специальный вид потенциала. Это, очевидно, так, однако здесь существенно иметь в виду прежде всего взаимное соответствие в структуре „интегралы движения — потенциал“: конкретному набору интегралов движения отвечает определенный класс потенциалов с характерными только для этого класса свойствами, и наоборот.

Путь „от интегралов движения к потенциалу“ нашел широкое употребление, в то время как обратная задача практически не рассматривалась. Можно указать на единственную в этом плане публикацию Д. Линден-Белла [1], не приводящую, однако, к новым результатам.

В настоящей работе будут описаны некоторые свойства потенциала, являющиеся следствием его формы в теории третьего квадратичного интеграла движения. Эти свойства представляют интерес как в теоретическом отношении, так и в приложении этого интеграла к динамике сплюснутых звездных систем.

2. Потенциал, допускающий третий квадратичный интеграл, выражается, как известно, через произвольную четную функцию $\varphi(\xi)$ аргумента $\xi = \xi_1$ или ξ_2 , где ξ_1, ξ_2 — безразмерные эллиптические координаты. Формулы связи этих координат с цилиндрическими R и z имеют вид:

$$R^2 = z_0^2 (\xi_1^2 - 1) (1 - \xi_2^2),$$

$$z^2 = z_0^2 \xi_1^2 \xi_2^2, \quad (1)$$

где $1 \leq \xi_1 < \infty$, $0 \leq \xi_2 \leq 1$, а z_0 — параметр третьего квадратичного интеграла.

Функция $\varphi(\xi)$, в свою очередь, может быть найдена несколькими способами. Здесь потребуются следующие ее выражения [2] (с точностью до аддитивной постоянной):

$$\varphi(\xi) = U(R=0, z=0) - (1 - \xi^2) U(R=0, z=z_0 \xi), \quad (2)$$

$$\varphi(\xi) = \xi^2 U(R=z_0 \sqrt{\xi^2 - 1}, z=0). \quad (3)$$

Формула (2) выражает функцию $\varphi(\xi)$ во всей области ее определения, если известен потенциал $U(R=0, z)$ на оси симметрии $R=0$, а формула (3) — в области $1 \leq \xi^2 < \infty$, если известен потенциал $U(R, z=0)$ в экваториальной плоскости $z=0$.

Таким образом, с учетом формул (2) и (3) потенциал можно записать, например, так:

$$U(\xi_1, \xi_2) = \frac{Q}{\xi_1^2 - \xi_2^2}, \quad (4)$$

$$Q = \xi_1^2 U(R=z_0 \sqrt{\xi_1^2 - 1}, z=0) + (1 - \xi_2^2) U(R=0, z=z_0 \xi_2) - U(R=0, z=0).$$

Из двух вышеприведенных эквивалентных определений функции $\varphi(\xi_1)$ вытекает связь потенциалов в экваториальной плоскости $z=0$ и на оси симметрии $R=0$ при $|z| \geq z_0$. Выразим эти потенциалы один через другой:

$$U(R=0, |z| = z_0 \xi_1) = \frac{\xi_1^2 U(R=z_0 \sqrt{\xi_1^2 - 1}, z=0) - U(R=0, z=0)}{\xi_1^2 - 1},$$

$$U(R=z_0 \sqrt{\xi_1^2 - 1}, z=0) = \frac{U(R=0, z=0) + (\xi_1^2 - 1) U(R=0, |z| = z_0 \xi_1)}{\xi_1^2}.$$

Учитывая формулы связи эллиптических координат с цилиндрическими (1), перепишем последние два выражения:

$$U(R=0, |z| \geq z_0) = \frac{z^2 U(R=\sqrt{z^2 - z_0^2}, z=0) - z_0^2 U(R=0, z=0)}{z^2 - z_0^2}, \quad (5)$$

$$U(R \geq 0, z=0) = \frac{z_0^2 U(R=0, z=0) + R^2 U(R=0, |z| = \sqrt{R^2 + z_0^2})}{R^2 + z_0^2} \quad (6)$$

В дальнейшем ограничимся, в силу симметрии, рассмотрением верхней полуплоскости $z \geq 0$ и предположим, что $U(R=0, z=0) = \text{Max } U(R, z)$ есть величина ограниченная.

3. Докажем следующее утверждение для потенциала, допускающего третий квадратичный интеграл. Если потенциал на оси симметрии $U(z \geq z_0)$ есть строго убывающая функция, то экваториальный потенциал $U(R)$ обладает следующими свойствами:

(А) является строго убывающей функцией,

(В) при любом $\epsilon > 0$ таким, что $R > \epsilon$, удовлетворяет неравенству

$$U(R) < U(R=0) - [U(R=0) - U'(\epsilon)] \frac{R^2 (\epsilon^2 + z_0^2)}{\epsilon^2 (R^2 + z_0^2)} \quad (7)$$

Доказательство. Дифференцируя формулу (6), получим:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dR} [U(R \geq 0, z=0)] &= \frac{R}{(R^2 + z_0^2)^2} \left\{ R^2 \sqrt{R^2 + z_0^2} \times \right. \\ &\times U_R(R=0, z = \sqrt{R^2 + z_0^2}) + 2z_0^2 [U(R=0, z = \sqrt{R^2 + z_0^2}) - \\ &\left. - U(R=0, z=0)] \right\}. \end{aligned}$$

Доказательство первой части утверждения (А) следует из этого выражения. Для доказательства второй части (В) продифференцируем формулу (5). Имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} [U(R=0, z \geq z_0)] &= \frac{z}{(z^2 - z_0^2)^2} \left\{ z^2 \sqrt{z^2 - z_0^2} \times \right. \\ &\times U_R(R = \sqrt{z^2 - z_0^2}, z=0) + 2z_0^2 [U(R=0, z=0) - \\ &\left. - U(R = \sqrt{z^2 - z_0^2}, z=0)] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

По условию $dU(R=0, z \geq z_0)/dz < 0$. Поэтому

$$\begin{aligned} z^2 \sqrt{z^2 - z_0^2} U_R(R = \sqrt{z^2 - z_0^2}, z=0) + 2z_0^2 [U(R=0, z=0) - \\ - U(R = \sqrt{z^2 - z_0^2}, z=0)] < 0. \end{aligned}$$

Здесь, очевидно, $z \neq z_0$ или, что то же самое, $R \neq 0$ (случай $z = z_0$ рассмотрим ниже). Переходя в этом неравенстве к переменной R , преобразуем его к виду:

$$U_R(R) < \frac{2z_0^2[U(R) - U(0)]}{R(R^2 + z_0^2)}. \quad (9)$$

В результате деления обеих частей неравенства (9) на $[U(R) - U(0)]$ и его последующего интегрирования в пределах от ε до R ($0 < \varepsilon < R$) получим в конечном итоге неравенство (7). Доказательство завершено.

Справедливо и обратное утверждение, а именно: если экваториальный потенциал $U(R)$ есть строго убывающая функция и при любых $\varepsilon > 0$ таких, что $R > \varepsilon$, удовлетворяет неравенству (7), то потенциал на оси симметрии $U(z \geq z_0)$ также есть строго убывающая функция — доказательство очевидно.

4. Чтобы не возникала особенность в выражении для потенциала, допускающего третий квадратичный интеграл (в частности, в формуле (4)), необходимо выполнение равенства:

$$U(R=0, z=z_0) = U(R=0, z=0) + \frac{z_0^2}{2} U_{RR}(R=0, z=0).$$

Это отмечалось уже ранее (см., например, [3]).

Аналогичная ситуация складывается при анализе выражений производных $[\partial^n U(\xi_1, \xi_2)/\partial \xi_2^n]$ при $\xi_1 = \xi_2 = 1$ (т. е. $z = z_0$). Действительно, устремляя в (8) z к z_0 , получим следующее соотношение:

$$\frac{1}{z_0} \frac{\partial U(R=0, z=z_0)}{\partial z} = \frac{\partial^2 U(R=0, z=0)}{\partial R^2} + \frac{1}{12} z_0^2 \frac{\partial^4 U(R=0, z=0)}{\partial R^4}.$$

Дифференцируя (8) один раз и рассматривая предел полученного выражения при $z \rightarrow z_0$, будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U(R=0, z=z_0)}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 U(R=0, z=0)}{\partial R^2} + \frac{5}{12} z_0^2 \frac{\partial^4 U(R=0, z=0)}{\partial R^4} + \\ &+ \frac{1}{90} z_0^4 \frac{\partial^6 U(R=0, z=0)}{\partial R^6}. \end{aligned}$$

И вообще, из условия

$$\lim_{\xi_2 \rightarrow 1} \left(\frac{\partial^n U}{\partial \xi_2^n} \right)_{\xi_1=1} = \lim_{\xi_1 \rightarrow 1} \left(\frac{\partial^n U}{\partial \xi_2^n} \right)_{\xi_2=1}$$

с необходимостью вытекает соотношение:

$$z_0^{n-2} \frac{\partial^n U(R=0, z=z_0)}{\partial z^n} = \frac{\partial^2 U(R=0, z=0)}{\partial R^2} + c_1^{(n)} z_0^2 \frac{\partial^4 U(R=0, z=0)}{\partial R^4} + \\ + c_2^{(n)} z_0^4 \frac{\partial^6 U(R=0, z=0)}{\partial R^6} + \dots + c_n^{(n)} z_0^{2n} \frac{\partial^{2(n+1)} U(R=0, z=0)}{\partial R^{2(n+1)}}, \quad (10)$$

$$n = 1, 2, \dots$$

Здесь $c_i^{(n)}$ ($i = 1, \dots, n$) — постоянные коэффициенты.

5. Рассмотрим некоторые следствия полученных свойств потенциала.

Как было показано в [2], для того, чтобы не возникало особенностей в распределении плотности в моделях, допускающих третий квадратичный интеграл, необходима 6-кратная непрерывная дифференцируемость потенциала по R в центре системы или, что эквивалентно, 3-кратная непрерывная дифференцируемость функции $\varphi(\bar{z})$ при $\bar{z} = 1$. Этот результат является следствием полученного соотношения (10).

Предположим, что только при $R \geq R_1$ (R_1 — константа) экваториальный потенциал подчиняется условиям (А), (В) рассмотренного выше утверждения. Тогда из утверждения следует, что на $(0, R_1)$ имеет место неравенство

$$U'(R) > f(R) = U(0) - [U(0) - U(R_1)] \frac{R^2(R_1^2 + z_0^2)}{R_1^2(R^2 + z_1^2)}. \quad (11)$$

Далее, подставляя (7) в (9) и усиливая таким образом последнее неравенство, получим

$$U_R(R) < -2z_0^2 [U(0) - U(\varepsilon)] \frac{\varepsilon^2 + z_0^2}{\varepsilon^2} \frac{R}{(R^2 + z_0^2)^2}. \quad (12)$$

Из неравенств (7), (12), выражения (11) и непрерывности потенциала в центре следует, что при малых R естественной аппроксимацией силового поля в экваториальной плоскости является квазипружое поле. При этом чем больше значение параметра z_0 , тем обширнее центральная область, где силовое поле будет иметь подобный характер.

Ограничивающее действие условия (В) сказывается, в основном, при умеренных значениях R . Если же R велико по сравнению с z_0^2 , влияние неравенства (7) на потенциал несущественно.

Г. Хори [3], приспособлявая потенциал модели М. Шмидта [4] к виду, допускающему третий квадратичный интеграл, отметил, что мо-

нотонность потенциала на оси симметрии с возрастанием z нарушается, если оставлять без изменений экваториальный потенциал. То же относится и к моделям М. Шмидта [5] и Я. Эйнасто с сотрудниками [6, 7]. Экваториальный потенциал этих моделей не удовлетворяет условию (В). Это может объясняться, в частности, тем, что в центрально-области силовое поле этих моделей отличается от квазиупругой. Но, в общем, эти модели строились без учета третьего квадратичного интеграла.

Проведем асимптотическую оценку экваториального потенциала и его производной при больших R . Из (12) очевидна такая оценка для U_R :

$$U_R(R) = O(R^{-3+\delta}), \quad \delta > 0.$$

Отсюда получаем для $U(R)$:

$$U(R) = O(R^{-2+\delta}), \quad \delta > 0.$$

Из условия конечности массы $\delta = 1$.

Приравнявая правые части (2) и (3), преобразуем полученное равенство к виду:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} [U(R = z_0 \sqrt{\frac{2}{3}-1}, z = 0) - U(R = 0, z = z_0 \frac{1}{2})] + \\ & + U(R = 0, z = z_0 \frac{1}{2}) = U(R = 0, z = 0). \end{aligned}$$

Переходя здесь к пределу при $\frac{2}{3} \rightarrow \infty$, получаем весьма интересную оценку поведения разности между экваториальным и осевым потенциалами:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^2 [U(R = r, z = 0) - U(R = 0, z = r)] = z_0^2 U(R = 0, z = 0),$$

(r — расстояние от центра системы). Отсюда следует, что изоповерхности потенциала остаются сплюснутыми на сколь угодно больших расстояниях от центра системы (если только $z_0^2 > 0$).

Ленинградский государственный
университет

ON THE POTENTIAL IN THE THEORY OF THE THIRD QUADRATIC INTEGRAL OF MOTION

V. I. RODIONOV

Some properties of the potential admitting the third quadratic integral of motion are considered.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *D. Lynden-Bell*, M. N., 124, 95, 1962.
2. *В. И. Родионов*, Вестн. ЛГУ, № 13, 142, 1974.
3. *G. Hori*, Publ. astr. Soc. Japan, 14, 353, 1962.
4. *M. Schmidt*, B.A.N., 13, 15, 1956.
5. *M. Schmidt*, IAU Symposium № 25, Thessaloniki, Academic Press, London-New York, 61, 1966.
6. *J. Elnasto, L. Elnasto*, Tartu Teated, № 36, 46, 1972.
7. *J. Elnasto, U. Rummel*, Tartu Teated, № 36, 55, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОТОКА КВАЗАРА ЗС 380 НА ЧАСТОТЕ 408 МГЦ

С октября 1972 г. в Бюраканской обсерватории АН Арм. ССР с помощью западного плеча большого интерференционного радиотелескопа на частоте 408 МГц, с целью обнаружения изменения потока, ведутся регулярные наблюдения квазара ЗС 380, который, как известно, переменен на более высоких частотах [1]. В качестве источника сравнения служил Лебедь А (ЗС 405), который для удобства наблюдения через боковой лепесток, когда антенна была направлена на ЗС 380. По этой причине амплитуды записей ЗС 380 и ЗС 405 мало отличались и ошибки, которые могли быть обусловлены нелинейностью амплитудной характеристики приемника, исключались.

В течение примерно полутора лет (октябрь 1972 г. — март 1974 г.) было проведено около двухсот наблюдений. Для устойчивой работы приемное устройство во время наблюдений не выключалось круглосуточно. Усиление аппаратуры периодически контролировалось. Существенных изменений усиления в течение длительного отрезка времени не наблюдалось. За вышеупомянутый период были получены 112 годных для измерений записей. Записи распределялись по сериям. Каждая серия содержала данные примерно за 10—20 дней (5—10 записей). Усредненные по сериям значения отношений амплитуд записей ЗС 380 и ЗС 405 (напомним, что ЗС 405 наблюдался через боковой лепесток) и соответствующие средне-квадратические ошибки приведены в табл. 1. На рис. 1 дана зависимость этих средних значений от времени.

Таблица 1

Периоды наблюдений	Количество записей	Среднее значение отношений амплитуд записей ЗС 380 и ЗС 405
1972 октябрь 26—		
ноябрь 11	6	1.14 ± 0.03
ноябрь 20—30	7	1.52 ± 0.03
декабрь 1—8	7	1.59 ± 0.04
„ 9—20	7	1.57 ± 0.03
1973 февраль 15—		
март 2	9	1.65 ± 0.03
апрель 20—28	9	1.24 ± 0.02
май 5—12	7	1.22 ± 0.05
„ 13—24	7	1.30 ± 0.04
„ 25—июнь 1	8	1.21 ± 0.04
сентябрь 1—14	7	1.30 ± 0.06
„ 17—28	7	1.31 ± 0.06
октябрь 2—9	5	1.33 ± 0.05
ноябрь 23—29	3	1.26 ± 0.06
1974 январь 25—		
февраль 5	6	1.03 ± 0.03
„ 6—26	7	1.13 ± 0.09
март 6—14	6	1.22 ± 0.04
„ 15—25	5	1.06 ± 0.04

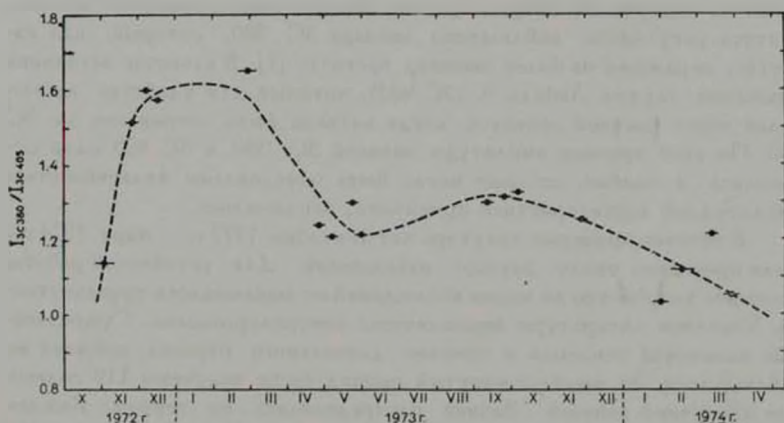


Рис. 1. Зависимость отношения амплитуд записей ЗС 380 и ЗС 405 ($I_{ЗС380}/I_{ЗС405}$) от времени.

Из таблицы и рисунка видно, что отношение амплитуд записей ЗС 380 и ЗС 405 в начальной фазе наблюдений, с конца ноября 1972 г. примерно по май 1973 г., существенно отличается от остальных значений.

На основании этого факта можно предположить, что в конце 1972 г. и в начале 1973 г. у квазара 3С 380, по всей вероятности, произошел взрыв, который и явился причиной роста потока этого источника примерно на 30% на частоте 408 МГц. Длительность этой фазы повышенного излучения, как видно из рис. 1, составляла приблизительно 6 месяцев. Ранее Анстидом, также на частоте 408 МГц, были обнаружены быстрые изменения потоков нескольких радиисточников, в том числе квазаров 3С 454.3 и СТА 102 [2].

Обнаружение у 3С 380 взрыва на столь низкой частоте представляет большой интерес для понимания природы квазаров. Истолкование быстрых изменений потока радиисточников на низких частотах наталкивается на ряд серьезных трудностей [3].

On variability of the Flux Density of the 3C 380 at 408 MHz.
The observations of the QSO 3C 380 at 408 MHz showed that from November 1972 to May 1973 its emission was enhanced by nearly 30 percent.

It is probable that the increase of the emission was due to an explosion which took place in 3C 380.

30 апреля 1974

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Г. МАЛУМЯН
В. А. САМАЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, L. L. Locke, Mem. R. A. S., 77, 109 1972.
2. R. W. Hunstead, Ap. Lett., 12, 193, 1972.
3. T. W. Jones, G. R. Burbidge, Ap. J., 186, 791, 1973.

ПОИСК ПЕРЕМЕННОСТИ РАДИОИСТОЧНИКА 3С 120 НА ЧАСТОТЕ 327 МГЦ

Известно, что интенсивность излучения источников BL Lac, OJ 287 и 3С 120 в радио, оптическом и инфракрасном диапазонах меняется за короткий промежуток времени—в течение нескольких дней или даже за сутки [1].

Последние два из этих источников могут наблюдаться на индийском радиотелескопе в Утакаунде [2], работающем на частоте 327 МГц. Среди крупных радиотелескопов метрового диапазона этот радиотелескоп наиболее универсальный и имеет рекордную эффективную площадь. Учитывая это обстоятельство, а также сообщение [3] о пе-

ременности четырех радиоисточников на частоте 408 МГц , мы решили использовать предоставленную нам возможность и проверить наличие переменности в излучении источника ЗС 120 на низкой частоте. Источник ОJ 287 в период проведения наблюдений попадал в поле зрения антенны в дневное время, когда сказывалось влияние Солнца, и поэтому он не наблюдался.

Измерение потока ЗС 120 проводилось в относительных единицах. Как источник сравнения использовался 4С 05.16. Регистрация сигнала осуществлялась двумя способами:

а) прохождением источника через неподвижную диаграмму антенны,

б) быстрым сканированием диаграммы антенны через источник. Легкость управления индийским радиотелескопом позволила за короткий промежуток времени ($\sim 1.5\text{ часа}$) многократно измерять интенсивности исследуемого и эталонного источников. Вследствие этого среднеквадратичная ошибка измеряемой величины, в худшем случае, не превышала $\pm 5\%$, хотя точность одного измерения на телескопе для интенсивных источников, каким является ЗС 120, составляет около 10% . Стабильная работа приемного устройства радиотелескопа и полное отсутствие радио и промышленных помех повысили надежность проведенных измерений. Результаты четырех серий наблюдений, проведенных в четвертом квартале 1973 г., приведены в табл. 1.

Таблица 1

№	Дата наблюдений (1973 г.)	Число измерений	Отношение интенсивностей ЗС 120 и 4С 05.16
1	4 сентября	4	0.880
	5 "	3	0.852
	9 "	3	0.860
	11 "	5	0.865
2	10 октября	3	0.844
	11 "	3	0.895
3	24 "	2	0.935
4	14 декабря	3	0.858

Данные таблицы показывают, что на частоте 327 МГц интенсивность излучения радиоисточника ЗС 120 заметно не менялась в течение трех месяцев. Небольшие изменения величины приведенного в таблице отношения существенно не превышают ошибок измерений.

Отсутствие заметной переменности ЗС 120 на частоте 327 МГц , наряду с наличием кратковременных и интенсивных изменений на более коротких волнах [1, 4], вероятно, обусловлено тем, что коротковол-

новое излучение исходит из более компактных источников, а длинноволновое — из сравнительно протяженных областей.

A Search of Variability of 3C 120 at 327 MHz. The observations at 327 MHz showed no remarkable variation of 3C 120 during three months.

20 мая 1974

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Тата Институт фундаментальных
исследований, Бомбей (Индия)

В. А. САНАМЯН
В. Р. ВЕНУГОПАЛ

ЛИТЕРАТУРА

1. E. E. Epstein et al., Ap. Lett., 178, 51, 1972.
2. G. Swarup, N. V. G. Sarma et al., Nature, 230, 185, 1971.
3. R. V. Hunstead, Ap. Lett., 12, 193, 1972.
4. W. J. Medd, B. H. Andrew, C. A. Harvey, J. L. Locke, Mem. R. A. S., 77, 120, 1972.

ЗАМЕЧАНИЕ К ВОПРОСУ О ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Построение функции светимости квазизвездных радиоисточников (QSS) связано с необходимостью получить выборку, содержащую все объекты, для которых потоки излучения в радио- и оптическом диапазонах превосходят некоторые предельные значения. Сейчас имеются две такие „полные“ выборки QSS из каталогов 3CR и 4C, составленные Шмидтом [1] и Линдсом и Уиллсом [2]. Сравнительно небольшой объем выборок (они содержат соответственно 33 и 30 объектов) не позволяет полностью определить основную величину $f(L_o, L_r, z)$ — фазовую плотность QSS, обладающих оптической светимостью L_o , радиосветимостью L_r и красным смещением z . Принимая во внимание как данные о QSS, так и данные о квазизвездных объектах, выделенных лишь при помощи оптических методов (QSO). Шмидт [3, 4] пришел к выводу, что

$$f(L_o, L_r, z) dz dL_o dL_r = \rho(z) dV(z) \varphi(L_o) dL_o \psi\left(\frac{L_r}{L_o}\right) dL_r, \quad (1)$$

где $\rho(z)$ плотность QSS в сопутствующих координатах, $V(z)$ — современный объем пространства, соответствующий объектам с красным

смещением $\leq z$. В дальнейшем этот результат использовали многие другие авторы.

Представление $f(L_o, L_r, z)$ в виде (1) основано на следующих двух независимых предположениях: 1) нормированная к 1 функция светимости QSS как в радио, так и в оптическом диапазоне не меняется с эпохой (предположение об эволюции плотности) и 2) отношение L_r/L_o — или, что эквивалентно, радиоиндекс — не зависит от оптической светимости. В упомянутых работах Шмидт показал, что при этом предположении удастся согласовать распределения квазизвездных радиоисточников и QSO по красному смещению.

Ниже показано, что данные [1, 2] о QSS противоречат второму предположению.

Рассмотрим полную в указанном выше смысле выборку QSS. Ввиду ограничений, накладываемых на потоки излучения, выборка содержит лишь те из объектов с красным смещением z , для которых светимости L_o и L_r превосходят соответственно некоторые минимальные значения L_o^m и L_r^m , зависящие от z и предельных потоков. Для выборок [1, 2] в космологической модели с $\Lambda = 0$, $q_o = +1$ и $H_o = 100$ км/сек · Мпс можно принять

$$\begin{cases} \lg L_o^m = a + 2 \lg z, \\ \lg L_r^m = b + 2 \lg z - 0.3 \lg (1 + z), \end{cases} \quad (2)$$

где L_o — светимость на длине волны 2500 А, L_r — светимость на частоте 500 МГц (обе монохроматические светимости измеряются в единицах вт/Гц), постоянные $a = 23.03$, $b = 27.67$ для выборки 3CR и $a = 22.62$, $b = 27.02$ для выборки 4C.

Сложный характер границ (2) области, свободной от наблюдательной селекции, в пространстве (L_o, L_r, z) делает весьма затруднительным выделение реальной зависимости между указанными тремя параметрами для QSS. Простейший способ преодолеть это затруднение, связанный, правда, с некоторой потерей информации, заключается в рассмотрении лишь тех объектов из промежутка $[0, z]$, для которых $L_o > L_o^m(z)$, $L_r > L_r^m(z)$, т. е. в искусственном выделении — при различных z — свободных от селекции областей, ограниченных плоскими поверхностями. Выбор значений z ограничен лишь тем условием, чтобы каждая область содержала как можно большее число объектов и совокупности объектов в соседних областях перекрывались как можно меньше.

В соответствии с изложенным мы выбрали три области для объектов выборки 3CR и две для объектов выборки 4C. Значения верхней границы промежутков $[0, z]$ указаны во втором столбце табл. 1.

Таблица 1

Выборка	z	n	$r(\lg L_o, z)$	$r\left(\lg \frac{L_r}{L_o}, z\right)$	$r(\lg L_o, \lg L_r)$	$r\left(\lg L_o, \lg \frac{L_r}{L_o}\right)$	$r(\lg L_r, \lg \frac{L_r}{L_o})$
ЗСР	0,768	8	0,26 0,33	0,11 0,35	-0,34 0,31	-0,87 0,08	0,76 0,15
	0,961	9	0,20 0,32	0,17 0,32	-0,01 0,33	-0,75 0,15	0,67 0,18
	1,112	11	-0,26 0,28	-0,55 0,21	-0,16 0,29	-0,74 0,14	0,79 0,11
4С	1,137	7	0,01 0,38	0,18 0,37	0,47 0,29	-0,59 0,25	0,44 0,31
	1,952	7	0,73 0,18	0,12 0,37	-0,34 0,33	-0,65 0,22	0,94 0,05

В третьем столбце приведено число объектов в данном промежутке красных смещений, удовлетворяющих условиям $L_0 > L_0^*(z)$, $L_r > L_r^*(z)$, в последующих столбцах — попарные коэффициенты корреляции r между величинами z , $\lg L_0$, $\lg L_r$, $\lg(L_r/L_0)$ и их стандартные отклонения. Число объектов в каждой области невелико, однако рассмотрение всей совокупности коэффициентов корреляции дает дополнительные сведения о характере искомых зависимостей.

В несколько ином виде часть данных табл. 1, относящаяся к изменению радио- и оптической светимости QSS с эпохой, обсуждалась нами ранее [5]. Здесь мы отметим, что значительной корреляции $\lg L_0$, $\lg L_r$ и $\lg(L_r/L_0)$ с z не обнаружено. При этом, разумеется, отрицать вообще возможность эволюции светимости нельзя. Таким образом, можно утверждать лишь то, что приведенные данные не противоречат предположению об эволюции плотности QSS.

Что касается вопроса о структуре функций светимости QSS, то здесь следует обратить внимание на следующее: все значения $r(\lg L_0, \lg(L_r/L_0))$ велики по абсолютной величине. В отличие от ситуации, когда наблюдаемое значение $|r|$ мало и возможность зависимости между соответствующими величинами отрицать нельзя, большое значение $|r|$, как известно, вполне определенно указывает на существование зависимости. Основываясь на данных, приведенных в седьмом столбце табл. 1, скорее можно было бы считать, что L_0 и L_r для рассматриваемой совокупности объектов слабо зависимы. Следует особенно подчеркнуть то обстоятельство, что значения $r(\lg L_0, \lg(L_r/L_0))$ отрицательны, а значения $r(\lg L_r, \lg(L_r/L_0))$ положительны, как и должно быть при незначительной корреляции между радио- и оптической светимостями.

Таким образом, анализ данных о QSS в выборках из каталогов 3CR и 4C показывает, что функция светимости этих объектов не может быть представлена в виде (1). Это означает, в частности, что вопрос о согласовании распределений квазизвездных радиоисточников и QSO по красному смещению должен быть пересмотрен.

Автор признателен В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов.

On the Luminosity Function of Quasi-Stellar Radio Sources. It is found that the luminosity function in form proposed by Schmidt [3], disagrees with the data concerning QSS's in 3CR and 4C samples.

17 июля 1971

Южная станция

Государственного астрономического
института им. П. К. Штенберга

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 151, 393, 1968.
2. *R. Lynds, D. Willis*, *Ap. J.*, 172, 531, 1972.
3. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 162, 371, 1970.
4. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 176, 273, 1972.
5. *В. Ю. Терезиж*, *Астрофизика*, 9, 209, 1973.

К ВОПРОСУ О РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ОБРАЗУЕМОМ БЫСТРЫМ ЗАРЯДОМ НА ОТДЕЛЬНЫХ АТОМАХ И МОЛЕКУЛАХ

В работах [1, 2] было рассмотрено рентгеновское переходное излучение, образуемое быстрым зарядом на макроскопических пылинках и отдельных атомах или молекулах. Там же был рассмотрен вопрос о вкладе этого излучения в наблюдаемое космическое рентгеновское излучение. В работе [3] было произведено дальнейшее, более детальное исследование излучения, образуемого на отдельных атомах. В настоящем сообщении мы воспользуемся результатами работы [3] и получим соответствующие астрофизические выводы.

1. Приведем основные формулы, полученные в [3]. Спектральное распределение числа квантов рентгеновского излучения, возникающего при центральном (c) и нецентральной (nc) столкновениях, в зависимости от значения параметра

$$Q = \frac{\omega r}{c}$$

(r — радиус рассеивающей частицы), определяется следующими формулами

При $Q \gg 1$ имеем

$$\frac{dn^c}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2 I_2}{137\pi c^2 \omega^3}, \quad (1)$$

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2 I_2}{137\pi c^4 \gamma^2 \omega} \left| K_1 \left(\frac{\omega r_0}{v\gamma} \right) \right|^2,$$

где ω_0 — плазменная частота, γ и v — лоренц-фактор и скорость заряда, K_1 — модифицированная функция Ганкеля, r_0 — прицельный параметр столкновения. Кроме того

$$I_1 \sim \ln(\gamma^2/Q) + Q/\gamma^2 - 1, \quad I_2 \ll 1, \quad \text{при } \gamma \ll Q \ll \gamma^2$$

и $I_1 \sim \ln Q$, $I_2 \sim 1$ при $1 \ll Q \ll \gamma$. Когда же $Q \gg \gamma^2$, излучение будет меньше, чем определяемое формулами (1).

При $Q \ll 1$ имеем

$$\frac{dn^c}{d\omega} \approx \frac{4\omega_0^4 |r^3 - (r^2 - r_0^2)^{3/2}|^2}{27 \cdot 137 \pi c^4 r_0^2}, \quad (2)$$

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} \approx \frac{4\omega_0^4 r_0^6}{27 \cdot 137 \pi \gamma^2 c^6} \left[K_1 \left(\frac{\omega r_0}{v \gamma} \right) \right]^2.$$

2. Обратимся теперь к астрономическим приложениям полученных формул. В работе [1] формулы применялись к космическим пылинкам и результаты этой работы не нуждаются в изменениях. Что касается работы [2], в которой рассматривались молекулярные облака, то в той области частот, когда $Q \ll 1$, окончательные результаты [2] требуют одного уточнения. А именно, формула (8) указанной работы справедлива лишь при $Q \gtrsim 1$. Когда же $Q \ll 1$, отношение сечения тормозного излучения быстрого заряда к сечению образования излучения атомом (под действием быстрого заряда) как можно показать [3], порядка единицы.

Цифровые оценки, полученные в [2] в отношении числа рентгеновских квантов с энергией порядка 1 кэв, генерируемых в молекулярных облаках типа Ori-A, в силу приведенных выше формул (1), (2), остаются справедливыми.

On the Problem of x-Ray Radiation Generated by a Fast Charge on Single Atoms and Molecules. The formulae describing the radiation emitted by recoil atomic electrons in collisions with high energy particles are given. With the help of these formulae the results of cosmic x-ray radiation are reanalyzed.

21 октября 1974

Ереванский физический институт

Г. М. ГАРИБЯН
ЯН ШИ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Астрофизика*, 9, 371, 1973.
2. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Астрофизика*, 10, 93, 1974.
3. А. С. Амбарцумян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Изв. АН Арм.ССР, Физика*, 9, № 6, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ОБЗОРЫ

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

О. С. ШУЛОВ

1. *Введение.* Из-за их слабого блеска белые карлики (БК) с трудом поддаются наблюдательному изучению, однако интерес к этим объектам весьма высок, поскольку считается, что они представляют собой одну из конечных форм звездной эволюции. Прогресс в технике наблюдений в последние годы привел к обнаружению двух новых наблюдательных фактов: во-первых, оказалось, что некоторые БК показывают быстрые квазипериодические колебания блеска с малыми амплитудами, причиной которых, вероятно, являются нерадиальные пульсации этих звезд, и, во-вторых, у нескольких БК была найдена круговая поляризация, указывающая на присутствие магнитных полей $\sim 10^6 - 10^7$ гс. Эти открытия наводят на мысль, что в БК действуют силы и протекают физические процессы, которые до сих пор либо совсем не учитывались, либо учитывались в недостаточной степени при изучении строения и эволюции этих звезд, и что необходим определенный пересмотр сложившихся представлений.

Целью данного обзора является систематизация разбросанных в текущей литературе наблюдательных данных относительно последнего из этих двух открытий с тем, чтобы представить их компактную сводку и дать их критический анализ. Отчасти эта работа уже была проделана в более широком по тематике обзоре Сазонова [1].

Общие сведения о БК можно найти в обзорах [2—8], суммирующих наблюдательные данные за предшествующие годы. Одно из последних уточнений основных параметров этих звезд (светимости, массы, радиусы, температуры) принадлежит Шипману [9]. Согласно этой работе, медианный радиус достаточно репрезентативной выборки БК со-

ставляет $R = 0.0095 R_{\odot} = 6.6 \cdot 10^8$ см, соответствующая медианная масса $M = 0.52 M_{\odot} = 1.03 \cdot 10^{33}$ г; эффективные температуры простираются от 6000 до 50000° К, светимости — от $3 \cdot 10^{-1}$ до $5 \cdot 10^{-2} L_{\odot}$.

Следует сделать несколько замечаний о числе известных БК, их номенклатуре и обозначениях. Для обнаружения возможных БК наиболее широко применяются два метода. Первый заключается в выявлении слабых звезд с большими собственными движениями с последующим определением их цветовых эквивалентов. Те из них, которые оказываются более голубыми, чем обычные звезды, потенциально являются белыми карликами или субкарликами. Второй метод сводится к чисто фотометрическому поиску слабых голубых звезд в областях неба, где присутствие горячих звезд высокой светимости маловероятно (на фоне темных туманностей в Млечном Пути, в районах полюсов Галактики). Первый метод был предложен Льютеном, который в течение 35 лет осуществил на его основе обширнейшую наблюдательную программу, выявив около 20000 слабых звезд с большими собственными движениями. Возможные БК опубликованы в каталоге [10], их около 2000. Аналогичную программу выполняли Гиклас и другие сотрудники обсерватории Ловелла, результаты публикуются в *Lowell Observatory Bulletin* с 1959 г. и далее. Второй метод был предложен Амбарцумяном и Шайном [11] и впоследствии практически применялся Хьюмасоном и Цвикки [12] и другими наблюдателями. Он позволяет выявлять только очень горячие звезды низкой светимости.

Главное достоинство этих методов — их массовость, однако сами по себе они не способны уверенно отделять истинные БК от других объектов пониженной светимости вроде субкарликов. Окончательное решение об отнесении данной звезды к БК может быть вынесено только на основе спектроскопических наблюдений, и именно эту трудоемкую работу в течение многих лет проводит Гринстейн, опубликовавший (частично в соавторстве с Эггеном) шесть списков спектроскопически подтвержденных БК [13—16]. В этих списках содержится всего 289 звезд. Первые 266 звезд носят номера серии EG, последующие, начиная с 267, обозначаются индексом GR. Звезды, не входящие в списки Гринстейна, как правило, могут считаться БК лишь весьма условно.

Помимо номера EG или GR, за каждой звездой сохраняется ее первоначальное обозначение по каталогу, где она была впервые выявлена как потенциальный БК, что облегчает ее идентификацию, поскольку именно в этих каталогах обычно приводятся необходимые поисковые карты. Эти обозначения обычно состоят из буквенного шифра и номера по соответствующему каталогу. Так, обозначения L, LB, LDS относятся к каталогам Льютена, G и GD — к каталогам Гикласа, HZ —

звезды Хьюмассона-Цвики, F — Фейге, R — Росса, W — Вольфа и т. п. Изредка встречаются обозначения по другим, менее специальным каталогам, например, по Избранным Площадкам Каптейна (SA).

Таким образом, сейчас известно чуть меньше 300 спектроскопически подтвержденных БК, тогда как заподозрены в принадлежности к этой группе несколько тысяч звезд. Очевидная диспропорция красноречиво свидетельствует о необходимости дальнейшей наблюдательной работы.

2. *Предварительные оценки магнитного поля.* Следующие простые соображения приводят к предположению, что БК могут обладать большими магнитными полями. Солнце, как известно, имеет общее магнитное поле $H \approx 1$ гс; с другой стороны, поля магнитных звезд достигают $10^1 - 10^4$ гс. Следовательно, можно ожидать, что многие „немagnetные“ звезды могут иметь промежуточные значения поля. И действительно, недавние наблюдения слабых магнитных полей [17, 18] выявили у некоторых нормальных звезд $H \sim 10 - 100$ гс. Магнитное поле таких звезд, если уж оно возникло, не может без особых причин самопроизвольно уменьшиться за время „спокойной“ эволюции, поскольку характерное время его затухания вследствие джоулевых потерь, определяемое формулой $\tau = 4\pi \gamma R^2 / c^2$, где γ — электропроводность вещества [19], для звезды типа Солнца составляет $\tau \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет.

Но даже на более бурных фазах эволюции в силу свойства „вмороженности“ магнитного поля в вещество звезды магнитный поток должен иметь тенденцию сохраняться, то есть, если поле не уносится вместе с веществом при сбросе излишней массы, то должно быть $HR^2 \approx \text{const}$ и H должно возрастать с уменьшением радиуса R . Некоторое подтверждение консервативности магнитного потока в ходе эволюции следует из факта существования пульсаров, поскольку для объяснения импульсного характера их излучения в общепринятой сейчас модели вращающейся нейтронной звезды необходимо предположить, что нейтронная звезда с $R \sim 10^{10}$ см имеет поле $H \approx 10^{11}$ гс, то есть как раз то значение, которое должно получаться при сжатии типичной нормальной звезды с $R \sim 10^{11}$ см и $H \sim 10$ гс до размеров нейтронной при условии $HR^2 = \text{const}$.

Если БК образуются из нормальных звезд, то применение к ним этих же рассуждений показывает, что они могут иметь поля $H \sim 10^6$ гс, которые затухают очень медленно [20] с $\tau \approx 10^{10}$ лет, вследствие чего такие поля могут ожидать у БК любого возраста. Если такие поля действительно существуют, они могут заметно повлиять не только на свойства наблюдаемых внешних слоев звезды, но и на ее внутреннюю структуру [20]. Отсюда ясно, что изучение магнитных полей БК яв-

ляется необходимым шагом на пути к пониманию конечных стадий звездной эволюции. Но обычно применяемая для измерения магнитных полей у нормальных звезд аппаратура не годится для наблюдений БК, поэтому для БК были предложены другие методы.

3. *Квадратичный эффект Зеемана*. В 1970 г. Престон [21] обратил внимание, что при $H \sim 10^4$ гс в водородном атоме квадратичный эффект Зеемана по порядку величины сравнивается с обычным линейным эффектом практически во всех линиях бальмеровской серии, так что центр тяжести их сливающихся π - и σ -компонент будет смещен на $\Delta\lambda = -7.5 \cdot 10^{-23} \lambda^2 (n_u^4 - n_l^4) H^2$, где n_u, n_l — главные квантовые числа верхнего и нижнего уровней данного перехода [24]. Как видно, в отличие от гравитационного красного смещения, квадратичный эффект Зеемана ведет к отрицательным $\Delta\lambda$, которые в пределах серии изменяются как $\lambda^2 (n_u^4 - n_l^4)$, а не пропорционально λ , как при эффекте Доплера. По этим признакам его можно пытаться выделить на фоне других источников смещений спектральных линий.

Престон проанализировал измерения лучевых скоростей группы БК спектрального класса DA, выполненные Гринстейном и Тримбл [22], и не нашел заметных следов ожидаемого эффекта. Из анализа точности измерений он получил оценку верхнего предела $H \leq 5 \cdot 10^5$ гс для DA карликов. Необходимо подчеркнуть, что эта оценка относится к среднему значению поля u , рассматриваемой выборки звезд, а не к индивидуальным звездам, так как точность измерения лучевых скоростей у отдельных звезд недостаточна для получения уверенных заключений; кроме того, из-за отсутствия точных данных нельзя учесть гравитационное красное смещение и собственную лучевую скорость, тогда как для совокупности звезд можно воспользоваться средними параметрами, установленными достаточно надежно.

В [23] Тримбл нашла некоторые следы отрицательных смещений водородных линий, однако в 1972 г. Тримбл и Гринстейн [24] пришли к выводу, что этот результат ошибочен и обусловлен неучтенными систематическими погрешностями измерений. В [24] были определены лучевые скорости еще 74 БК, что позволило уточнить анализ Престона по большему ансамблю DA карликов (179 звезд). Тщательно исправив наблюдения за возможные систематические ошибки, авторы [24] понизили верхний предел среднего магнитного поля до $H \leq (1-2) \cdot 10^5$ гс, при этом не исключается, что некоторые звезды DA могут иметь поля $\sim 5 \cdot 10^5$ гс или даже больше.

Выводы работ [21, 24] часто рассматриваются как весьма надежные. Между тем, имеются основания для некоторого скептицизма в их оценке. Для правильного выделения квадратичного эффекта Зеемана

необходимо быть уверенным, что: 1) устранены все систематические ошибки аппаратуры и методики измерений, 2) учтены сдвиги $\Delta\lambda$, обусловленные всеми другими эффектами, кроме искомого, и 3) использованная теория сдвигов линий из-за квадратичного эффекта Зеемана (с учетом особенностей образования линий в спектрах БК) в необходимой степени точна. Недостаточный учет любой из этих причин сдвигов неизбежно искажает результат.

Трудности борьбы с ошибками измерений были хорошо продемонстрированы в [24]. Далее, нет гарантии, что требование (2) надежно выполнено, поскольку на видимые положения линий влияет слишком много факторов, от движения Солнца в пространстве до гравитационного красного смещения, и не исключено, что могут быть какие-то пока еще не известные дополнительные причины сдвигов. Например, Визе и Келлерхер [25] недавно показали, что эффект Штарка в БК не только расширяет, но и сдвигает линии в красную сторону на $\Delta\lambda$ порядка 15%, от гравитационного смещения, причем $\Delta\lambda$ зависят от электронной плотности. Точной теории этого явления пока нет, есть лишь грубые оценки, основанные на неполных лабораторных данных, поэтому внести соответствующие поправки за этот эффект фактически невозможно, хотя в [24] такая попытка была сделана.

Дальнейшие осложнения этого метода рассмотрел Борра [26]. Он вычислил ожидаемые профили водородных линий для серии упрощенных моделей атмосфер БК с сильными дипольными магнитными полями. Профили оказались очень несимметричными, причем асимметрия возрастает с номером линии и ростом напряженности поля и очень сильно зависит от геометрии последнего. Поскольку линии очень широкие, асимметрия может приводить к большим расхождениям в измерениях смещений, зависящим от того, что именно считать истинным положением линии и по каким частям линии его измерять. Нелинейность реакции обычно применяемых фотоматериалов усугубляет эти затруднения. Борра пришел к выводу, что ожидаемые неопределенности столь велики, что вполне могли замаскировать истинный эффект в работах [21, 24], выводы которых, таким образом, ставятся под сомнение. Однако, судя по тому, что опубликованные в [4] профили водородных линий не показывают большой асимметрии, Борра заключает, что большинство DA карликов все же, вероятно, имеет $H \lesssim 10^6$ гс. По-видимому, это наиболее реалистичная оценка того, что пока способен дать этот метод.

4. *Зеемановская поляризация внутри линий.* Энджел и Лэндстрит [27] воспользовались большой шириной ($\sim 10-100$ А) спектральных линий у БК, предложив измерять магнитные поля по фото-

электрическим наблюдениям круговой поляризации зеемановских π -компонент в крыльях водородной линии H_1 , выделяя нужные спектральные участки с помощью интерференционных фильтров с полушириной 30 Å. Как и в предыдущем методе, здесь измеряется продольная составляющая поля, но результат уже относится к каждой звезде индивидуально.

Показания своего поляриметра они проверили по магнитной переменной 53 Cam. Ни у одного из 9 наблюдавшихся DA карликов не было обнаружено заметной зеемановской поляризации. Верхние пределы для постоянных полей $H \gtrsim 10^4 - 10^5$ гс, переменные поля с периодами более 21 сек, которые могли бы появиться в случае быстрого вращения звезд, не превышают $2 \cdot 10^5$ гс.

Из-за использования узких полос реакции этот метод обладает малой проникающей способностью и пригоден лишь для самых ярких БК. Поэтому он не получил дальнейшего применения к наблюдениям этих звезд, хотя в принципе он обеспечивает прямое измерение магнитного поля. Сейчас он продолжает использоваться главным образом для наблюдений ярких невырожденных звезд.

5. *Круговая поляризация в непрерывном спектре.* Третий метод изучения больших магнитных полей звезд был предложен Кемпом [28]. Кемп предсказал, что в присутствии магнитного поля непрерывное излучение теплового источника, обусловленное электронными переходами, должно быть циркулярно поляризовано со степенью круговой поляризации $p_c \sim \nu_H/\nu$, где ν_H — циклотронная частота, а ν — частота наблюдаемого излучения ($\nu_H \ll \nu$). Это предсказание в общих чертах было проверено лабораторными экспериментами [28, 29] и в зарубежной литературе получило название „механизма серотельной магнитоземиссии“.

В наблюдениях БК этот метод получил наибольшее распространение, поскольку он позволяет использовать для поисковых наблюдений предельно широкие полосы реакции и, следовательно, резко улучшает проникающую силу аппаратуры. Современные двухканальные фотоэлектрические поляриметры позволяют реализовать точность измерения степени поляризации $\sim 0,01\%$ (абсолютная ошибка) для достаточно сильных сигналов, что для видимого излучения соответствует $H \sim 10^4$ гс, поэтому поля $H \gtrsim 10^5$ гс сравнительно легко могут быть обнаружены. Предсказание Кемпа не может считаться безупречным с теоретической точки зрения (см. раздел 9) и оценка предельно обнаружимого поля с помощью простого соотношения, данного Кемпом, в лучшем случае справедлива лишь по порядку величины, но сама идея наблюдать поляризацию в непрерывном спектре оказалась достаточно плодотворной

поскольку почти сразу же привела к обнаружению первого БК с круговой поляризацией более 3% [30]. В дальнейшем этим методом круговая поляризация была уверенно найдена еще у четырех БК (см. разделы 6 и 7).

Второе существенное преимущество этого метода заключается в том, что он не связан с наблюдениями спектральных линий и, следовательно, может быть применен к БК с чисто непрерывными спектрами или спектрами, имеющими лишь слабые широкие полосы. Таких звезд известно довольно много, но они не могли исследоваться двумя предыдущими методами. И именно у некоторых из них излучение оказалось поляризованным!

6. *Сводка наблюдений круговой поляризации.* В табл. 1 (см. Приложение) собраны имеющиеся на конец 1973 г. наблюдения круговой поляризации у 75 БК. Знаки поляризации в седьмом столбце приведены к единой системе, в которой поляризация считается положительной, если электрический вектор вращается против часовой стрелки для наблюдателя, смотрящего на звезду. Если было выполнено более одного наблюдения, в таблице приводятся усредненные значения. Большинство поисковых наблюдений сделано в широкой полосе чувствительности мультищелочного фотокатода без фильтра. Наблюдения в менее широких полосах отмечены в восьмом столбце: С — широкая сине-зеленая полоса, К — широкая желто-красная полоса, H_1 — зеэмановская поляризация в линии H_1 из работы [27]. Без указания в девятом столбце литературного источника приводятся наблюдения, выполненные в 1973 г. автором совместно с Е. Н. Копацкой.

В табл. 2 приведена статистика звезд из табл. 1 с известными спектральными классами. В скобках указаны данные с учетом пяти БК с подозреваемой круговой поляризацией. Видно, что звезды с достоверно найденной поляризацией пока имеются только среди БК с пекулярными или DC спектрами, но еще не устранена опасность, что подобные выводы могут оказаться преждевременными. Действительно, только в группах DA и DC можно построить более или менее значимую статистику, причем если заподозренная у четырех DA звезд поляризация подтвердится, доля звезд с поляризацией в этих группах возрастет. Если предположить, что доля поляризованных звезд во всех спектральных классах примерно одинакова и составляет $\sim 10\%$, тогда в группах DO — DB и DF — DG наблюдавшихся звезд просто недостаточно для каких-либо статистических заключений. То же относится и к группе с пекулярными спектрами, то есть пока еще рано говорить, что около трети этих звезд имеют сильные магнитные поля.

В табл. 1 содержатся три из четырех известных сейчас БК с переменным блеском [39]. Ни у одного из них нет заметной круговой поляризации. У двух из них, R 548 и G 44—32, специально искалась переменная круговая поляризация с периодами их оптических пульсаций. Результат также отрицательный, откуда можно заключить, что переменность блеска не связана с большими магнитными полями на их поверхности. В дополнение к табл. 1 можно отметить, что у трех карликовых двойных систем, содержащих БК, — HZ 29, Z Cam и U Gem — также не было найдено заметной круговой поляризации [32, 33].

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАБЛЮДЕННЫХ ЗВЕЗД ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССАМ

Спектральный класс	Наблюдалось звезд	Из них с поляризацией	Доля звезд с поляризацией, %
DO, DO-B, DB	6	0	0
DA	38	(4)	(10)
DA—F, DF, DG	3	0	0
DC	20	2	10
λ 4135, λ 4670	6	2	33
Всего*	75	5 (10)	7 (13)

Ефимов и Шаховской [40] наблюдали линейную поляризацию излучения 13 БК в пяти цветовых полосах от U до R и у некоторых из этих звезд заподозрили переменную линейную поляризацию со сложной зависимостью от длины волны. В частности, у 8 звезд позиционный угол плоскости поляризации систематически изменяется с длиной волны так, что это может быть интерпретировано как фарадеевское вращение в магнитоактивной плазме. Эти результаты нуждаются в подтверждении.

7. Магнитные белые карлики. Основные данные о четырех БК с уверенно установленной круговой поляризацией собраны в табл. 3. Звездные величины, цвета и спектральные классы взяты из работ [13, 41]; элементы и химические соединения, чьи линии и полосы видны в спектрах, а также отмеченные непросительным знаком предположительные отождествления спектральных особенностей, заимствованы из работ [41, 42, 47, 73]. Далее приводятся чернотельные температуры T , представляющие распределение энергии в наблюдаемом непрерывном

* Все звезды из табл. 1 без учета спектрального класса

спектре, найденные в основном из фотоэлектрических сканов в работах [9, 34, 41, 42]. Собственные движения приводятся в списках EG и GR. Параллакс и M_V для Grw + 70 8247 были надежно определены в [43], но для остальных звезд пока имеются лишь грубые оценки M_V , основанные на некоторых предположениях об их пространственных скоростях [41]. Радиус и светимость Grw + 70 8247 определялись в [9]. Безуспешные попытки обнаружить радиоизлучение описаны в [44, 45].

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ О МАГНИТНЫХ БЕЛЫХ КАРИКАХ

Звезда	Grw + 70 8247	G 99—37	G 195—19	G 99—47
EG или GR	129	248	250	289
V	13. 19	14. 58	13. 79	14, 12
B—V	+0.05	+0.46	+0.30	+0.62
U—B	—0.85	—0.53	—0.65	—0.12
Спектр. класс	λ 4135p	λ 4670p	DC	DC
Линии или полосы в спектре	He ₂ ?	C ₂ , CH	металлы? C ₂ ?	нет
T (1000 °K)	12—13	7	8.1	5—6
α (″/год)	0.54	0.27	1.56	1.07
π ″	0.081			
M_V	12.7	12—15	12—15	12—15
$l_g(R/R_\odot)$	—2.08			
$l_g(L/L_\odot)$	—2.90			
Радиопоток (10^{-28} Вт·м ⁻² ·Гц ⁻¹)	—2±2	0+1	—2±4	—2±2
λ 2.8 см	<0.2		<0.2	
λ 21 см	<0.2			

Совсем недавно в [88,90] было сообщено об обнаружении большой и, вероятно, переменной круговой и линейной поляризации у GD 229. Эта звезда была выделена в [89], как возможный БК. по ее собственному движению, но спектроскопического подтверждения пока не опубликовано. По предварительным данным из [90], ее спектр напоминает спектр Grw + 70 8247. Сведения об этой звезде пока настолько скудные и противоречивые, что мы воздержимся включать ее в дальнейшее обсуждение.

Для объяснения круговой поляризации магнитных БК было бы очень важно выяснить, чем же они отличаются от других БК. К сожалению, определенно ответить на этот вопрос пока нет возможности, хотя некоторые тенденции как будто намечаются. На двухцветной диаграмме (U—B), (B—V) магнитные БК располагаются ближе к верх-

ней границе полосы, занимаемой звездами без поляризации (ближе к линии черного тела). Они относятся к числу наиболее холодных БК, лишь у Grw + 70° 8247 температура достигает $\sim 12000^\circ \text{K}$. По светимости они, вероятно, принадлежат к более слабой из двух найденных в [13] последовательностей БК [41, 43]. В отсутствие измерений параллаксов, наиболее вероятная оценка абсолютных величин G 99—37, G 195—19 и G 99—47 есть $M_V \approx 13^m 8$. В [41] найдено, что магнитные БК, за исключением разве что G 195—19, обладают весьма малыми пространственными скоростями и, возможно, относятся к сравнительно молодому населению дисковой составляющей (населению I).

Спектры этих четырех звезд либо чисто непрерывные, либо показывают столь широкие и узкие спектральные полосы или линии, что их подчас можно изучать только по фотоэлектрическим спектральным сканам. Отождествить эти полосы, естественно, очень трудно, поэтому уверенное отождествление сделано только для G 99—37, у которого такие полосы видны наиболее отчетливо [16, 41]. Оказалось, что они принадлежат молекулам C_2 и CN . Для других звезд отождествления лишь предположительные (см. табл. 3). Никаких следов водородных линий у всех этих звезд не обнаруживается.

8. *Закономерности в поляризации.* Поляризация Grw + 70° 8247 изучалась в работах [30, 35, 46, 47], G 99—37 — в работах [33, 48], G 195—19 — в работах [31, 32, 49, 50], G 99—47 — в работе [34], GD 229 — в работах [88, 90].

На рис. 1 показаны измеренные с широкополосными фильтрами зависимости круговой поляризации от обратной длины волны для трех БК с постоянной или не сильно изменяющейся поляризацией. Их общей характерной особенностью является наличие экстремума в районе $\lambda 4300 \text{ \AA}$ ($1/\lambda = 2.33 \text{ мк}^{-1}$). В двух случаях в экстремальной точке наблюдается максимальная по абсолютной величине поляризация, в одном — минимальная. У G 195—19 с переменной поляризацией зависимость от длины волны пока известна довольно грубо, однако по крайней мере постоянная составляющая этой поляризации по абсолютной величине минимальна в сине-зеленой области и возрастает в красную часть спектра; знак поляризации отрицательный [49, 50].

У двух звезд, Grw + 70° 8247 [47] и G 99—37 [48], были выполнены спектрополяриметрические исследования с довольно высоким спектральным разрешением (до 40 Å), которые выявили резкую спектральную структуру в зависимости поляризации от длины волны. Эта структура выражается в появлении резких сдвоенных пиков противоположно вращающейся поляризации, явно ассоциированных с наблюдаемыми полосами в спектрах. Величина этих пиков у Grw + 70° 8247

сравнима с поляризацией в непрерывном спектре, а у G 99—37 даже превосходит ее. У последней звезды, например, в области полосы СН около 4300 Å поляризация показывает резкое изменение от -3.8%

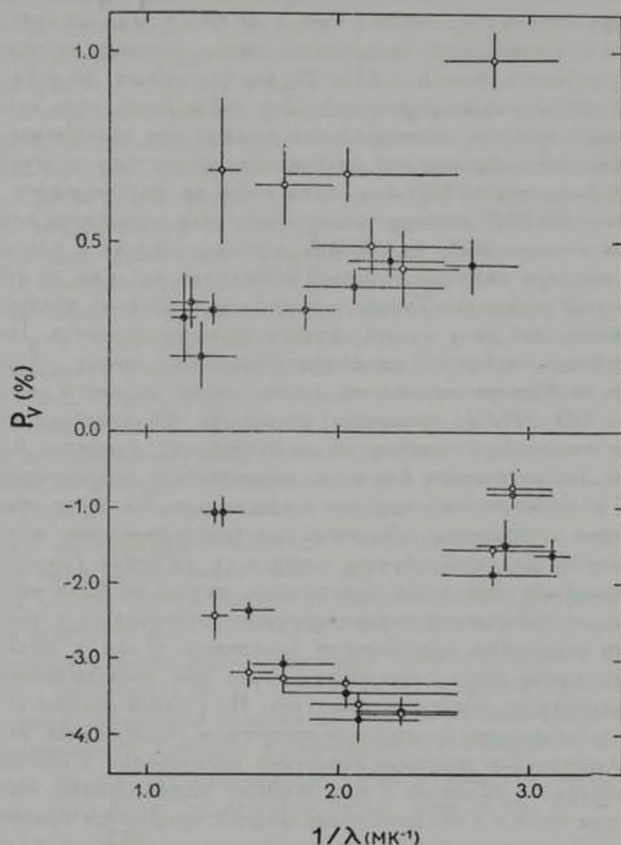


Рис. 1. Зависимость круговой поляризации от обратной длины волны у магнитных белых карликов. Вверху точки относятся к G 99—47, кружки — к G 99—37. Внизу наблюдения G 99—37 за 1970 (кружки) и 1971 (точки) годы. Данные взяты из работ, указанных в тексте. Масштаб по оси ординат в верхней и нижней частях рисунка различается в пять раз. По оси абсцисс ($1/\lambda$) выражена в $\text{м}\mu^{-1}$.

на 4220 Å до $+2.8\%$ на 4380 Å при средней широкополосной поляризации в этой области около $+0.43\%$. В [42, 48] такую структуру в поляризации предлагается интерпретировать как эффект Зеемана в

молекулярных полосах. Следует подчеркнуть, что пики поляризации обнаруживаются практически около всех, даже весьма слабых спектральных полос.

Кемп и Сведлунд [46] на 200"-телескопе предприняли попытку измерить круговую поляризацию у Grw + 70° 8247 в ближней инфракрасной области и неожиданно обнаружили очень большую ее величину: $-8.5 \pm 3\%$ на $\lambda = 1.15 \mu\text{м}$ и $-15 \pm 2\%$ на $\lambda = 1.25 \mu\text{м}$, то есть с тем же знаком, что и в видимой области. Эти наблюдения пока являются уникальными и требуют подтверждения, прежде чем заключение о реальности большой инфракрасной поляризации может быть окончательно принято. Наблюдения из [47] как будто этого не подтверждают.

У Grw + 70° 8247 найдена также постоянная во времени линейная поляризация с пиком 3.7% на $\lambda 3800 \text{ \AA}$, которая спадает в ультрафиолетовую и красную стороны довольно резко, так что уже на $\lambda 6000 \text{ \AA}$ она полностью исчезает. Такой зависимости линейной поляризации от длины волны нет ни у одного другого небесного объекта. Направление поляризации с $\theta \simeq 20^\circ$ от длины волны не зависит. Линейная поляризация $\sim 3\%$ имеется на всех длинах волн видимого диапазона в излучении GD 229. У остальных магнитных БК линейная поляризация, если она вообще существует, не превышает примерно 0.2% .

Важное значение имеет изучение переменности поляризации магнитных БК хотя бы потому, что, как и все звезды, БК могут вращаться, но изучать их вращение обычными спектроскопическими методами невозможно из-за большой ширины линий в их спектрах. Поскольку о периодах вращения этих звезд практически ничего не было известно, аппаратура для наблюдений поляризации конструировалась с заведомо достаточным временным разрешением (например, 11 сек у Энджела и Лэндстрита), чтобы обеспечить обследование всей области возможных периодов, начиная от предельно коротких. Ни у одной звезды из всех когда-либо наблюдавшихся с высоким временным разрешением не было найдено статистически значимых изменений поляризации в области коротких периодов от 22 сек до 3 час, поэтому можно думать, что многие БК, в том числе и с большой поляризацией, вращаются сравнительно медленно. Во всяком случае, очень быстрое вращение в модели наклонного ротатора не является причиной отсутствия заметной поляризации у большей части наблюдавшихся с меньшим временным разрешением БК.

Более или менее выраженная переменность поляризации отмечена у четырех магнитных БК. Наиболее определенно она наблюдается у G 195—19 [49, 50], у которого имеются строго периодические изменения с периодом около 32 час, причем никаких других вариаций не найдено на шкале от 22 сек до почти двух лет. Небольшие $\sim 0.2\text{--}0.3\%$

изменения поляризации с характерным временем порядка дней, вероятно, присутствуют у G 99—37 на всех наблюдавшихся длинах волн [33]. У GD 229 [88] круговая поляризация переменна в более широких пределах, причем размах изменений увеличивается в сторону красных лучей, где поляризация становится знакопеременной. Временной масштаб переменности пока известен плохо [88, 90]. У Grw + 70° 8247 поляризация на $\lambda < 6000$ Å в пределах ошибок постоянна, но в красной части спектра наблюдения, сделанные с интервалом около года, показали большие различия, довольно определенно указывающие на переменность (см. рис. 1). Менее точные, но лучше распределенные во времени наблюдения автора, сделанные в 1973 г., позволяют предположить, что изменения поляризации в красной спектральной области у этой звезды происходят с характерным временем порядка 15—20 дней. О переменности у G 99—47 пока ничего не известно. Пока не известно также, являются ли изменения поляризации у Grw + 70° 8247, GD 229 и G 99—37 периодическими. Однако ясно, что такие изменения происходят с характерными временами порядка дней и даже десятков дней. Если они действительно вызваны вращением этих звезд, а не какими-то иными причинами (например, орбитальным движением, если в действительности эти звезды двойные), то скорости вращения оказываются довольно медленными, ~ 0.5 км/сек⁻¹ для G 195—19.

Лучше всего переменность поляризации изучена у G 195—19. Круговая поляризация изменяется с периодом $1^d 3309$, стабильным по крайней мере на интервале около двух лет. В сине-зеленой области спектра λ 3800—5400 Å колебания синусоидальны и хорошо представляются формулой $p_V(t) = -0.231 + 0.241 \sin(\omega t + \varphi)$, где p_V выражена в процентах, а фаза, соответствующая наиболее сильной поляризации — 0.48%, приходится на J. D. 2440979.071. В красной спектральной области форма колебаний заметно отличается от синусоидальной, кривая $p_V(t)$ оказывается довольно асимметричной и смещенной по фазе относительно кривой для сине-зеленой области так, что наиболее сильная поляризация теперь достигается около фазы 0.65, то есть фазовый сдвиг $\Delta\varphi \approx -120^\circ$.

Амплитуда переменной составляющей слабо зависит от длины волны и примерно одинакова во всех фильтрах, но величина постоянной составляющей заметно возрастает в длинноволновую сторону: в полосе λ 6000—7000 Å она примерно вдвое больше, чем в полосе λ 3800—5400 Å и достигает — 0.9% в полосе λ 6000—8800 Å. Знак поляризации практически не изменяется и остается отрицательным на всех фазах. При наличии таких особенностей общая зависимость круговой поляризации от длины волны у G 195—19, естественно, сильно

изменяется с фазой от почти плоской до весьма круто возрастающей с ростом λ . Никаких сопутствующих изменений в блеске, цвете или спектре пока не отмечалось, но следует иметь в виду, что необходимых наблюдений фактически еще не сделано.

9. Интерпретация круговой поляризации. Сейчас общепринято связывать наблюдаемую круговую поляризацию БК с магнитными полями $\sim 10^6 - 10^7$ ис, хотя такая связь, вообще говоря, строго не доказана и в принципе могли бы существовать какие-то другие причины возникновения поляризации. Единственное, что требуется для ее появления, это определенная анизотропия той среды, через которую распространяется излучение [1, 57, 58], и магнитное поле представляется лишь одной из возможных причин такой анизотропии, правда, наиболее вероятной. В поддержку общепринятой точки зрения можно привести следующие соображения: 1) какую-то иную практически приемлемую причину анизотропии, кроме магнитного поля, не просто допустить; 2) большие магнитные поля у БК ожидаются из самых общих представлений об эволюции звезд и их отсутствие так же требует объяснения, как и присутствие; 3) найденная у Grw + 70° 8247 и G 99 - 37 спектральная структура поляризации напоминает эффект Зеемана в сильном магнитном поле. Это довольно сильные аргументы, поэтому магнитное поле, как причина круговой поляризации, должно рассматриваться в первую очередь до тех пор, пока не будут получены убедительные доказательства несостоятельности такого подхода. Кстати, по этой причине во многих работах и в данной статье, в частности, термины „БК с круговой поляризацией“ и „магнитный БК“ употребляются как синонимы. Если БК обладает сильным магнитным полем, его атмосфера будет представлять собою горячую магнитоактивную плазму. Такая плазма является анизотропной, в ней электромагнитное излучение распространяется в виде нормальных волн двух типов — обыкновенной и необыкновенной — с различной эллиптической поляризацией [51]. Степень эллиптичности зависит от угла между направлением распространения излучения и направлением магнитного поля.

Для излучения, распространяющегося вдоль поля, нормальные волны полностью поляризованы по кругу, направление вращения электрического вектора необыкновенной волны совпадает с направлением вращения электрона в магнитном поле, для обыкновенной волны вращение происходит в противоположную сторону. Движущийся в магнитном поле электрон сильнее взаимодействует с необыкновенной волной, чем с обыкновенной, поэтому коэффициенты переноса излучения в магнитоактивной плазме для этих волн оказываются различными

появляется круговой дихроизм среды. Например, коэффициенты тормозного поглощения электрона в присутствии магнитного поля будут [51, 63]: $k_{об} = k\nu^2/(\nu + \nu_H)^2$, $k_{необ} = k\nu^2/(\nu - \nu_H)^2$, где k — коэффициент без поля, $\nu_H = eH/2\pi m$, c — циклотронная частота электрона, а ν — частота, на которой выполняется наблюдение. Как видно, в районе $\nu = \nu_H$ в коэффициенте поглощения необыкновенной волны появляется сильный резонанс. Аналогичное поведение присуще и сечению томсоновского рассеяния.

При наблюдениях в видимом диапазоне $\nu \gg \nu_H$, если $H \leq 10^7$ гс. В этом случае коэффициенты тормозного поглощения отличаются друг от друга на малую величину $\sim 4\nu_H/\nu$, но и этого различия достаточно для появления небольшой $\sim 2\nu_H/\nu$ круговой поляризации. Для оптически толстой атмосферы БК волна с меньшим коэффициентом поглощения эффективно выходит из более глубоких слоев и соответствующий ей поток излучения будет превышать поток излучения с противоположным состоянием поляризации, так как поток обычно возрастает вглубь звезды. В суммарном потоке F , выходящем из данной точки диска звезды, появляется круговая поляризация со степенью [63]

$$p_v = \frac{F_{об} - F_{необ}}{F_{об} + F_{необ}} \sim \left(\frac{dF}{d\nu} \right)_{\nu=0} \frac{\bar{k}}{k_v} \frac{\nu_H}{\nu} \cos \theta,$$

где k_v — полный коэффициент поглощения (включая свободно-связанные переходы и рассеяние) без учета магнитного поля, $\bar{k}$ — усредненный по частотам и состояниям поляризации коэффициент поглощения, θ — угол между направлением магнитного поля и лучом зрения наблюдателя. Линейная поляризация должна быть малой величиной $\sim (\nu_H/\nu)^2$. Для вычисления поляризации излучения от всего диска звезды $F_{об}$ и $F_{необ}$ надо проинтегрировать по диску с учетом изменения величины и ориентации магнитного поля от точки к точке. Но если магнитное поле звезды достаточно регулярно и не сильно меняется по диску, оценки степени поляризации существенно не изменятся. При этом под H надо понимать некоторое усредненное по диску, эффективное магнитное поле, зависящее от конфигурации и ориентации истинного магнитного поля.

Уравнения переноса поляризованного излучения в магнитоактивной плазме для различных частных случаев были получены и решались в работах [52—56, 66]. Возможность появления круговой поляризации излучения такой плазмы в оптическом диапазоне рассматривалась в применении к астрофизическим объектам в работах [55, 57—59]. Влияние магнитного поля на непрозрачность среды для комптоновского рассеяния исследовалось в [60, 61], для синхротронного из-

лучения — в [62]. Различные поляризационные эффекты в излучении компактных тепловых источников с сильным магнитным полем рассмотрены Гнединым и Сюняевым [63].

В упомянутых ранее работах Кемпа и его сотрудников [28, 29, 52] по-существу рассматривались те же явления, но только в отношении коэффициентов излучения в специфической модели оптически тонкого теплового источника. Источник представлялся в виде совокупности независимых гармонических осцилляторов, собственные частоты которых распределены равномерно. В отсутствие магнитного поля такой источник полагается излучающим как серое тело с независимым от частоты коэффициентом поглощения. При наложении однородного магнитного поля появляется различие в излучении осцилляторов для левой и правой круговой поляризации. Это эквивалентно описанному выше различию в коэффициентах поглощения, так как в данной модели коэффициенты излучения и поглощения связаны по закону Кирхгофа-Планка, поэтому выводы Кемпа неизбежно должны были качественно совпасть с результатами других авторов, что и оказывается в действительности (с точностью до численных множителей порядка нескольких единиц). Что же касается модели излучателя в виде совокупности гармонических осцилляторов, то, с одной стороны, она, казалось бы, претендует на значительную общность, но, с другой стороны, не ясно, как ее увязать с обычно рассматриваемыми в астрофизике процессами излучения и поглощения. Кемп рассмотрел также влияние магнитного поля на свободно-свободные переходы и получил результаты, совпадающие с результатами других авторов.

Как только была надежно установлена зависимость поляризации от длины волны у первого магнитного БК [35], сразу же стало ясно, что она значительно более сложная, чем предсказанный Кемпом линейный рост p_v с λ в оптически тонком случае. Этого, вообще говоря, и следовало ожидать, если поляризация возникает в атмосфере БК, поскольку атмосферы БК никак нельзя считать оптически тонкими. Шипман [65] первый обратил внимание на это обстоятельство и приближенно рассчитал зависимость поляризации от длины волны для моделей оптически толстых атмосфер БК, используя результаты Кемпа для свободно-свободных переходов. Согласие с наблюдениями [35] значительно улучшилось, но все же остались заметные расхождения в ультрафиолетовой и красной областях спектра. Последующие наблюдения Grw + 70° 8247 [47] только усугубили эти расхождения. Похожую работу недавно опубликовали Коллинз и Бюргер [66].

Работа Шипмана стимулировала попытки улучшить предложенные Кемпом представления за счет учета некоторых квантово-механических

ких поправок и более точного математического решения сформулированной им задачи [67, 68], однако это не изменило ситуацию и в [69] авторы пришли к выводу, что наблюдаемые у Grw + 70° 8247 круговая и, в особенности, линейная поляризации не могут быть удовлетворительно объяснены на базе модели Кемпа и что необходим какой-то иной подход. В частности, в сильных магнитных полях энергетическая структура атомов и все вероятности переходов должны изменяться и именно с учетом этих особенностей авторы работы [69] связывают надежды на будущий успех. Но исследования в этом направлении только недавно начались [70—72, 87] и еще не дошли до стадии применения к наблюдениям.

Несколько иной путь объяснения поляризации излучения БК предложен в [85], где БК считается окруженным горячей ($T \sim 10^5 - 10^6$ К, $\rho \sim 10^4$ см $^{-3}$) оптически тонкой короной с магнитным полем $H \sim 10^9$ гс. Именно эта корона дает циркулярно поляризованное циклотронное излучение, которое накладывается на неполяризованное излучение фотосферы БК. Идея горячих корон у БК не нова, она выдвигалась в [86] совсем из других соображений и некоторые свидетельства в ее пользу, возможно, дают наблюдения линейной поляризации [40], так что сама по себе она достаточно правдоподобна. Однако требуемое в [85] магнитное поле представляется слишком большим: так как H изменяется с расстоянием r как r^{-n} , где $n = 3$ для дипольного поля, и если $R_{\text{корона}} \sim (2-5)R_{\text{БК}}$, то на поверхности БК было бы $H \sim 10^9$ гс. Реальность столь большого поля довольно сомнительна.

Надо заметить, что до сих пор основное внимание уделялось попыткам объяснить поляризацию и ее ход с длиной волны главным образом у одного из четырех магнитных БК — Grw + 70° 8247. Между тем, остальные звезды ставят не менее интересные проблемы. Например, почему у одних звезд степень круговой поляризации, без учета знака, вблизи 14300 Å имеет максимум, а у других — минимум? Почему большая линейная поляризация наблюдается только у одного БК, а у других ее нет? Чем объясняется скачок фазы между изменениями поляризации в синих и красных лучах у G 195—19 и почему в красных лучах поляризационная кривая становится асимметричной? Действительно ли осевое вращение является причиной переменности поляризации у этой звезды?

Спектральная структура в поляризации, ассоциирующаяся с полосами поглощения в спектре, представляет особый интерес. В [42, 48] она интерпретируется как эффект Зеемана в молекулярных полосах, причем в случае Grw + 70° 8247, где природа полос не ясна, Энджел [42] выдвинул предположение, что по крайней мере некоторые

из наблюдаемых в спектре этой звезды неотожествленных „полос Минковского“ принадлежат молекуле гелия He_2 . По мнению Энджела, этот же эффект Зеемана в других, еще более размытых и ненаблюдаемых полосах мог бы быть причиной поляризации и в континууме, если эффективное поле $H \sim 5 \cdot 10^6$ гс. Тем самым выдвигается некоторая альтернатива подходу, основанному на работах Кемпа. Эта альтернатива кажется еще более правдоподобной после спектрополяриметрических наблюдений G 99—37 [48], у которого поляризация в наиболее сильной полосе молекулы CN оказалась намного больше, чем в континууме. Возможная причина появления остаточной поляризации при наблюдениях с широкополосными фильтрами могла бы остаться прежней — противоположно поляризованные зеемановские σ -компоненты эффективно выходят с различных глубин атмосферы, а потому соответствующие им световые потоки не равны. Эта возможность недавно рассматривалась более подробно Павловым [74], в частности, применительно к водородным линиям в БК спектрального класса DA.

Предложенная Энджелом идентификация „полос Минковского“ с полосами He_2 впоследствии была поставлена под сомнение в [73], где из моделей атмосфер было найдено, что для образования достаточного количества молекул He_2 в атмосфере Grw + 70° 8247 должно быть необычно мало водорода и металлов, а эффективная температура должна быть меньше наблюдаемой.

Таким образом, приходится констатировать, что удовлетворительного объяснения поляризации БК еще не существует, а потому наблюдательные данные нельзя использовать для точного определения величины их магнитных полей. Грубые же оценки, сделанные во многих цитированных выше работах и основанные на изложенных в этом разделе общих соображениях о возможной физике явления, довольно единодушно указывают диапазон $10^6 - 10^7$ гс как наиболее вероятный, и именно такого порядка поля обычно имеют в виду в теоретических работах по магнитным БК.

10. *Происхождение магнитных полей белых карликов.* Как только признается, что наблюдаемая поляризация обусловлена магнитным полем, так сразу же возникает естественный вопрос о происхождении этого поля. Точнее говоря, требуется объяснить, почему у одних БК наблюдается большое магнитное поле, тогда как у других, которых большинство, оно не наблюдается. Конечно, конфигурация магнитных полей и их ориентация могут сказаться на наблюдаемой статистике в сторону уменьшения числа звезд с большой поляризацией, однако отнести весь дефицит магнитных БК за этот счет, очевидно, нельзя.

Авторы посвященных этому вопросу работ [75, 76] видят основную проблему в том, что до сих пор ни у одного DA карлика не было найдено заметной поляризации, тогда как 10% звезд с пекулярными и DC спектрами показали довольно большую поляризацию. Такая постановка вопроса имеет очевидную слабость, выражающуюся в излишне буквальном понимании текущих наблюдательных данных, о чем уже подробно говорилось в разделах 3 и 6. Вероятно, лучше было бы исходить из более надежно установленного сейчас факта сравнительной редкости магнитных БК вообще, без дифференциации по спектральным классам.

В настоящее время о происхождении и эволюции БК почти ничего достоверно не известно. Во-первых, не ясны эволюционные пути, по которым звезды приходят в стадию БК. Принято считать, что БК это бывшие ядра красных гигантов, состоящие в основном из элементов тяжелее водорода, поскольку водород выгорел в ходе предшествующей эволюции. Довольно распространена также версия (см., например, [82]), согласно которой красный гигант попадает в область БК после сброса значительной доли массы через стадию планетарных туманностей, хотя, например, в [9] приводится случай возможного непосредственного образования БК из красного гиганта по почти вертикальному эволюционному треку. Во-вторых, не ясно, что происходит со звездой, уже попавшей в область БК, то есть насколько правильно рассматривать наблюдаемые последовательности БК на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, как последовательности постепенно остывающих вырожденных звезд, эволюционирующих в сторону меньших температур и светимостей? Происходит ли заселение этих последовательностей только с высокотемпературного конца или же вновь образовавшийся БК может попасть в любое место наблюдаемых последовательностей? Например, только что упомянутый случай из [9] как-будто говорит в пользу образования уже довольно холодного БК и свидетельствует против чисто эволюционной трактовки наблюдаемых последовательностей.

По этим проблемам существует обширная литература, которая выходит за рамки обсуждаемого здесь вопроса, однако сами эти проблемы не безразличны для понимания происхождения магнитных БК, которые в основном довольно холодные и имеют тенденцию располагаться ближе к правому нижнему концу упомянутых последовательностей. Если эти последовательности эволюционные, тогда магнитные БК должны считаться сравнительно старыми звездами и надо объяснить, либо почему не все подобные звезды сохраняют свое магнитное поле в процессе эволюции, либо, если большого поля не было с

самого начала, почему у некоторых звезд оно через какое-то время генерируется. Если же эти последовательности не имеют строгого эволюционного смысла, тогда редко встречающиеся магнитные БК могут быть звездами несколько иной судьбы и происхождения, чем остальные „немагнитные“ БК, и разгадка происхождения их магнитных полей может скрываться в свойствах их прародителей.

Любая схема эволюции БК должна объяснить разделение спектров БК на водородные (DA) и гелиевые (DB). Для этого в [78, 79] были предложены две гипотезы. Гипотеза В допускает существенные изначальные различия основных свойств звезд классов DA, DB, DC, тем самым фактически отрицая возможность эволюционных переходов между этими классами. Альтернативная ей гипотеза А рассматривает все БК, как члены единой эволюционной последовательности. Эта гипотеза позднее была модифицирована в [9, 80] с учетом более современных наблюдательных данных.

Согласно гипотезе А, вновь образовавшийся горячий БК попадает на левый верхний конец последовательности температура—светимость, причем у него либо уже имеется некоторая водородная атмосфера, оставшаяся от предшествующих фаз эволюции [80], либо он ее сравнительно быстро приобретает путем аккреции водорода из межзвездной среды [9, 78, 79]. После этого он охлаждается, имея спектр DA. Чтобы у него развился спектр DB, необходимо уничтожить тонкую водородную атмосферу, например, путем ее перемешивания с веществом внутренних слоев, содержащим гелий и более тяжелые элементы. Для этого предполагается, что у некоторых БК, остывших до определенной температуры, может развиваться конвекция, захватывающая достаточно глубокие слои звезды. Если такая конвекция появилась и не прекращается далее, БК становится звездой DB с температурой от ~ 19000 до $\sim 11000^\circ\text{K}$. При температурах ниже 11000°K линии гелия перестают возбуждаться и образуется спектр DC, лишенный спектральных линий. Если же конвекция не развилась, или развилась, но недостаточно глубокая, БК остается звездой DA. Так в рамках этой гипотезы объясняется, почему звезды DA наблюдаются практически при всех возможных температурах, тогда как DB встречаются лишь в узком интервале температур, а DC карлики всегда холоднее, чем DB.

Гипотеза А в целом неплохо согласуется с имеющимися наблюдательными данными, хотя и встречает иногда возражения (см., например, [81]), однако магнитные БК в нее не укладываются. Во-первых, отсутствие больших магнитных полей у большинства БК, в том числе и у более молодых с точки зрения этой гипотезы, чем магнитные БК, нельзя объяснить затуханием поля за времена короче времени эволюции типичной DA звезды. Более точные, чем в [20], расчеты [75—77]

показали, что характерные времена затухания низких мод поля никак не меньше, чем $\sim 10^8$ лет, поэтому поле, если оно было с самого начала, не могло исчезнуть. Имеется, правда, возможность, что большое поле существует внутри звезды, но исчезает на поверхности. Для этого поле должно быть чисто тороидальным, однако образование такой специфической конфигурации и ее сохранение в течение длительного срока авторы работ [75, 76] считают маловероятным. Во-вторых, в [76] показано, что при полях $H \geq 10^4 - 10^5$ гс конвекция в БК существовать вообще не может, поскольку плотность магнитной энергии становится больше плотности кинетической энергии конвективного движения и поле остановит конвекцию. Тем самым исключается возможность генерации поля $\sim 10^6 - 10^7$ гс через некоторое время после формирования немагнитного БК, так как подходящие динамо-процессы требуют конвекции, а она не способна породить поля такой величины [76]. По той же причине должно быть исключено высказанное в [41] предположение, что в магнитных БК большое поле существует внутри звезды и выносится наружу конвекцией вместе с тяжелыми элементами, такими, как гелий и углерод.

Таким образом, представляется вероятным, что магнитные БК не проходили через гипотетическую эволюционную последовательность $DA \rightarrow DB \rightarrow DC$, а являются сравнительно молодыми, недавно сформировавшимися объектами [76], на что указывают также и их пространственные скорости [41]. Их большие магнитные поля тогда следует рассматривать как реликтовые, сохранившиеся от их прародительских звезд. Авторы [76], например, склоняются к мнению, что магнитные БК недавно сформировались из ядер планетарных туманностей, в которых большое внутреннее магнитное поле вскрылось после сброса небулярной оболочки. В связи с этим предположением интересно напомнить, что возможность присутствия магнитных полей в планетарных туманностях рассматривалась Гурзадяном еще в книге [83]. Если это предположение правильно, некоторые ядра планетарных туманностей могут иметь поля $\sim 10^4 - 10^5$ гс, что может быть обнаружено вблизи предела точности поляризационных наблюдений. Имеющиеся сейчас отдельные наблюдения таких объектов [36, 38, 84] пока этого не подтверждают.

Автор благодарен Е. Н. Копанькой за помощь в работе по составлению данного обзора, Г. Г. Павлову и Ю. Н. Гнедину за полезные обсуждения и критические замечания и Н. М. Шаховскому за информацию о работе [40].

MAGNETIC FIELDS IN WHITE DWARFS

O. S. SHULOV

The review regards questions such as quadratic Zeeman effect, circular polarization in spectral lines and in continuum, and the interpretation of the effects in terms of magnetic fields in white dwarfs. Table 1 summarizes the observations of circular polarization in white dwarfs published at the end of 1973. The origin of magnetic fields in white dwarfs is also considered in general.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Н. Саонов, УФН, 108, 583, 1972.
2. W. J. Luyten, *Vistas in Astronomy*, ed. A Beer, 2, Pergamon Press, N-Y, 1956, p. 1048.
3. J. L. Greenstein, *Handbuch der Physik*, ed. S. Flügge, 50, Springer, Berlin, 1958, p. 161.
4. J. L. Greenstein, *Stars and Stellar Systems*, 6, ed. J. L. Greenstein, Univ. of Chicago, 1960, p. 676 (русск. пер.: Звездные атмосферы, под ред. В. В. Соболева, ИЛ, М., 1963, стр. 679).
5. W. J. Luyten, *Adv. Astr. Astrophys.*, ed. Z. Kopal, 2, Academic Press, N-Y, 1963, p. 199.
6. J. L. Greenstein, *Stars and Stellar Systems*, 5, ed. M. Schmidt, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1965, p. 361.
7. W. Weidemann, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 6, 351, 1968.
8. W. J. Luyten (ed.), *White Dwarfs*, IAU Symp. No. 42, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1971.
9. H. L. Shipman, *Ap. J.*, 177, 723, 1972.
10. W. J. Luyten, *White Dwarfs*, Univ. of Minnesota Press, Minneapolis, 1970.
11. В. А. Амбарцумян, Г. А. Шайн, *Астрон. ж.*, 13, 1, 1936; В. А. Амбарцумян, *Научные труды*, т. 1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960, стр. 131.
12. M. L. Humasson, F. Zwicky, *Ap. J.*, 105, 85, 1947.
13. O. J. Eggen, J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 141, 83, 1965; 142, 925, 1965; 150, 927, 1967.
14. J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 1, 58, 821, 1969.
15. J. L. Greenstein, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*, 1, 62, 1969.
16. J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 162, L55, 1970.
17. A. Severny, *Ap. J.*, 159 L73, 1970.
18. E. F. Borra, J. D. Landstreet, *Ap. J.*, 185, L139, 1973.
19. С. Б. Пикельнер, *Основны космической электродинамики*, Физматгиз, М., 1961, стр. 61.
20. А. Местел, в кн. „Внутреннее строение звезд“, под ред. А. Аллера и Д. Мак-Лафлина, пер. с англ. под ред. Д. А. Франк-Каменецкого, Мир, М., 1970, стр. 228.
21. G. W. Preston, *Ap. J.*, 160, L143, 1970.
22. J. L. Greenstein, V. L. Trimbl, *Ap. J.*, 149, 283, 1967.
23. V. Trimbl, *Nature Phys. Sci.*, 231, 124, 1971.

24. V. Trimbl, J. L. Greenstien, Ap. J., 177, 441, 1972.
25. W. L. Wiese, D. E. Kelleher, Ap. J., 166, L59, 1971.
26. E. F. Borra, Ap. J., 183, 587, 1973.
27. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Ap. J., 160, L147, 1970.
28. J. C. Kemp, Ap. J., 162, 169, 1970.
29. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, B. D. Evans, Phys. Rev. Lett., 24, 1211, 1970.
30. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, J. D. Landstreet, J. R. P. Angel, Ap. J., 161, L77, 1970.
31. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Ap. J., 164, L15, 1971.
32. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, R. D. Wolstencroft, Ap. J., 164, L17, 1971.
33. J. D. Landstreet, J. R. P. Angel, Ap. J., 165, L67, 1971.
34. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Ap. J., 178, L21, 1972.
35. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Ap. J., 162, L61, 1970.
36. О. С. Шулов, Е. Т. Белоконов, Астрофизика, 8, 343, 1972.
37. A. Rich, W. L. Villiams, Ap. J., 180, L123, 1973.
38. N. S. Nikulin, V. M. Kuvshinov, A. B. Severny, Ap. J., 170, L53, 1971.
39. О. С. Шулов, Е. Н. Конацкая, Астрон. цирк., № 810, 1, 1974; Астрофизика, 10, 117, 1974.
40. Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской, Изв. КРАО, 50, 68, 1974.
41. J. L. Greenstein, J. E. Gunn, J. Kristian, Ap. J., 169, L63, 1971.
42. J. R. P. Angel, Ap. J., 171, L71, 1972.
43. W. F. van Altena, Ap. J., 165, L77, 1971.
44. V. A. Hughes, P. A. Feldman, A. Woodsworth, Ap. J., 170, L125, 1971.
45. R. D. Ekers, Astron. Astrophys., 22, 309, 1973.
46. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, Ap. J., 162, L67, 1970.
47. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, J. B. Oke, Ap. J., 171, L11, 1972.
48. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Bull. Am. Astron. Soc., 4, 409, 1972.
49. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Ap. J., 165, L71, 1971.
50. J. R. P. Angel, P. M. E. Illing, J. D. Landstreet, Ap. J., 175, L85, 1972.
51. В. А. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Наука, М., 1967.
52. V. V. Zheleznyakov, Astrophys. Space Sci., 2, 403, 1968.
53. В. Н. Сапонов, В. Н. Цытович, Радиофизика, 11, 1287, 1968.
54. D. B. Melrose, Astrophys. Space Sci., 12, 172, 1971.
55. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, ЖЭТФ, 65, 1806, 1973.
56. В. В. Железняков, Е. В. Суворов, В. Е. Шапошников, Астрон. ж., 51, 243, 1974.
57. Ю. Н. Гнедин, А. Э. Долинов, Н. А. Силантьев, Астрон. ж., 49, 689, 1972.
58. Н. А. Силантьев, Автореферат диссертации, ЛФТИ им. А. Ф. Иоффе, Ленинград, 1971.
59. A. Z. Dolginov, Yu. N. Gnedin, N. A. Silant'ev, Astrophys. Lett., 13, 85, 1973.
60. V. Canuto, Ap. J., 160, L153, 1970.
61. V. Canuto, J. Lodenzau, M. Ruderman, Phys. Rev., D3, 2303, 1971.
62. A. G. Pacholczyk, T. L. Swihart, Ap. J., 150, 647, 1967; 170, 405, 1971.
63. Ю. Н. Гнедин, Р. А. Сюняев, Препринт № 92, ИПМ АН СССР, 1973.
64. J. C. Kemp, Ap. J., 162, L69, 1970.
65. H. L. Shipman, Ap. J., 167, 165, 1971.
66. G. W. Collins, P. F. Buerger, Ap. J., 197, 163, 1974.
67. G. Chantugat, R. F. O'Connell, A. K. Rajagopal, Ap. J., 175, 157, 1972.
68. G. Chantugat, R. F. O'Connell, A. K. Rajagopal, Ap. J., 177, 719, 1972.
69. K. M. Roussel, R. F. O'Connell, Ap. J., 182, 277, 1973.

70. A. K. Rajagopal, G. Chanmugam, R. F. O'Connell, G. L. Surmelian, Ap. J., 177, 713, 1972.
71. E. R. Smith, R. J. W. Henry, G. L. Surmelian, R. F. O'Connell, Ap. J., 179,
72. Г. Г. Павлов, Астрон. ж., 50, 320, 1973.
73. D. T. Wickramasinghe, R. I. Thompson, P. A. Strittmatter, Ap. J., 178, 763, 1972.
74. Г. Г. Павлов, Астрофизика, 11, 75, 1975.
75. G. Chanmugam, M. Gabriel, Astron. Astrophys., 16, 149, 1972.
76. G. Fontaine, J. H. Thomas, H. M. VanHorn, Ap. J., 184, 911, 1973.
77. G. Chanmugam, M. Gabriel, Ap. J., 182, 915, 1973.
78. P. A. Strittmatter, D. T. Wickramasinghe, White Dwarfs, IAU Symp. No. 42, ed. W. J. Luyten, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1971, p. 116.
79. P. A. Strittmatter, D. T. Wickramasinghe, M.N., 152, 47, 1971.
80. A. Baglin, G. Vauclair, Astron. Astrophys., 27, 207, 1973.
81. E. M. Ston, Ap. Lett., 14, 219, 1973.
82. О. Х. Гусейнов, Астрофизика, 9, 425, 1973.
83. Г. А. Гурзадян, Планетарные туманности, ГИФМЛ, М., 1962, стр. 289.
84. J. C. Kemp, R. D. Wolstencroft, J. B. Swedlund, Ap. J., 177, 177, 1972.
85. В. В. Черномордик, Астрон. цирку., №768, 1973.
86. P. A. Strittmatter, K. Brecher, G. R. Burbidge, Ap. J., 174, 91, 1972.
87. R. F. O'Connell, Ap. J., 187, 275, 1974.
88. J. B. Swedlund, R. D. Wolstencroft, J. J. Michalsky, J. C. Kemp, Ap. J., 187, L121, 1974.
89. H. L. Giclas, R. Burnham, N. G. Thomas, Lowell Obs. Bull., No. 125, 1965.
90. J. C. Kemp, G. V. Coyne, J. B. Swedlund, R. D. Wolstencroft, Ap. J., 189, L79, 1974.
91. L. Greenstein, Ap. J., 189, L131, 1974.
92. J. B. Oke, Ap. J., Suppl., 27, No. 236, 21, 1974.
93. A. Rich, W. L. Williams, Ap. J., 190, 117, 1974.
94. D. N. Brown, A. Rich, W. L. Williams, Ap. J., 191, L111, 1974.
95. J. D. Landstreet, R. P. Angel, Ap. J., 190, L 25, 1974.
96. J. L. Greenstein, M. Schmidt, L. Searle, Ap. J., 190, L27, 1974.
97. J. R. P. Angel, P. Hintzen, P. A. Strittmatter, P. G. Martin, Ap. J., 190, L71, 1974.
98. R. P. Angel, J. D. Landstreet, Ap. J., 191, 457, 1974.

Примечание при корректуре. После составления обзора были опубликованы работы [91—98], существенно дополняющие и отчасти изменяющие некоторые положения основного текста. Приводим их краткий комментарий в порядке следования разделов обзора.

Раздел 1: Гринштейн [91] довел до 336 число спектроскопически подтвержденных БК. Оук [92] опубликовала абсолютные распределения энергии в спектрах 38 БК в области $\lambda\lambda$ 3200—10500 Å, полученные методом фотоэлектрического сканирования.

Раздел 6: В [93, 94] сделаны поисковые наблюдения круговой поляризации еще у 16 БК с отрицательным результатом, в том числе не подтверждена заподозренная ранее поляризация у EG 11 и EG 165. Найден еще один БК с круговой и линейной поляризацией — G 240—72 — LP 44—113 [97].

Раздел 7: В [91, 96] GD 229 спектроскопически подтвержден как БК с широкими абсорбционными полосами. Вероятно, он горячий молодой БК населения I. Новый магнитный БК G 240—72 имеет спектральный класс DC, температуру 7000° и $V = 14^{m}12$ [97].

Раздел 8: Новые наблюдения GD 229 [95] не подтвердили переменность его круговой поляризации и выявили спектральную структуру с резко обозначенными пиками в $p_V(\lambda)$. Зависимость $p_V(\lambda)$ у G 240—72 оказалась весьма необычной с двукратной переменной знака поляризации в видимой области [97].

Раздел 9: В [98] сделано прямое определение величины магнитного поля у G 99—37 по эффекту Зеемана в циркулярно поляризованном излучении в полосе молекулы CN на $\lambda 4300 \text{ \AA}$ и получено $H \approx 3.6 \cdot 10^6 \text{ Гс}$.

Раздел 10: Найдена статистически значимая небольшая круговая поляризация у ядра планетарной туманности He 2—13 [93].

Таблица 1 (Приложение)

СВОДКА ПОИСКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

EG, GR	Звезда	V	B—V	U—B	Sp	$p_V \pm \sigma$ (%)	Фильтр	Ссылка	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
			Звезды без поляризации						
5	VMa 2	12.36	+0.56	+0.04	DG	—0.03+0.07		37	
9	W 1516	13.88	+0.11	—0.80	DC	—0.12 0.10		35	
10	R 548	14.10	+0.20	—0.54	(DA)	—0.05 0.09		33	Блеск переменный
15	Oxf—25 6725	13.22	—0.04	—0.85	(DA)	+0.24 0.56			
						+0.38 0.24	C		
						—0.04 0.27	K		
19	F 22	12.65	—0.06	—0.83	DA	—0.16 0.10		35	
						+0.57 0.50	H ₁	27	
20	F 24	12.25	—0.23	—1.25	DAwke	—0.12 0.09		37	
						—0.28 0.36	C	36	
21a	LB 3303	11.2			(DA)	—0.06 0.07		37	
22	L 587—77A	14.0			DAs	+0.13 0.11		37	
24	W 219	15.20	+0.30	—0.52	λ 4670	—0.06 0.10		33	
31	HZ 2	13.86	—0.05	—0.88	DA	—0.46 0.39			
33	40 Eri B	9.52	+0.03	—0.68	DA	+0.04 0.05		33	
						+0.15 0.04	H ₁	27	
40	G 39—27	15.94	+0.65	—0.06	DC	+0.21 0.15		33	
41	L 879—14	14.10	+0.14	—0.65	λ 4670	+0.05 0.11		37	
42	HZ 14	13.83	—0.15	—1.04	DAn	+0.45 0.39			
46	L 1244—26	13.40	—0.15	—0.98	DA	+0.23 0.38			
50	He 3	12.10	—0.08	—0.92	DAn	—0.23+0.15	C	36	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
						$+0.23 \pm 0.18$	K	36	
52	G 107—70	14.62	$+0.99$	$+0.40$	DC	$+0.03 \ 0.10$		33	
54	L 745—46A	12.98	$+0.29$	-0.61	DF	$-0.02 \ 0.08$		37	
62	L 532—81	12.0			DA, Fz?	$+0.01 \ 0.05$		37	
70	L 852—14	12.97	-0.15	-1.02	DAn	$+0.18 \ 0.11$		37	
71	F 34	11.20	-0.30	-1.35	DO:?	$-0.12 \ 0.06$			
72	G 44—32	16.55	$+0.29$	-0.58	DC	$-0.05 \ 0.12$		33	Блеск переменный
78	L 971—14	15.30	$+0.09$	-0.76	DC?	$+0.05 \ 0.17$		33	
81	F 46	13.24	-0.30	-1.13	DO—B	$+0.07 \ 0.05$		33	
82	L 145—141	11.44	$+0.19$	-0.59	4670	$-0.01 \ 0.10$		37	
85	L 1261—24	15.54	$+0.30$	-0.60	DC:	$-0.02 \ 0.10$		35	
87	C 1	13.34	$+0.54$	-0.48	(DA)	$-0.26 \ 0.23$			
95	W 457	15.90	$+0.64$	-0.09	DC	$+0.07 \ 0.11$		35	
99	W 485 A	12.30	$+0.08$	-0.61	DA	$+0.21 \ 0.10$		35	
						$-0.36 \ 0.21$	H _T	27	
102	Grw—70 5824	12.79	-0.09	-0.84	DA	$+0.05 \ 0.23$	C	36	
						$-0.31 \ 0.22$	K	36	
118	L 770—3	12.40	-0.25	-1.02	DAwk	$-0.80 \ 0.37$	H _T	27	
122	L 845—70	14.30	$+0.02$	-0.68	DC?	$-0.03 \ 0.07$		35	
135	L 997—21	13.69	$+0.25$	-0.60	DA _s	$-0.47 \ 0.47$			
138	G 24—9	15.79	$+0.40$	-0.44	DC?	$+0.12 \ 0.09$		35	
139	W 1346	11.54	-0.07	-0.87	DA	$-0.14 \ 0.10$		38	
						-0.06 ± 0.08	H _T	27	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
141	L 711—10	12.00			DA	-0.13 ± 0.26	H _T	27	
142	L 24—52	13.50	+0.27	-0.59	(DA)	+0.08 0.10		37	
144	Grw+73 8031	12.88	+0.01	-0.66	DA	-0.24 0.44	C	36	
						-0.09 0.15	K	36	
						-0.20 0.26	H _T	27	
147	Grw+82°3818	13.02	-0.02	-0.72	DA	+0.46 0.57	C	36	
						+0.01 0.37	K	36	
148	L 1363—3	13.23	+0.17	-0.72	DC	+0.01 0.04		35	
157	F 108	12.90	-0.28	-1.06	DAs:	+0.34 0.24	H _T	27	
158	F 110	11.50	-0.30	-1.20	DOp	-0.04 0.07		37	
						-0.04 0.30	C	36	
						-0.14 0.14	K	36	
159	G 29—38	13.10	+0.20	-0.65	DA	0			Блеск переменный
162	G 1512—34B	12.90	+0.15	-0.61	DA	-0.05 0.10	C	36	
						-0.03 0.04	K	36	
						-0.11 0.18	H _T	27	
169	G 83—10	15.7			DC	-0.03 0.11		33	
180	G 175—34B	12.45	+0.33	-0.49	DC	+0.12 0.13		33	
182	G 47—18	15.18	0.00	-0.89	4670p	-0.04 0.08		33	
184	GD 140	12.50	-0.06	-0.98	DAwk	+0.29 0.16			
193	GD 190	14.72	-0.10	-1.00	DBs	+0.14 0.10		33	
197	G 169—34	14.08	+0.24	-0.62	DAss	-0.03 0.39			
201	GD 219	13.01	+0.06	-0.66	DAn	-0.05 ± 0.13			

1	2	3	4	5	6
204	GD 8	14.0	-0.22	-1.20	DAwk
207	GD 31	14.0	+0.21	-0.68	DA
210	GD 71	13.0	-0.25	-1.16	DAwk
215	GD 84		+0.08	-0.79	DC
216	GD 85		-0.11	-0.99	DBs
233	GD 246	12.5	-0.32	-1.23	DAwk
235	GD 323				DBp
245	G 218-8	14.1			DC
247	G 191-B2B	11.8	-0.32	-1.20	DAwk
251	G 195-42	15.3			DC
252	G 42-33	15.37	+0.32	-0.49	DC
262	G 187-15	15.5			DC
267	F 7	14.5	-0.3		DC
269	GD 279	13.0			DAsp

Таблица 1 (продолжение)

7	8	9	10
+0.18 $\pm$ 0.97	С К		
+0.45 0.37			
+0.13 0.32			
+0.03 0.10		33	
+0.07 0.10		33	
-0.11 0.19			
-0.19 0.20			
+0.04 0.44			
+0.06 0.09		33	
+0.10 0.08		33	
+0.02 0.04		33	
+0.09 0.10		33	
-0.02 0.11		33	
-0.06 0.10		33	
+0.08 0.11		33	
+0.07 $\pm$ 0.18			

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
		Звезды с заподозренной поляризацией							
11	L 870—2	12.84	+0.34	—0.50	DA _s	—0.23±0.06	С К	37	
55	NGC 2477—116	13.66	—0.13	—0.95		+0.40 0.10		37	
131	LDS 678A	12.24	+0.07	—0.84	DA _{wk}	—0.24 0.11			
						—0.19 0.21			
						—0.19 0.25			
165	L 362—81	13.05	+0.07	—0.87	(DA _s)	—0.17 0.07		37	
208	GD 45	13.0	+0.08	—0.68	DA _s	+0.94 0.39			X—XI. 1973 г.
						—0.69±0.32			I—II. 1974 г.
		Звезды с уверенной поляризацией							
129	Grw+70°8247	13.19	+0.05	—0.85	λ 4135p	—3.29±0.08		35	
248	G 99—37	14.58	+0.46	—0.53	λ 4670p	+0.68 0.08		33	Среднее из нескольких наблюдений
250	G 195—19	13.79	+0.30	—0.66	DC	—0.42 0.04		31	Поляризация переменна с периодом ~32 час
289	G 99—47	14.12	+0.62	—0.12	DC	+0.44 0.04		34	
	GD 229	14.5:				—1.3 ±0.2		88	Поляризация переменна на шкале ~1 для

CONTENTS

A FOUR-COLOUR SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES	
II. GALAXY No. 10	<i>F. Börngen, A. T. Kalloghltan</i> 5
THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. I.	<i>M. A. Arakeltan, E. A. Dibay, V. F. Yestpov</i> 15
SOME PROPERTIES OF MARKARIAN GALAXIES	
	<i>R. A. Vardantan, Yu. K. Melik-Alaverdian</i> 21
ANALYSIS OF LINE PROFILES IN THE QSO PHL 5200 SPECTRUM	
	<i>S. I. Grachov, V. P. Grinin</i> 33
FOUR-COLOUR NARROW-BAND PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF WOLF-RAYET ECLIPSING BINARY CV SER.	<i>A. M. Cherepashchuk</i> 49
TRANSFER OF LINE RADIATION IN MEDIA WITH ABSORPTION PROFILE VARYING WITH DEPTH.	<i>D. I. Nagirner, K. I. Selyakov</i> 61
THE EFFECT OF ORIENTATION OF ATOMS ON ABSORPTION LINES IN A STRONG MAGNETIC FIELD.	<i>G. G. Pavlov</i> 77
ON PROPERTIES OF COLD DENSE MATTER WITH THE IMBEDDED OVERFORCED MAGNETIC FIELD.	<i>G. A. Shulman</i> 89
THE CRYSTALLINE CORES AND POMERANCHUK EFFECT IN THE NEUTRON STARS.	<i>Yu. M. Bruk</i> 97
THE MAGNETOSPHERE OF THE BARIONIC STARS. I. SYMMETRICAL ROTATOR	
	<i>R. M. Avuklan, A. K. Aветistan, G. P. Alojants, G. S. Sahaktan, D. M. Sedraktan, E. V. Chubartan</i> 109
THE EQUILIBRIUM FIGURES OF INTERSTELLAR MEDIUM IN SPHEROIDAL GALAXIES.	<i>M. G. Abrahamtun, S. A. Kaplan</i> 121
NON-LINEAR STATIONARY DENSITY WAVES. I. STRONG WAVES IN A HOMOGENEOUS SELF-GRAVITATING SYSTEM.	<i>S. N. Nuritdinov</i> 135
ON THE POTENTIAL IN THE THEORY OF THE THIRD QUADRATIC INTEGRAL OF MOTION	<i>V. I. Rodtznov</i> 145
NOTES	
ON VARIABILITY OF THE FLUX DENSITY OF THE 3C 383 AT 408 MHZ	
	<i>V. G. Malumyan, V. A. Sanamian</i> 153
A SEARCH OF VARIABILITY OF 3C 120 AT 327 MHZ	
	<i>V. A. Sanamian, V. R. Venugopal</i> 155
ON THE LUMINOSITY FUNCTION OF QUASI-STELLAR RADIO SOURCES	
	<i>V. Yu. Terebtzh</i> 157
ON THE PROBLEM OF X-RAY RADIATION GENERATED BY A FAST CHARGE ON SINGLE ATOMS AND MOLECULES	<i>G. M. Garibian, S. Yang</i> 161
REWEWS	
MAGNETIC FIELDS IN WHITE DWARFS	<i>O. S. Shulov</i> 163