ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

«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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-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 արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК 524.6—355:520.84

СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С UV ИЗБЫТКОМ. VI

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН

Поступила 6 июня 1984

Принята к печати 11 января 1985

Приводятся результаты спектрального и морфологического исследования галактик № 73, 125 и 229 из списков [1, 2]. Определены массы газовых составляющих этих галактик, приблизительно равные $6.4 \cdot 10^4\ \mathfrak{M}_{\odot}$, $1.4 \cdot 10^5\ \mathfrak{M}_{\odot}$ и $1.5 \cdot 10^6\ \mathfrak{M}_{\odot}$. Установлено, что галактика № 73 является галактикой типа Sy2 и по своим физическим особенностям походит на галактики типа Sy2, Маркарян 744 и 1066. По некоторым физическим особенностям галактика № 125 похожа на галактику № 73, только она по-видимому, находится на более поздней стадии развития, чем галактика № 73.

1. *Введение.* Спектральное и морфологическое исследование проведено относительно многих галактик с UV избытком, взятых из списков [1—5]. Результаты этих исследований показывают, что эти галактики отличаются друг от друга как по физическим особенностям, так и по внешней структуре. Среди них встречаются галактики типа Сейферта [6—8], галактики, в спектрах которых наблюдаются узкие, но сильные эмиссионные линии [9—12], одновременно наблюдаются эмиссионные линии и линии поглощения [11—16], а также только линии поглощения [11]. Имеются еще и такие, у которых в длинноволновой части (около линии H_{α}) линий не наблюдаются [1]. По морфологическим особенностям они охватывают почти все типы, т. е. могут быть звездообразными, компактными, спиральными, эллиптическими, иррегулярными и т. д. [17].

Настоящая работа посвящена спектральному и морфологическому исследованию трех галактик с UV избытком, порядковые номера которых в списках [1, 2] № 73, 125 и 229.

Прямой снимок галактики № 73 = NGC 6217 был получен 11 июня 1978 г. в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР (оригинальный масштаб 1 мм ≈ 8″.7) в фотографических лучах. При фотографировании была использована пластинка ORWO (ZU-2), экспозиция снимка 10 мин.

Спектральные наблюдения галактик № 73, 125 и 229 были проведены на 6-м телескопе САО АН СССР. В табл. 1 приведены сведения об этих наблюдениях.

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

№ галактики	Дата наблюдения	Спектрограф	Светоприемная аппаратура	Время накопления (в мин)	Количество спектров	Спектральный диапазон (А)
	1.VII.1978	СП-160	ЭОП-М9ЩВ	10	1	7170—5750
	"	"	"	10	1	6200—4800
	4.VII.1978	"	"	10	1	5150—3700
	"	"	"	5	1	"
73	"	"	"	5	1	7170—5750
	29.X.1981	UAGS	Сканер	6	2	7100—5630
	"	"	"	6	2	5760—4320
	"	"	"	4	2	7100—5630
	30.X.1981	"	"	10	2	4750—3350
	30.V.1982	"	"	10	4	7100—5630
125	"	"	"	10	4	5760—4320
	"	"	"	10	2	5150—3700
	30.X.1981	"	"	10	2	7100—5630
229	"	"	"	10	2	5760—4320
	"	"	"	10	2	5150—3700

Щели спектрографов СП-160 и UAGS, с помощью которых были получены спектры, проходили через яркие центральные части галактик и имели ширины 1.″3 и 0.″9 соответственно. Дисперсия спектрографов СП-160 и UAGS — 65 и 100 А/мм. При получении спектров галактики № 73 со спектрографом СП-160 была использована пленка Kodak 103a-O.

2. *Морфологическая структура.* Репродукция снимка, полученного на 6-м телескопе для галактики № 73, приведена на рис. 1. На снимке видно, что галактика имеет спиральную структуру с очень ярким звездообразным ядром, диаметр которого 8″. От ядра отходят два слабых рукава, к северу и к югу соответственно, которые состоят из сгущений и простираются примерно до одинакового расстояния — 40″.

Для морфологического описания остальных двух галактик использованы карты Паломарского атласа. На этих картах галактика № 125 имеет эллиптическую структуру с размерами 30″ × 40″, а галактика № 229 = MCG2 — 60—3—спиральную структуру с размерами 67″×107″.

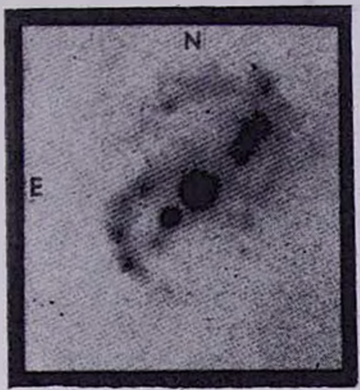

Рис. 1. Репродукция фотографии галактики № 73 (масштаб 1 мм $\approx 2''$).

К ст. М. А. Казаряна, Э. С. Казарян

3. Описание спектров.

Галактика № 73. Ее спектры принадлежат ядру. В них наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_α, [O I] $\lambda\lambda$ 6364, 6300, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и [O II] λ 3727. Наблюдаются также линии поглощения Na I λ 5893, Ca II $\lambda\lambda$ 3968, 3934, H_ϵ, H_δ и H_η. Линии H_β, H_γ и H_ζ наблюдаются как в эмиссии, так и в поглощении, причем компонент поглощения для каждой линии шире, чем эмиссионный компонент. Последний прямо выходит из центра линии поглощения. Линия H_α не имеет компонента поглощения, так как эмиссионный компонент очень сильный и заполняет всю линию. Красное смещение галактики № 73 $z = 0.0045 \pm 0.0001$, а $M_{pg} = -17^m\!.5$.

На рис. 2 приведены спектры галактик № 73, 125 и 229. Каждый из них построен при помощи скана объекта с вычетом фона неба. Эти спектры охватывают область $\lambda\lambda$ 6900—6270 А. На них отмечены эмиссионные линии спектров галактик [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_α. Так как сканы спектров получены в шкалах интенсивностей в произвольных единицах, то на вертикальной оси этих рисунков приведены интенсивности (I_λ) в произвольных единицах.

Галактика № 125. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_α, [O II] λ 3727, линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 очень слабые и едва заметны. Линии H_β и H_γ наблюдаются как в эмиссии, так и в поглощении и по своей структуре похожи на таковые тех же линий в спектре галактики № 73. В спектре галактики № 125 наблюдаются также линии поглощения Na I λ 5893, H_δ, H_ϵ, Ca II $\lambda\lambda$ 3968 и 3934. Рядом с эмиссионной линией [N II] λ 6548, с ее коротковолновой стороны, почти с такой же интенсивностью наблюдается эмиссионная линия, которая по длине волны, $\lambda_0 = 6527$ А, совпадает с линией [N II] λ 6527. Однако эта линия по интенсивности должна быть очень слабой, поэтому она остается неотождествленной. Она отмечена на рис. 2 стрелкой.

Красное смещение галактики № 125 $z = 0.0043 \pm 0.0001$, а абсолютная величина $M_{pg} = -18^m\!.0$.

Галактика № 229. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_α, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β. Спектр коротковолновой части очень слабый, поэтому на нем едва заметны эмиссионные линии H_γ и [O II] λ 3727. В отличие от предыдущих галактик в спектре № 229 линии поглощения не обнаружены.

Красное смещение галактики № 229, $z = 0.0215 \pm 0.0001$, а абсолютная величина $M_{pg} = -21^m\!.2$

4. Эквивалентные ширины и относительные интенсивности линий. Электронная концентрация и масса газовой составляющей галактик.

Эквивалентные ширины линий и относительные интенсивности эмиссионных линий галактик № 73, 125 и 229 были определены при помощи

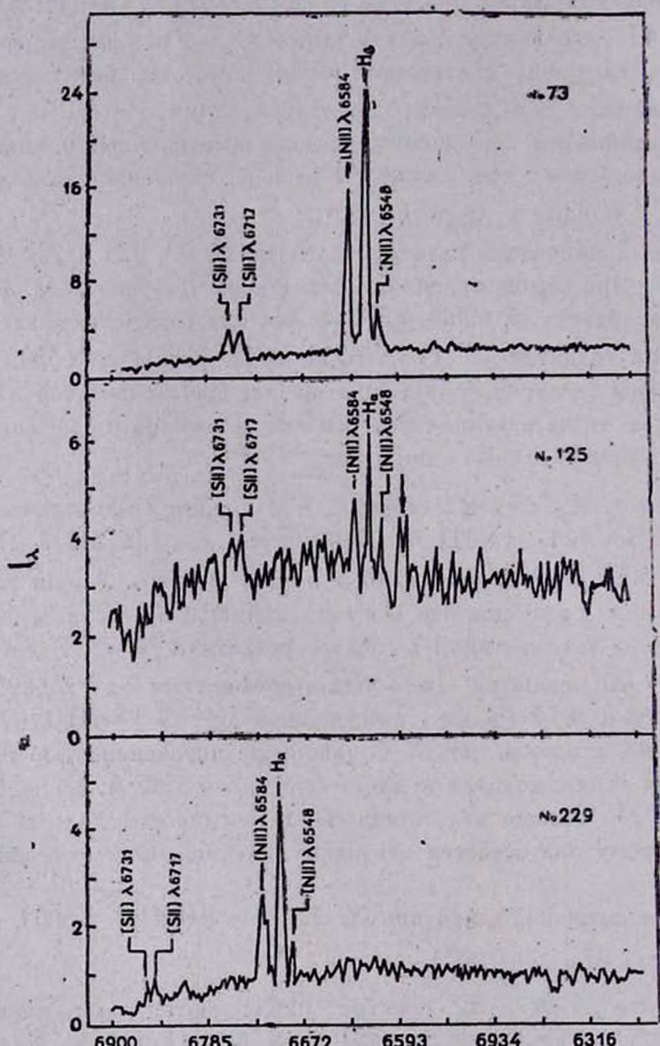

Рис. 2. Спектры галактик № 73, 125 и 229 (в интенсивностях).

сканов их спектров. Эти величины определялись методами, примененными в работе [10]. Значения этих величин приведены в табл. 2.

Как было скаазно выше, линия H_β в спектрах галактик № 73 и 125 наблюдается как в эмиссии, так и в поглощении, поэтому эмиссионный компонент этой линии у обеих галактик выявляется неполностью, так как его некоторая часть идет на заполнение компонента поглощения. Это явление не может существенно влиять на величину интенсивности эмиссионного компонента линии H_β в спектре галактики № 73, так как она намного больше по сравнению с величиной интенсивности компонента поглощения. Поэтому интенсивности эмиссионных линий у галактики № 73 определены относительно линии H_β, а у галактики № 125 относительно линии H_α.

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Ион	λ_0	Эмиссия или абсорбция	Галактика					
			№ 73		№ 125		№ 229	
			W_λ	I_λ/I_{H_β}	W_λ	I_λ/I_{H_α}	W_λ	I_λ/I_{H_β}
[S II]	6731	эмиссия	9.7	1.00	3.1	0.52	3.8	0.77
[S II]	6717	"	9.3	0.95	3.3	0.55	4.6	0.94
[N II]	6584	"	49.2	5.09	5.3	0.71	17.0	3.25
H_α	6563	"	76.4	7.38	6.9	1.00	32.9	7.38
[N II]	6548	"	17.4	1.71	2.3	0.24	4.2	1.04
	6527	"			2.8	0.23		
[O III]	5007	"	5.6	0.30			9.4	1.05
[O III]	4959	"	1.8	0.10			3.2	0.35
H_β	4861	"	9.0	1.00	3.1	0.12	8.6	1.00
H_β	4861	абсорбция	3.1		1.9			
H_γ	4340	эмиссия	2.6	0.35	0.8	0.06		
H_γ	4340	абсорбция	2.5		0.7			
Полоса G	4310	"			4.1			
H_δ	4102	эмиссия	0.8	0.13				
H_δ	4102	абсорбция	2.5		2.3			
H_ϵ	3970 }	"	2.0		5.8			
Ca II	3968 }	"						
Ca II	3934	"	2.0		7.4			
[O II]	3727	эмиссия	8.7	0.42	6.2	0.24		

Для определения спектральной чувствительности системы при наблюдениях со сканером в качестве стандартной звезды была выбрана Kopff 27. Распределение в ее спектре известно [19]. Ее сканы тоже получены на 6-м телескопе.

Электронная концентрация для газовой составляющей этих галактик определена при помощи отношения интенсивностей линий [S II] $\lambda\lambda$ 6717 и 6731 ($R = I_{6717}/I_{6731}$).

По данным, приведенным в табл. 1, определяются значения R для галактик № 73, 125 и 229, которые оказываются равными 0.95, 1.06 и 1.22 соответственно. Используя теоретическую зависимость между R и n_e, данную в [17] для T_e = 100 000 К, мы определили электронные концентрации газовой составляющей этих галактик. Значение n_e для галактики № 73 приблизительно равно 870, а для № 125 и 229—580 и 280 соответственно.

Массы газовой составляющей этих галактик определены обычным методом. Значения масс этих образований, определенные для галактик № 73, 125 и 229 так же, как и в работе [10], приблизительно равны $6.4 \cdot 10^4\ \mathfrak{M}_\odot$, $1.4 \cdot 10^5\ \mathfrak{M}_\odot$ и $1.5 \cdot 10^5\ \mathfrak{M}_\odot$.

5. *Обсуждение результатов.* В [1, 2] для галактик № 73, 125 и 229 приводятся спектрально-морфологические характеристики s1, d2 и d2 соответственно. Это означает, что все галактики в спектрах имеют сильный UV-избыток. Причем у галактики № 73 избыточное излучение в ультрафиолетовой части спектра наблюдается в ярком компактном ядре, угловой диаметр которого составляет 8″. Такое излучение в галактиках № 125 и 229 наблюдается в более обширных областях, угловые размеры которых согласно [3] должны быть больше 10″. На рис. 3a и b приведены контуры линий галактик № 73 и 125. Каждый из них был построен при помощи одного спектра.

Контуры линий галактики № 73 очень разнообразны. Контур линии [O III] λ 5007 грубо можно разделить на две части — верхнюю узкую и нижнюю широкую. Причем нижняя часть примерно в три раза шире верхней части. Если предполагать, что линии расширяются по эффекту Доплера, то полуширине нижней части линии [O III] λ 5007 на уровне непрерывного спектра будет соответствовать скорость расширения 860 км/с. С другой стороны контур этой линии асимметричен, так как коротковолновая область его нижней части, начиная от максимальной точки линии длиннее, чем длинноволновая.

Другая линия [O III] λ 4959 тоже широкая, ее полуширине, на уровне непрерывного спектра, соответствует скорость расширения 620 км/с. Так как она в три раза слабее линии [O III] λ 5007, то на ее контуре трудно зафиксировать указанные выше структурные особенности, наблюдающиеся в линии [O III] λ 5007.

Из рис. 2 видно, что в спектре галактики № 73 нижние части линий [S II] λλ 6731 и 6717, а также [N II] λλ 6584, 6548 и H_α сливаются. Такое явление не наблюдается в спектрах галактик № 125 и 229. Там эти линии наблюдаются отдельно (см. рис. 2), так как они уже, чем таковые у галактики № 73. Это говорит о том, что нижние части этих линий в спектре галактики № 73 тоже широкие. В спектрах галактики № 73, полученных на 6-м телескопе со спектрографом СП-160, тоже наблюдаются нижние широкие части, так как эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_α, [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 широкие. Репродукция одного из этих спектров, которому соответствует длинноволновый диапазон, приведена в работе [21]. На ней видны первые три линии, они также широкие. В этих спектрах вышеотмеченные линии поглощения тоже широкие. На этот факт было обращено внимание впервые в работе [1].

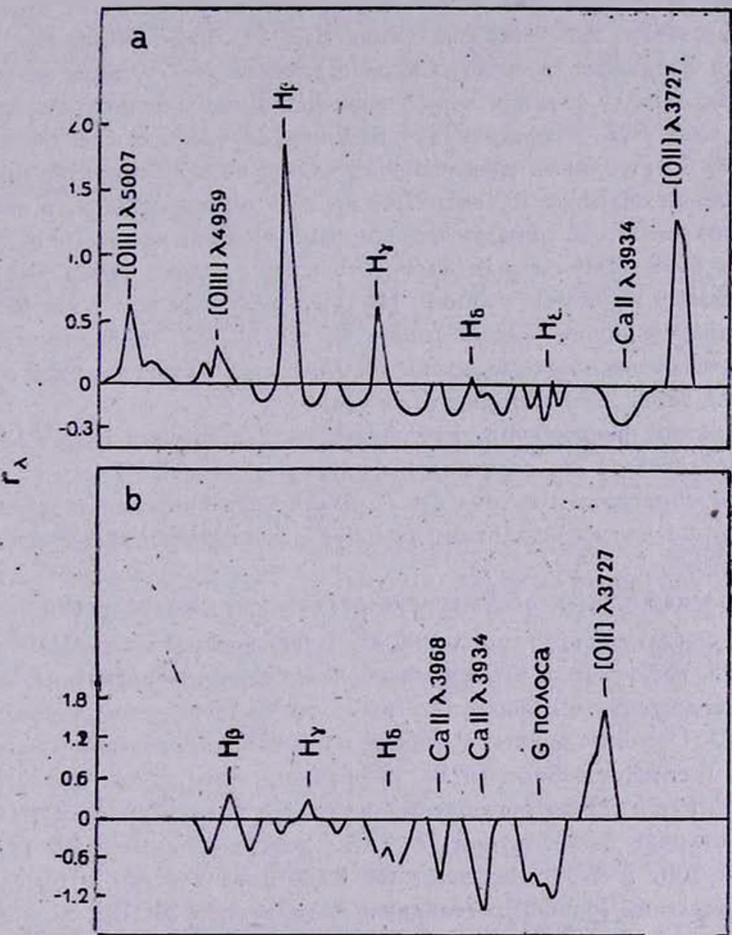

Рис. 3. Профили линий a) галактики № 73, b) галактики № 125.

Широкие нижние части невозможно обнаружить у линий H_β, H_γ и H_δ, так как они наблюдаются как в эмиссии, так и в поглощении. Причем, как было отмечено выше, компонент поглощения каждой линии шире, чем эмиссионный компонент. Последний прямо выходит из центральной части линии поглощения.

Если предполагать, что компоненты поглощения линий H_β, H_γ и H_δ также расширялись по закону Доплера, то их полуширинам на уровне непрерывного спектра будут соответствовать скорости расширения, равные примерно 730, 710 и 540 км/с соответственно. Их среднее значение, 660 км/с, приблизительно такое же, как у линии [O III] λ 4959. Другие линии поглощения, кроме линий Na I λ 5893 и Ca II λ 3934, тоже широкие.

Исходя из вышеприведенных результатов можно заключить, что контуры линий [O III] λλ 5007 и 4959 и скорости их расширения ядра галактики № 73 такие, как у галактик типа Sy2. Наличие линий поглощения, которые наблюдаются в спектре ядра галактики № 73, тоже не противоречит этому выводу, так как линии поглощения наблюдаются также у двух галактик типа Sy2, Маркарян 744 и 1066 [22—24]. В спектре ядра галактики № 73 эти линии очень широкие. Они, по всей вероятности, имеют звездное происхождение и возникают во всех областях ядра, в том числе и в тех областях, где образуются широкие нижние части линий [O III] λλ 5007 и 4959. Электронная плотность в этих частях столь высока, что в них не может возникнуть линия [O II] λ 3727, так как у нее не наблюдается широкой нижней части. Линия [O II] λ 3727, по-видимому, возникает в тех областях ядра галактики № 73, где образуются линии поглощения Na I λλ 5890, 5896, которые тоже узки.

По линиям поглощения, наблюдавшимся в спектре ядра галактики № 73, определяется его спектральный класс — типа A.

Таким образом, галактика № 73 имеет особенности галактик типа Sy2, но по физическим условиям она более походит на галактики Маркарян 744 и 1066.

Теперь перейдем к обсуждению результатов исследования галактики № 125. В ее спектре контуры линий H_β и H_γ похожи на таковые у галактики № 73, только доля эмиссионного компонента по сравнению с компонентами поглощения в каждой из этих линий намного меньше, чем у галактики № 73. Поэтому коротковолновые линии бальмеровской серии, начиная с H_δ, в спектре галактики № 125 наблюдаются только в поглощении. Эти линии, как и линии поглощения в спектре галактики № 73, тоже широкие. В отличие от галактики № 73 в спектре галактики № 125 линии [O III] λλ 5007 и 4959 едва заметны. Этот факт говорит о том, что степень возбуждения газовой составляющей галактики № 125 ниже, чем таковая у галактики № 73.

Спектральный класс галактики № 125 более поздний, чем галактики № 73, так как в спектре первой из них наблюдается полоса поглощения G, которая является признаком спектральных классов F и G. К этим результатам добавим еще то, что линейные размеры областей, излучающих ультрафиолетовый избыток, у галактики № 73 примерно в 4—5 раз меньше, чем у галактики № 125.

Исходя из вышеприведенных результатов можно заключить, что по некоторым особенностям галактика № 125 похожа на галактику № 73, только она, по-видимому, находится на более поздней стадии развития, чем галактика № 73.

Из табл. 2 видно, что значение отношения I_{H_α}/I_{H_β} у галактик № 73 и 229 намного больше значения, полученного для газовых туманностей для модели «В». Поэтому можно считать, что одной из причин такого значения I_{H_α}/I_{H_β} является наличие пыли, поглощение со стороны которой, по всей вероятности, имеет место в галактиках № 73 и 229.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. VI

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The results of spectrophotometry and morphology of galaxies No, 73, 125 and 229 from lists [1, 2] are presented. The masses of the gaseous component of these galaxies are obtained, which are $6.4 \cdot 10^4\ \mathfrak{M}_\odot$, $1.5 \cdot 10^5\ \mathfrak{M}_\odot$ and $1.5 \cdot 10^6\ \mathfrak{M}_\odot$ respectively. It has heen established that galaxy No. 73 is of Sy 2 type and by its physical properties is similar to the Sy 2 type galaxies Mark 744 and 1066. Though the galaxy No. 125 by its several properties is similar to No. 73, however it is evidently, in a later stage of evolution than galaxy No. 73.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Казарян*, Астрофизика, 15, 5, 1979.
2. *М. А. Казарян*, Астрофизика, 15, 193, 1979.
3. *М. А. Казарян, Э. С. Казарян*, Астрофизика, 16, 17, 1980.
4. *М. А. Казарян, Э. С. Казарян*, Астрофизика, 18, 512, 1982.
5. *М. А. Казарян, Э. С. Казарян*, Астрофизика, 19, 213, 1983.
6. *М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 17, 661, 1981.
7. *М. А. Казарян, Э. Л. Карапетян, В. С. Тамазян*, Астрон. цирк., № 1154, 6, 1981.
8. *М. А. Казарян*, Астрофизика, 19, 411, 1983.
9. *М. А. Казарян*, Астрофизика, 20, 35, 1984.
10. *М. А. Казарян, Э. С. Казарян*, Письма АЖ, 9, 648, 1983.
11. *М. А. Казарян, В. С. Тамазян*, Письма АЖ, 7, 276, 1981.
12. *M. A. Kazarian, E. Ye. Khachikian, A. A. Yegiazarian*, Astrophys., Space Sci., 82, 105, 1982.
13. *М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 13, 415, 1977.

14. *А. А. Егиазарян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 14, 263, 1978.
15. *М. А. Казарян, В. С. Тамазян*, Письма АЖ, 8, 454, 1982.
16. *М. А. Казарян, В. С. Тамазян*, Астрофизика, 18, 192, 1982.
17. *М. А. Казарян, А. Р. Петросян, В. С. Тамазян*, Письма АЖ, 7, 648, 1981.
18. *И. И. Балега, Р. Г. Верещагина, С. В. Маркелов, В. Б. Небелицкий и др.*, Астрофизические исследования (Изв. САО), 11, 248, 1979.
19. *R. P. S. Stone*, Ap. J., 218, 767, 1977.
20. *И. В. Носов*, Астрон. цирк., № 1050, 1979.
21. *E. Ye. Khachikian*, Stars and Star Systems, Copyright 1979 by D. Reidel Publishing Company, ed. B. E. Westerlund.
22. *В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова*, Астрофизика, 15, 557, 1979.
23. *В. А. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова*, Астрофизика, 17, 643, 1981.
24. *R. W. Goodrich, D. E. Osterbrock*, Ap J., 269, 416, 1983.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.6:520.44

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХАССОЦИАЦИИ В ГАЛАКТИКЕ NGC 2820 A

Н. К. АНДРЕАСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 12 июля 1984
Принята к печати 11 января 1985

Приведены результаты спектрального и денситометрического исследования галактики с УФ-избытком NGC 2820 A. На прямых фотографиях в *B*-цветах она выглядит как иррегулярная галактика с двумя сгустками; проведено детальное спектрофотометрическое исследование более яркого из них, являющегося объектом Марк 108. Физические параметры галактики примерно такие, как в нормальных H II областях; выявлен некоторый дефицит тяжелых элементов в Марк 108 по сравнению с галактическими H II областями.

1. *Введение.* Галактика NGC 2820 A = IC 2458 = V II Zw 276 находится на расстоянии 2.′1 от спиральной галактики NGC 2820 и вместе с ней входит в группу галактик Ho 124 [1, 2]. Объект Марк 108 является сверхассоциацией в северной части галактики NGC 2820 A, которая в общих чертах походит на иррегулярную галактику [3], хотя во всех посвященных этой галактике работах под объектом Марк 108 подразумевается вся галактика. Хукра классифицировал этот объект как Irrm галактику [4]. Некоторые ее характеристики определены Аллоин и др. [5] по отношениям интенсивностей эмиссионных линий, приведенных в работе [6]. На основании радионаблюдений установлено, что в Марк 108 присутствует значительное количество нейтрального водорода [7, 8]. Излучение этой галактики в радиоконтинууме не отличается от излучения нормальных галактик [7, 9, 10], и Марк 108 находится в одном облаке нейтрального водорода вместе с NGC 2820. Сопоставление *U—B* цветов с излучением в радиоконтинууме некоторых галактик Маркаряна, в том числе и Марк 108, показало, что присущее этим объектам соотношение упомянутых параметров можно объяснить вспышкой звездообразования в них [9]. В пользу вспышки звездообразования в Марк 108 свидетельствуют также недавние наблюдения с борта IUE [11].

В настоящей работе выявлены морфологические особенности галактики NGC 2820 A в *U*, *B*, *V* цветах и определены физические параметры и химический состав ионизованного газа в объекте Марк 108 на основании прямых трехцветных наблюдений и детальной спетрофотометрии.

2. *Наблюдения.* Прямые фотографии NGC 2820 A получены 29/30 апреля и 1/2 мая 1979 г. в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в цветовой системе, довольно близкой к международной *UBV* системе [12]. Экспозиции в *U*, *B* и *V* цветах были равны 50, 40 и 45 мин, соответственно. Фотографии просканированы на микроденситометре PDS-1010 A, и с помощью устройства «Штрих-М» построены изоденсы этой галактики. Репродукции картин изоденс приведены на рис. 1, масштаб $\sim 0.5''$/мм.

Восемь сканов спектра Марк 108 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР с помощью спектрографа UAGS и 500 канального ТВ сканнера со счетом фотонов. Сканы охватывают область спектра 5770—7030 A и 3700—5100 A, по четыре скана в каждой области. Время накопления в красной области спектра было равно 17 мин, а в синей области — 11 и 4 мин, эффективное спектральное разрешение примерно 5 A. Сканы получены 5/6 мая 1981 г., входная аппертура во время наблюдений имела размеры $0.''8 \times 5''$ и была направлена на самую яркую часть галактики, которая собственно и является объектом Марк 108. Кривая спектральной чувствительности аппаратуры построена по наблюдениям звезды Kopff 27 [13], которая наблюдалась в ту же ночь и примерно на одинаковом с NGC 2820 A зенитном расстоянии.

В фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа Крымской обсерватории с помощью спектрографа СПЭМ в сочетании с ЭОП типа УМ-92 получена одна спектрограмма NGC 2820 A, которая охватывает область спектра примерно 1000 A, центрированную на линии H_α. Средняя дисперсия 100 A/мм, ширина щели во время наблюдений была $1.''8$, позиционный угол щели 75° (примерно по большой оси галактики), экспозиция 39 мин.

Обработка полученного на 6-м телескопе материала проводилась частично в ВЦ САО АН СССР и частично вручную. При обработке спектрограммы, полученной на 2.6-м телескопе, характеристическая кривая построена в бейкеровских плотностях [14], так как непрерывный спектр по сравнению с линией H_α слишком слаб и диапазон плотностей превышает прямолинейную часть классической характеристической кривой.

Морфологическая структура NGC 2820 A, как видно из рис. 1, почти одинакова во всех трех цветах. В северной части этого объекта наблюдается продолговатое яркое сгущение с большой осью примерно 10″ на *U* фотографиях. На расстоянии примерно 10″, что соответствует 1 кпс при $H = 75$ км/с Мпс, к юго-востоку от центра этого сгущения находится еще одно сгущение, которое в 3 раза меньше по размерам, чем первое и слабее во всех трех цветах. Наблюдения в красном и инфракрасном диапазонах

Рис. 1. Изодeнсы галактики NGC 2820 A в U, B, V цветах (масштаб $\sim 0.5''$/мм).

К ст. Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикяна

показали, что это сгущение еле заметно в красных и совершенно исчезает в инфракрасных лучах [15]. В северной части NGC 2820 А тянется слабый хвост к NGC 2820.

На пластинке, полученной на 2.6-м телескопе Крымской обсерватории, наблюдаются спектры обоих сгущений, причем в спектре слабого сгущения при данной экспозиции хорошо наблюдается фактически только линия H_α. Сканы же, полученные на 6-м телескопе, относятся только к Марк 108, и, таким образом, количественные расчеты можно делать только для этого объекта. На рис. 2 приведены два скана спектра Марк 108 — синяя и красная области.

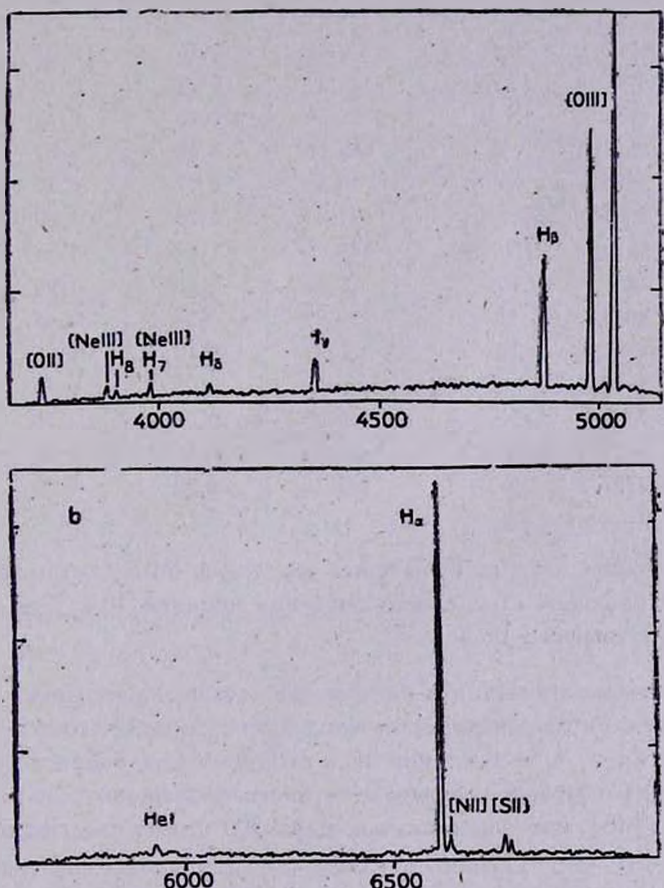

Рис. 2. Сканы спектра Марк 108: а) синяя область; б) красная область.

Эквивалентные ширины и исправленные за межзвездное покраснение относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре Марк 108 приведены в табл. 1. Результаты для красной области спектра по наблюдениям на 6-м и 2.6-м телескопах в пределах фотометрических ошибок совпадают друг с другом. Поправки за покраснение вычислены по бальмеровскому декременту, теоретическое значение которого приведено в работе [16] (случай B, $T_e = 10^4$ K, $N_e = 10^2$ см$^{-3}$). Логарифмический коэффициент покраснения в линии H_β оказался равным 0.90. Коэффициенты экстинкции для нормального закона поглощения взяты из работы [17].

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ

λ_0	ион	W	$(I/I_{H_\beta})_{набл.}$	$(I/I_{H_\beta})_{испр.}$
6717	[S II]	20.45	0.16	0.03
6731	[S II]	25.39	0.21	0.10
6584	[N II]	26.56	0.23	0.12
6563	H_α	663.15	5.69	2.87
5876	He I	15.46	0.17	0.11
5007	[O III]	457.48	6.23	5.89
4959	[O III]	148.05	1.94	1.86
4861	H_β	71.83	1.00	1.00
4340	H_γ	25.07	0.36	0.46
4102	H_δ	8.07	0.12	0.18
3970	H_ϵ + [Ne III]	6.37	0.08	0.13
3889	H_8	9.25	0.06	0.10
3870	[Ne III]	20.98	0.16	0.29
3727	[O II]	109.76	0.40	0.76

Приведенные в табл. 1 значения усреднены по всему имеющемуся материалу. Отклонение от среднего значения порядка 10%, для слабых линий оно не превышает 15%.

3. *Физические условия и химический состав.* Ионизация газа в Марк 108, судя по всему, происходит по тому же механизму, что и в нормальных H II областях, т. е. в основном под влиянием излучения горячих звезд. На это непосредственно указывают и классификационные параметры Болдуина и др. [18], которые в случае Марк 108 имеют следующие значения: $\langle E \rangle = -0.14$; $(3727/5007) = 0.89$. Эффективную температуру ионизующих газ звезд можно оценить по эквивалентной ширине линии H_β [19]. В случае Марк 108 получается $T_{эфф} \gtrsim 3.5 \cdot 10^4$ K.

Электронную температуру ионизованного газа Марк 108 удобнее всего определить по методу Пейгела и др. [20], так как обнаружить авроральные линии в спектре этого объекта не удалось. Электронная плотность определена по отношению интенсивностей линий [S II] λ 6717 и 6731. Для упомянутых параметров получены следующие значения: $T_e = 1 \cdot 10^4$ K и $N_e = 3.50 \cdot 10^2$ см$^{-3}$.

В спектре Марк 108 наблюдаются линии ионов кислорода, азота, неона, серы и гелия. Относительные интенсивности наблюдаемых линий предоставляют возможность определить содержание этих элементов в излучающем газе относительно водорода. Относительное содержание ионов S^+, N^+, O^+, O^{++} и Ne^{++} определены по формулам, приведенным в работе [21], причем для серы использованы новые атомные данные [22]. Содержание He^+ определено по инетнсивности линии He I 5876 по формуле, приведенной в работе [23]. Полное же содержание элементов O, N и Ne в данном случае можно определить следуя работе [21]. Проблемы, связанные с определением полного содержания серы в H II областях высокого возбуждения, когда наблюдениям доступны только линии S^+, обсуждены в работе [24]. По результатам этой работы определение содержания серы в подобном случае недостоверно. Полное содержание гелия определяется формулой

$$\frac{N(\mathrm{He})}{N(\mathrm{H})} = \frac{N(\mathrm{He}^0) + N(\mathrm{He}^+) + N(\mathrm{He}^{++})}{N(\mathrm{H}^+)}.$$

В спектре Марк 108 линии He^{++} не наблюдаются и содержание гелия можно было бы определить по следующему соотношению, установленному Паймбертом и Костеро эмпирическим путем [23]:

$$\frac{N(\mathrm{He})}{N(\mathrm{H})} = \frac{N(\mathrm{He}^+)}{N(\mathrm{H}^+)} \left[0.87 \cdot \frac{N(\mathrm{S})}{N(\mathrm{S}) - N(\mathrm{S}^+)} + 0.13 \frac{N(\mathrm{O})}{N(\mathrm{O}^{++})}\right].$$

В данном случае содержание серы определено неуверенно и N (He)/N (H) удобнее определить по формуле Леке и др. [25], которая справедлива для областей с низким значением $N\,(\mathrm{O}^+)/N\,(\mathrm{O})$. Относительное содержание наблюдающихся в Марк 108 ионов и логарифмические значения полного содержания элементов при lg (H) = 12 приведены в табл. 2. В той же таблице приведено содержание гелия (Y) и тяжелых элементов по массе. С целью сравнения в табл. 2 приведены также соответствующие значения для галактических H II областей [26].

В Марк 108 по сравнению с галактическими H II областями наблюдается дефицит тяжелых элементов. Следует отметить также, что отношения N (O) / N (H) и N (N) / N (O) меньше приведенных в [27] нормальных значений соответственно в 2.5 и 2 раза.

Существует связь между общей массой и Z и отношением массы газа к общей массе и Z. Пользуясь соотношениями, установленными эмпирическим путем Лекё и др. [25], можно оценить $M_{общ}$ и $M_{газ}/M_{общ}$ для Марк 108. Получены следующие значения: $M_{общ} = 3.1 \cdot 10^9\ M_\odot$ и $M_{газ}/M_{общ} = 0.2$. На основании наблюдений радиоконтинуума Марк 108 Босма и др. определили, что масса ионизованного газа этой галактики в 30″ дуги равна примерно $0.9 \cdot 10^9\ M_\odot$ [9], т. е. в данном случае практически нет расхождения между двумя оценками массы ионизованного газа, полученными разными методами.

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

	Марк 108	H II области
$\frac{N(He^+)}{N(H^+)} \times 10^2$	8.17	
$\frac{N(O^+)}{N(H^+)} \times 10^5$	2.87	
$\frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \times 10^4$	1.95	
$\frac{N(N^+)}{N(H^+)} \times 10^6$	2.03	
$\frac{N(Ne^+)}{N(H^+)} \times 10^5$	3.11	
$\frac{N(S^+)}{N(H^+)} \times 10^7$	4.01	
He	10.92	11.07
O	8.35	8.60
N	7.19	7.59
Ne	7.55	8.10
S	7.78:	7.26
Y	0.25	
Z	0.0059	

4. *Обсуждение результатов.* Приведенная на рис. 1 картина изоденс показывает, что NGC 2820 A является иррегулярной галактикой, морфологически примерно одинаковой в UBV цветах. Она имеет небольшие размеры и сравнительно низкую светимость ($M_{pg} = -17\overset{m}{.}4$ [2]). Судя по спектру, полученному на 2.6-м телескопе КрАО, эмиссионные линии наблюдаются почти по всей длине галактики вдоль большой оси. Спектр

Марк 108 типичен для H II областей. Наблюдается некоторый дефицит тяжелых элементов в химическом составе ионизованного газа в Марк 108 по сравнению с галактическими H II областями, а механизм ионизации такой, как в нормальных H II областях.

Объекты с перечисленными выше характеристиками составляют довольно многочисленную группу голубых карликовых галактик, спектрально идентичных с H II областями [28—30]. Сирл и Сарджент [31] предполагают,что либо эти галактики еще очень молодые, либо в них образовываются в основном массивные звезды. В случае объекта Марк 108 (как и во всех подобных случаях) второе предположение можно сразу исключить, так как в нем наблюдается дефицит тяжелых элементов. Было предложено также другое объяснение природы галактик со спектрами H II областей — в этих галактиках происходят кратковременные, периодические вспышки звездообразования [31].

Характеристики Марк 108, полученные в настоящей работе путем спектрофотометрии, подтверждают сделанное ранее на основании радио и УФ-наблюдениях предположение о происходящей в этой галактике вспышке звездообразования, хотя не исключается возможность и того, что это молодая галактика с все еще продолжающимся процессом звездообразования.

Авторы выражают глубокую благодарность К. К. Чуваеву, А. С. Амирханяну, В. Б. Небелицкому, Т. Сомовой, О. Спиридоновой за помощь при наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

A SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF A SUPERASSOCIATION IN THE GALAXY NGC 2820 A

N. K. ANDREASSIAN, E. YE. KHACHIKIAN

The results of spectral and densitometric investigations of the galaxy NGC 2820 A with UV excess are presented. On *U*, *B*, *V* photos it appears to be an irregular galaxy with two condensations. The spectrophotometric investigation of the brightest one—the object Mark 108—has been carried out. The physical parameters in it are nearly the same as in the normal H II regions and there is some underabundance of heavy elements in Mark 108 compared with them.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. Holmberg*, Lund. Medd., II, No. 136, 1958.
2. *G. de Vaucoulear, A. de Vaucouleur*, Reference Catalogue of Brighth Galaxies, University of Texas Press, Austin, 1964.
3. *Э. Е. Хачикян*, Докторская диссертация, Бюракан, 1975.
4. *J. P. Huckra*, Ap. J., Suppl. ser., 35, 171, 1977.
5. *D. Alloin, J. Bergeron, D. Pelat*, Astron. Astrophys., 70, 141, 1978.
6. *M. N. Ulrich*, Ap. J., 163, 441, 1971.
7. *N. Reaks*, M. N. RAS, 187, 525, 1979.
8. *T. X. Thuan, G. E. Martin*, Ap. J., 247, 823, 1981.
9. *P. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, J. J K. Pauliny-Toth, J. Schmidt, A. Wetzel*, Astron. Astrophys., 81, 235, 1980.
10. *A. Bosma, C. Casini, J. Heidmann, J. M. Van der Hulst, H. Van Woerden*, Astron. Astrophys., 89, 345, 1980.
11. *P. Benvenuti, C. Casini, J. Heidmann*, in "Proc. 3-rd Inst. Ultrav. Explor. Cong. Madrid, 10—13 May, 1982", Paris, 1982, p. 565.
12. *Н. К. Андреасян*, Астрофизика, 19, 45, 1983.
13. *R. P. Stone*, Ap. J., 218, 767, 1977.
14. *G. de Vaucouleurs*, Appl. Optics, 7, 1513, 1968.
15. *C. Barbieri, C. Bonoli, P. Reffanelli*, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 37, 541, 1979.
16. *M. Brocklehurst*, M. N. RAS, 153, 471, 1971.
17. *I. B. Kaler*, Ap. J., Suppl. ser., 31, 517, 1976.
18. *J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich*, P. A. S. P., 93, 5, 1981.
19. *G. A. Shilds, B. M. Tinsley*, Ap. J, 203, 66, 1976.
20. *B. E. Pagle, M. D. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith*, M. N. RAS, 189, 95, 1979.
21. *M. Peimbert, R. Costero*, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 3, 1969.
22. *A. K. Pradhan*, M. N. RAS, 184, 89, 1978.
23. *M. Peimbert, H. Spinrad*, Ap. J., 159, 809, 1970.
24. *M. Dennefeld, G. Stasinska*, Inst. d'Astrophys. de Paris, Preprint No. 12, 1982.
25. *I. Lequeux, M. Peimbert, R. F. Rayo, A. Serrano, S. Torres-Peimbert*, Astron. Astrophys., 80, 155, 1979.
26. *S. A. Hawley*, Ap. J., 224, 417, 1978.
27. *M. Peimbert, S. Torres-Peimert*, M. N. RAS, 179, 217, 1977.
28. *W. L. W. Sargent, L. Searl*, Ap. J., 162, 455, 1970.
29. *H. B. French*, Ap. J., 240, 41, 1980.
30. *I. Audouze, M. Dennefeld, D. Kunth*, Messenger, No. 22, 1980.
31. *L. L. Searl, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 173, 25, 1972.
32. *L. Searl, W. L. W. Sargent, W. G. Bagnuolo*, Ap, J., 179, 427, 1973.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.7—7—56

О РАЗДЕЛЕНИИ КОМПОНЕНТОВ В ИЗЛУЧЕНИИ ПЕРЕМЕННЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

В. А. ГАГЕН-ТОРН

Поступила 20 июля 1984
Принята к печати 11 января 1985

Предложен метод разделения компонентов в излучении переменных внегалактических источников в рамках двухкомпонентной модели (нормальная галактика + переменный точечный источник с постоянным распределением энергии в спектре). Его возможности проиллюстрированы примерами.

1. *Введение.* Одним из проявлений активности внегалактических объектов является переменность их блеска в оптике. Точные фотоэлектрические наблюдения, выполненные с диафрагмами разного диаметра, показали, что переменный компонент локализован в ядре и имеет малые угловые размеры (по существу, является точечным). Он обычно наблюдается на фоне протяженного компонента, который либо прекрасно виден (сейфертовские галактики), либо намечается (близкие N-галактики), либо выделяется на специальным образом полученных фотографиях (далекие N-галактики, близкие квазары). У далеких квазаров непосредственно выделить протяженный источник не удается, но существование его не вызывает сомнения. В общем, двухкомпонентная (в первом приближении) модель активных внегалактических объектов, обоснованная для квазаров в работе [1] и развитая для сейфертовских и N-галактик в работах [2] и [3], является сейчас общепринятой.

Естественно, что выяснение природы активности требует в первую очередь проведения разделения этих компонентов. В работе [3] предлагаются два метода разделения компонентов по данным фотометрических наблюдений, выполненных с разными диафрагмами. Методы не опираются на изучение переменности, но связаны с предположением, что подстилающая галактика является гигантской эллиптической галактикой (во втором из них задается еще цвет точечного источника). Чуть позже Адамс [4] указал, что в случае неизменности цвета переменного точечного источника его показатели цвета могут быть найдены по наблюдаемой переменности блеска в соответствующих полосах без каких-либо предположений относительно свойств протяженного источника (кроме его постоянства). Комбинация методов работ [3, 4] была использована при разделении компонентов в излучении лацертиды AP Lib в обстоятельной работе Вестерлунда и др. [5].

В 1981 г. Холоневский [6] предложил более наглядный, чем у Адамса (хотя и не отличающийся принципиально) способ определения показателя цвета переменного компонента, использующий сразу же всю совокупность наблюдательных данных (Адамс выделял точечный источник попарным сравнением всех данных с данными для минимума блеска). В нашей недавней работе [7] подход Холоневского был применен к анализу двухцветных BV-наблюдений BL Lac и было показано, что в этом случае для разделения компонентов необходимо задать показатель цвета постоянного компонента (иными словами — тип подстилающей галактики). В этой статье мы покажем, что в случае трехцветных UBV-наблюдений разделение компонентов в двухкомпонентной модели с нормальной подстилающей галактикой и переменным источником, не меняющим своего цвета, может быть проведено без других дополнительных предположений.

2. *Методика разделения компонентов.* Напомним, что подход Холоневского состоит в том, что сопоставляются найденные по звездным величинам плотности потоков (для краткости будем называть их «потоками»), полученные в разных цветовых полосах. Если двухкомпонентная модель осуществляется, то в пространстве потоков точки, соответствующие наблюдаемым потокам (будем называть их «наблюдаемые точки»), с необходимостью лежат на прямой линии, направляющие тангенсы которой определяются показателями цвета переменного компонента.

Действительно, наблюдаемые потоки — это суммы потоков постоянного компонента (галактической подложки) $\Phi_U^{г}$, $\Phi_B^{г}$, $\Phi_V^{г}$ и переменного компонента Φ_U^{var}, Φ_B^{var}, Φ_V^{var}, причем эти последние связаны в силу постоянства показателей цвета соотношениями $\Phi_B^{var}/\Phi_V^{var} = a$, $\Phi_U^{var}/\Phi_B^{var} = c$, где a и c — постоянные. Имеем

$$\left.\begin{aligned} \Phi_V &= \Phi_V^{г} + \Phi_V^{var} = \Phi_V^{г} + \frac{1}{a}\Phi_B^{var} \\ \Phi_B &= \Phi_B^{г} + \Phi_B^{var} \\ \Phi_U &= \Phi_U^{г} + \Phi_U^{var} = \Phi_U^{г} + c\Phi_B^{var} \end{aligned}\right\}.$$

Исключая Φ_B^{var}, получим

$$\left.\begin{aligned} \Phi_B &= a\Phi_V + \Phi_B^{г} - a\Phi_V^{г} = a\Phi_V + b \\ \Phi_U &= c\Phi_B + \Phi_U^{г} - c\Phi_B^{г} = c\Phi_B + d \end{aligned}\right\}, \qquad (1)$$

где b и d — постоянные. В пространстве $\{\Phi_U, \Phi_B, \Phi_V\}$ (1) является уравнением прямой. Видно, что точка $(\Phi_U^r, \Phi_B^r, \Phi_V^r)$ лежит на этой прямой.

Расположение наблюдаемых точек на прямой, строго говоря, не является достаточным условием для осуществления двухкомпонентной модели. Тем не менее она, по всей вероятности, в этом случае верна, поскольку альтернативные возможности требуют выполнения некоторых трудно обосновываемых специальных условий. Поэтому мы будем считать в дальнейшем, что расположение наблюдаемых точек на прямой линии свидетельствует о правильности двухкомпонентной модели.

В отличие от Холоневского, переходившего к потокам в относительных единицах, мы будем использовать абсолютные значения потоков в мЯн. Тогда в соответствии с калибровкой Джонсона [8] будет

$$\left.\begin{aligned} \lg\Phi_U &= 6.280 - 0.4\,U \\ \lg\Phi_B &= 6.670 - 0.4\,B \\ \lg\Phi_V &= 6.600 - 0.4\,V \end{aligned}\right\}. \tag{2}$$

Для связи между показателями цвета и отношением потоков из (2) легко получить:

$$\left.\begin{aligned} B - V &= -2.5\lg(\Phi_B/\Phi_V) + 0.175 \\ U - B &= -2.5\lg(\Phi_U/\Phi_B) - 0.975 \end{aligned}\right\}. \tag{3}$$

Итак, будем считать, что в пространстве потоков $\{\Phi_U, \Phi_B, \Phi_V\}$ наблюдаемые точки лежат на прямой. Запишем уравнение этой прямой в виде (1). Коэффициенты a, b, c и d в уравнениях (1) легко находятся по наблюдаемым значениям потоков способом наименьших квадратов. Определив $a = \Phi_B^{var}/\Phi_V^{var}$ и $c = \Phi_U^{var}/\Phi_B^{var}$, по формулам (3) можно найти показатели цвета переменного компонента $(B - V)^{var}$ и $(U - B)^{var}$.

Далее, поскольку точка $(\Phi_U^r, \Phi_B^r, \Phi_V^r)$, которую нам надо найти для разделения компонентов, лежит на этой прямой, имеем:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_B^r &= a\Phi_V^r + b \\ \Phi_U^r &= c\Phi_B^r + d \end{aligned}\right\}. \tag{4}$$

Введя обозначения

$$\left.\begin{aligned} \Phi_B^r/\Phi_V^r &= \alpha \\ \Phi_U^r/\Phi_B^r &= \beta \end{aligned}\right\}, \tag{5}$$

перепишем (4) в виде

$$\left.\begin{aligned}\Phi_B^{\text{г}}\left(1-\frac{a}{\alpha}\right)&=b\\ \Phi_B^{\text{г}}(\beta-c)&=d\end{aligned}\right| \tag{6}$$

Исключив теперь $\Phi_B^{\text{г}}$, получим связь между α и β

$$\beta=\frac{d+bc}{b}-\frac{ad}{b}\frac{1}{\alpha}. \tag{7}$$

Обратим внимание на то, что α и β — это величины, однозначно связанные с показателями цвета галактической подложки (см. формулы (3)). Но между показателями цвета нормальных галактик разных типов существует зависимость $U—B = f\ (B—V)$, установленная Вокулером и др. [9]. Ее преобразование с использованием формул (3) к виду $\beta=\varphi(\alpha)$ дает второе уравнение, связывающее α и β. Результаты такого преобразования представлены в табл. 1, в которой для галактик разных типов даются показатели цвета по [9] и найденные по (3) значения α и β. Показатели цвета гигантских эллиптических галактик gE даны по Сандейджу [3]. Решение системы

Таблица 1

НОРМАЛЬНЫЕ ЦВЕТА И КОЭФФИЦИЕНТЫ α И β ДЛЯ НОРМАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Тип	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	α	β
gE	+0.95	+0.62	0.488	0.230
E	+0.90	+0.48	0.512	0.263
L	+0.88	+0.42	0.522	0.277
S_{ab}	+0.79	+0.25	0.570	0.324
S_{bc}	+0.65	+0.04	0.646	0.393
S_{cd}	+0.48	−0.15	0.755	0.468
$S_{dm}-I_m$	+0.40	−0.23	0.813	0.504

$$\left.\begin{aligned}\beta&=\frac{d+bc}{b}-\frac{ad}{b}\frac{1}{\alpha}\\ \beta&=\varphi(\alpha)\end{aligned}\right| \tag{8}$$

дает (если оно существует) α и β. Затем по любой из формул (6) можно найти $\Phi_B^{\text{г}}$ и далее по (5) $\Phi_V^{\text{г}}$ и $\Phi_U^{\text{г}}$. Определение коэффициентов α и β (т. е. $(B-V)^{\text{г}}$ и $(U-B)^{\text{г}}$) позволяет независимо оценить тип подстилающей галактики. Решение системы (8), в которой функция φ задана таблично, удобно проводить графически.

На практике должны быть учтены еще два обстоятельства: необходимость внесения K-поправки и исправления за межзвездное поглощение света, поскольку функция $\beta = \varphi(\alpha)$ дается для нулевого красного смещения и нулевого поглощения света в Галактике. Первую поправку легко внести во второе уравнение системы (8), используя рассчитанные Пенсом [10] для разных z K-поправки для UBV-фильтров. Нетрудно видеть, что

$$\left.\begin{aligned} \alpha_z &= \alpha \cdot 10^{-0.4\,[K_B(z) - K_V(z)]} \\ \beta_z &= \beta \cdot 10^{-0.4\,[K_U(z) - K_B(z)]} \end{aligned}\right\}. \tag{9}$$

Поправку за поглощение можно внести в коэффициенты a, b, c, d. Будем использовать стандартную кривую поглощения, для которой $A_B = 1.33\,A_V$, $A_U = 1.58\,A_V$. Исправленные за поглощение потоки, будут: $\Phi_U' = l\Phi_U$, $\Phi_B' = m\Phi_B$, $\Phi_V' = n\Phi_V$, где $n = 10^{0.4\,A_V}$, $m = 10^{0.4A_B}$, $l = 10^{0.4A_U}$. Для них коэффициенты в системе (1) окажутся равными: $a' = a\dfrac{m}{n}$, $b' = bm$, $c' = c\dfrac{l}{m}$, $d' = d \cdot l$.

Решение системы (8) со штрихованными коэффициентами и исправленной за красное смещение кривой $\beta = \varphi(\alpha)$ будет давать величины α и β, которые наблюдались бы в отсутствие поглощения, а уравнения (6) — исправленный за поглощение поток $\Phi_B'^{\,r}$. Дальнейший переход к звездным величинам осуществляется по формулам (2) и (3).

3. *Примеры применения вышеуказанной методики.* Для иллюстрации возможностей метода применим его к четырем объектам, для которых ранее проводилось разделение компонентов другими способами. Как уже отмечалось, Сандейдж [3] предложил два метода разделения компонентов. Первый из них был применен им к N-галактике 3C 371, второй он использовал для целого ряда N-галактик. Среди них три объекта (3C 371, 3C 390.3 и 3C 120), для которых имеются фотоэлектрические данные по переменности. Мы будем использовать для них те же данные, которые использовал Холоневский [6], когда определял цвета точечных источников у этих объектов. Для 3C 371 и 3C 390.3 это данные Сандейджа [3, 11], для 3C 120 — О'Делла и др. [12]*. Четвертым объектом является изучав-

* В случае 3C 120 Холоневский использовал все наблюдения этого объекта, опубликованные в [12], не обратив внимания на то, что два из них сделаны с отличной по размеру диафрагмой. Поэтому цвета точечного источника, полученные им, ошибочны. Мы использовали только наблюдения с диафрагмой 18″.

шаяся в [2] сейфертовская галактика NGC 4151, для которой имеются наиболее богатые наблюдательные данные по *UBV*-фотометрии. Как и в работе [6], для нее будут использованы наблюдения Лютого [13, 14] и Зайцевой и Лютого [15] с диафрагмой 27″.

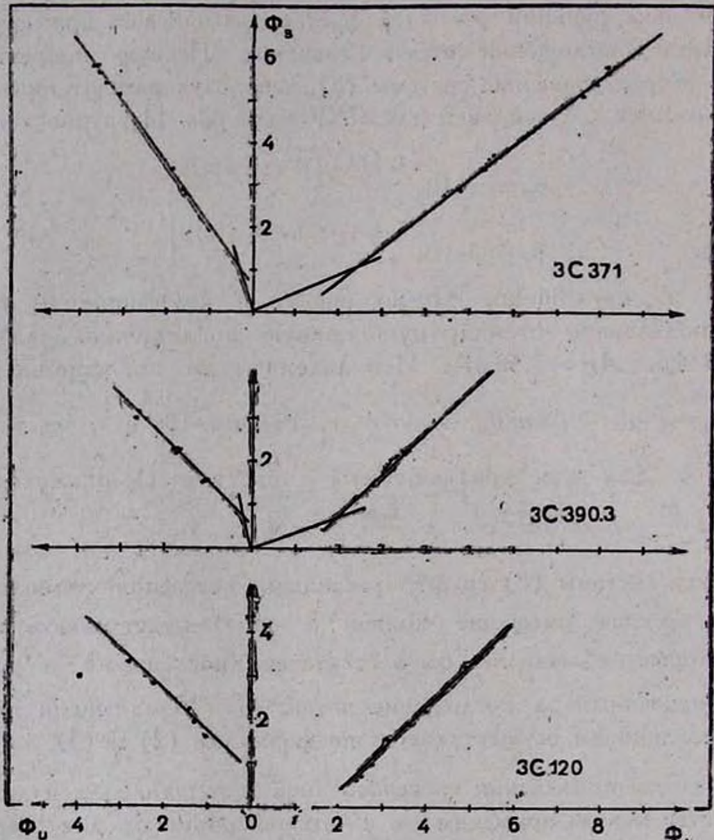

Рис. 1. Сопоставление наблюдаемых потоков для трех N-галактик; точки пересечения прямых с лучами дают наблюдаемые потоки галактической подложки.

Сопоставление наблюдаемых потоков Φ_U, Φ_B, Φ_V для объектов 3C 371, 3C 390.3, 3C 120 проведено на рис. 1, для NGC 4151 на рис. 2, где разными значками нанесены данные для разных лет (с 1968 г. по 1972 г. и 1975 г.). Из рассмотрения рис. 1 видно, что во всех трех случаях точки вполне удовлетворительно ложатся на прямые линии. Для NGC 4151 наблюдаемые точки также в среднем достаточно хорошо лежат на прямых линиях (хотя некоторые различия для разных сезонов, возможно, и имеются). Это позволяет нам во всех случаях исходить из двухкомпонентной модели с точечным источником, не меняющим распределения энергии.

Отметим, что в статье Бабаджанянца и др. [2] для NGC 4151 на основании в значительной степени тех же наблюдательных данных было сделано заключение об изменениях цвета точечного источника и корреляции этих изменений с уровнем его блеска. Причиной этого, как теперь представляется, ошибочного заключения послужило использование в качестве точки, от которой отсчитывался блеск точечного источника, наиболее близкой к началу координат точки, которая, как видно, довольно сильно уклоняется от средней прямой на рис. 2. Это обстоятельство иллюстрирует, в частности, преимущество подхода Холоневского, поскольку в работе [2] использовался метод выделения точечного источника, по существу не отличающийся от метода Адамса.

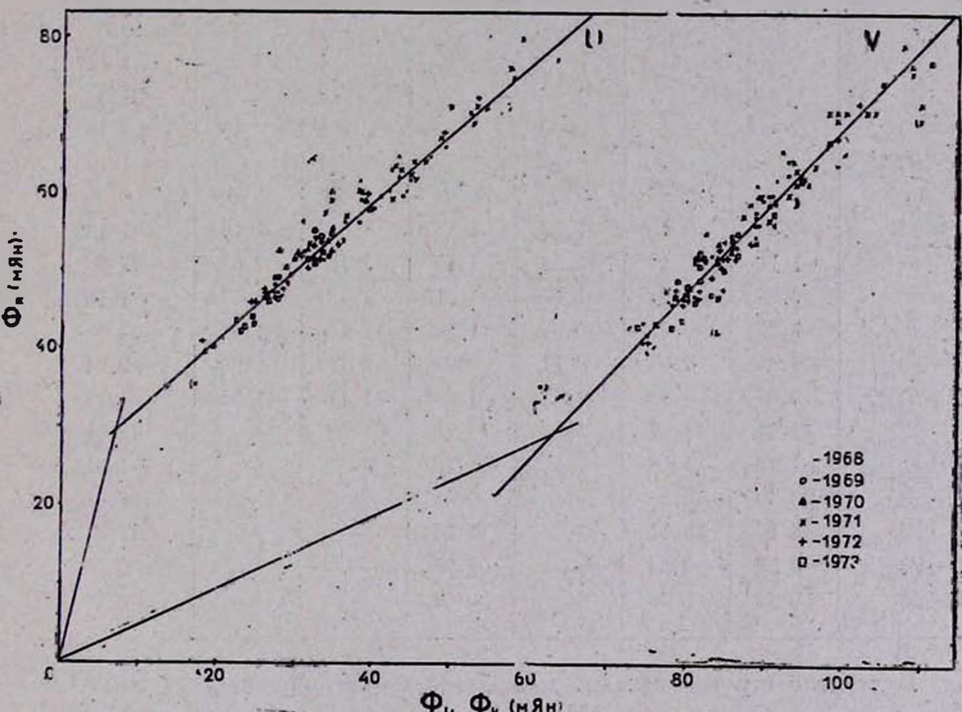

Рис. 2. Сопоставление наблюдаемых потоков для NGC 4151; точки пересечения прямых с лучами дают потоки галактической подложки.

В каждом случае способом наименьших квадратов были проведены две прямые в предположении, что все ошибки содержатся сначала в одном из сопоставляемых потоков, а затем в другом, и окончательно была взята средняя прямая. Все прямые нанесены на рис. 1 и 2, а коэффициенты *a*, *b*, *c*, *d* приведены в 3—6 строках табл. 2 (в первой ее строке — название объекта и размер использованной при наблюдениях диафрагмы, во второй — красное смещение). Для NGC 4151 помимо данных, нанесенных на рис. 2, были учтены данные за 1973 г. и 1974 г., опущенные на рисунке, для того чтобы его не перегружать. Они также хорошо ложатся на среднюю прямую. Найденные по коэффициентам a и c с помощью формул (3) показатели цвета точечного источника $(B-V)^{\text{var}}_{\text{набл}}$ и $(U-B)^{\text{var}}_{\text{набл}}$ приведены в табл. 2 в строках 7 и 8.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ

Объект	3C 371 (7.″6)		3C 390.3 (12.″2)		3C 120 (18″)		NGC 4151 (27″)
z	0.051		0.057		0.033		0.003
a	0.795		0.963		0.984		1.070
b	−0.85		−1.16		−1.54		−38.0
c	0.705		1.016		1.074		1.127
d	−0.42		−0.56		−0.84		−26.3
$(B-V)^{\text{var}}_{\text{набл}}$	+0.42		+0.22		+0.19		+0.10
$(U-B)^{\text{var}}_{\text{набл}}$	−0.60		−0.99		−1.05		−1.10
A_V	0^m22	0^m37	0^m25	0^m40	0^m23	0^m39	0^m19
a'	0.847	0.892	1.040	1.082	1.055	1.108	1.133
b'	−1.11	−1.33	−1.58	−1.88	−2.18	−2.64	−47.5
c'	0.742	0.767	1.076	1.115	1.131	1.174	1.180
d'	−0.58	−0.72	−0.81	−1.00	−1.18	−1.35	−34.5
$(B-V)^{\text{var}}_{\text{испр}}$	+0.35	+0.30	+0.14	+0.09	+0.11	+0.06	+0.04
$(U-B)^{\text{var}}_{\text{испр}}$	−0.65	−0.69	−1.05	−1.09	−1.11	−1.15	−1.15
$V^{\text{г}}_{\text{набл}}$	15.61	15.57	—	15.79	—	—	12.01
$(B-V)^{\text{г}}_{\text{набл}}$	+1.10	+1.03	—	+1.27	—	—	+1.01
$(U-B)^{\text{г}}_{\text{набл}}$	+0.40	+0.38	—	+0.65	—	—	+0.66
$V^{\text{г}}_{z=0}$	15.29	15.11	—	15.28	—	—	11.81
$(B-V)^{\text{г}}_{z=0}$	+0.88	+0.84	—	+0.97	—	—	+0.94
$(U-B)^{\text{г}}_{z=0}$	+0.42	+0.33	—	+0.62	—	—	+0.62

В девятой строке указано межзвездное поглощение A_V. Значения A_V, принятые Сандейджем [3] и Холоневским [6], различны. Мы для удобства сравнения проводим разделение компонентов и для того, и для другого значения A_V. Это поможет нам также увидеть, как сказывается принятое значение A_V на результатах разделения компонентов. Строки 10—13 дают a', b', c', d'. В 14 и 15 строках помещены показатели цвета точечного источника, исправленные за поглощение. Естественно, что для всех объектов, кроме 3C 120, они те же, что и у Холоневского [6].

Обратимся теперь к решению системы (8). На рис. 3а нанесена кривая $\beta = \varphi(\alpha)$ для $z = 0$ согласно табл. 1. Около каждой точки указаны типы галактик, средние цвета которых она представляет. На рис. 3а проведены также кривые $\beta = \varphi(\alpha)$ для $z = 0.033$ (3C 120) и $z = 0.051$ (3C 371), на рис. 3b — для $z = 0.003$ (NGC 4151) и $z = 0.057$ (3C 390.3). Кривые 1—4 — графическое представление первого уравнения в (8) для

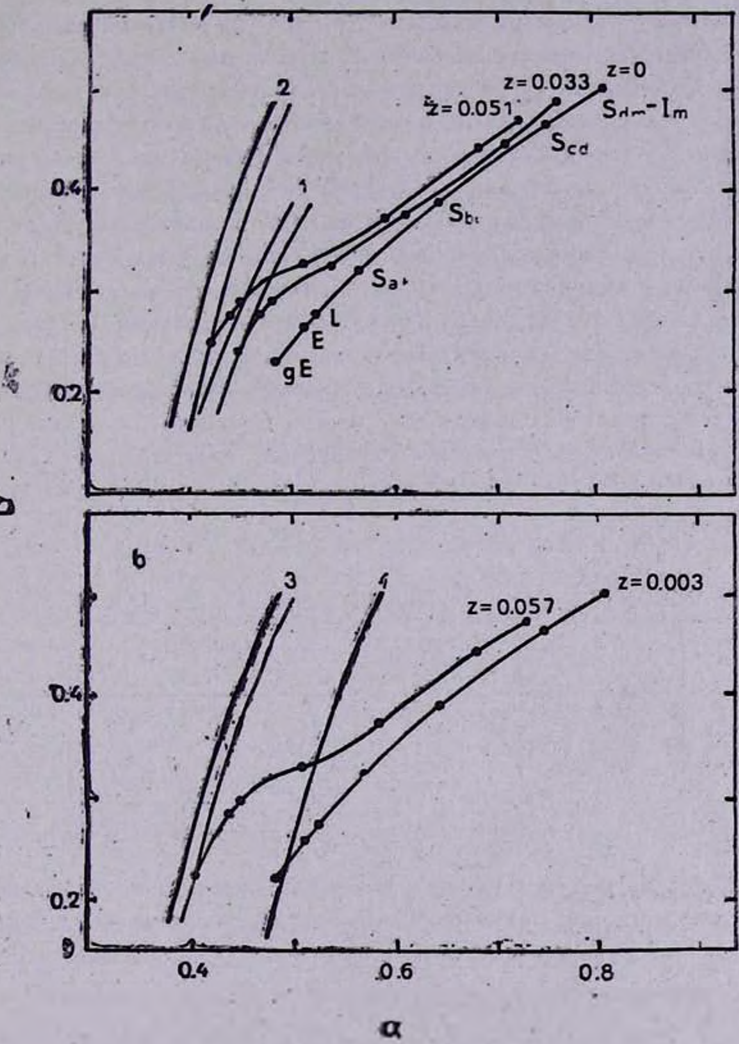

Рис. 3. Результаты решения системы (8): а) для 3C 371 (1) и 3C 120 (2); b) для 3C 390.3 (3) и NGC 4151 (4).

разных объектов и разных значений A_V. Кривые 1 относятся к 3C 371, 2 — к 3C 120, 3 — к 3C 390.3 и 4 — к NGC 4151. В первых трех случаях левая кривая соответствует меньшему значению A_V.

В четырех из семи рассмотренных случаев соответствующие кривые пересекаются, т. е. система (8) имеет решение. Для этих случаев в табл. 2 приведены значения величины V и цветов $B-V$ и $U-B$ подстилающей галактики — как наблюдаемые, так и приведенные к $z=0$ и исправленные за поглощение.

Рассмотрим объекты по отдельности. 3C 371 оказался единственным среди изученных объектов, для которого можно провести сравнение с результатами Сандейджа. Соответствующие данные собраны в табл. 3. Видно, что найденные цвета точечного компонента отличаются довольно сильно. По-видимому, предпочтение должно быть отдано цветам, выведенным в настоящей работе, поскольку они получаются непосредственно из наблюдательных данных без каких бы то ни было предположений. Далее, цвета галактической подложки, полученные нами, оказываются более голубыми, чем у гигантских эллиптических галактик. В этом случае лежащее в основе методов Сандейджа использование кривой нарастания блеска, верной только для гигантских эллиптических галактик, может привести к ошибкам. Из рис. 3 видно, что лишь при значении поглощения, существенно меньшем, чем принятое Сандейджем, можно получить для галактической подложки цвета, соответствующие гигантской эллиптической галактике. В общем представляется, что выполненное нами разделение является более обоснованным.

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ САНДЕЙДЖА ДЛЯ 3C 371

	$(B-V)^{var}_{набл}$	$(U-B)^{var}_{набл}$	$V^{г}_{набл}$	$(B-V)^{г}_{z=0}$	$(U-B)^{г}_{z=0}$
Сандейдж [3]	+0.56	−0.45	15.89	+0.95*	+0.62*
Наст. работа	+0.42	−0.60	15.61	+0.88	+0.42

* Эти значения приняты Сандейджем за основу при разделении компонентов.

Для 3C 390.3 решение имеется лишь при большем значении поглощения; при значении же, принятом Сандейджем, решения нет. Полученные нами цвета — это цвета гигантской эллиптической галактики. Отметим, что для обоих объектов исправленные интегральные величины ($V_{26} - A_V - K_V$) получаются (если брать апертурную поправку Сандейджа) близкими к тем, которые дает Сандейдж. У нас это либо $14\overset{m}{.}09$, либо $13\overset{m}{.}91$ для 3C 371 (у Сандейджа $13\overset{m}{.}95$) и $14\overset{m}{.}54$ для 3C 390.3 (у Сандейджа — $14\overset{m}{.}57$).

Для галактической подложки у NGC 4151 полученные при разделении компонентов цвета также близки к цветам эллиптической галактики.

Хотя известно, что NGC 4151 представляет собой пересеченную спираль, полученный результат можно объяснить тем, что 27″ диафрагма охватывает только область ядра и бара, которые, как известно, всегда оказываются очень красными. Возможно, однако, и другое истолкование (см. ниже).

В случае 3С 120 решения нет, причем кривые 2 лежат существенно левее кривой $\beta=\varphi(\alpha)$ и пересечения можно добиться лишь для неоправданно большого значения A_V. Таким образом, рассматриваемая двухкомпонентная модель (*нормальная* галактика + переменный точечный источник с постоянным распределением энергии) в случае 3С 120 оказывается неприменимой. Поскольку на рис. 1 наблюдаемые точки лежат на прямых достаточно хорошо и характеристики выделенного точечного источника не являются необычными (см. табл. 2), дело, видимо, во втором компоненте, т. е. подстилающая галактика не является нормальной. Указание на это можно найти, например, в работе Комберга и Лютого [16], которые считают, что в 3С 120 есть дополнительный высокотемпературный источник теплового излучения, дающий горб в ультрафиолете.

4. *Заключительные замечания.* В заключение еще раз подчеркнем, что предложенная методика разделения компонентов в излучении переменных внегалактических источников работает только в том случае, когда подстилающая галактика является нормальной. Если есть основания считать, что цвета ее как-то искажены, то методику надо применять с осторожностью. Одной из причин искажения цветов может быть наличие сильного эмиссионного спектра, влияние которого (при умеренных красных смещениях) больше всего сказывается на блеске в полосе U, куда попадает бальмеровский континуум и высшие члены бальмеровской серии, так что цвет $U—B$ становится более голубым. Следовательно, на рис. 3 кривые $\beta=\varphi(\alpha)$ должны пройти существенно выше.

Среди рассмотренных нами объектов три (кроме 3С 371) показывают эмиссионные спектры, и в тех случаях, когда решения нет, подъем кривой $\beta=\varphi(\alpha)$ может привести к тому, что соответствующие кривые пересекутся, а в тех случаях, когда пересечение есть, точка пересечения сместится в сторону галактик более поздних типов. Отметим, что для NGC 4151 горб в ультрафиолете, обусловленный бальмеровской эмиссией, был выделен Оуком и Сарджентом [17].

Оценка влияния эмиссии и усовершенствование предложенной методики разделения компонентов в случае объектов с сильным эмиссионным спектром будет служить предметом специального исследования. Применимость же ее к объектам без эмиссии, либо со слабой эмиссией сомнения не вызывает. Такими объектами являются лацертиды, представленные в данной статье объектом 3С 371.

Автор выражает благодарность студенту С. М. Латушко, вычислившему по его просьбе коэффициенты *a*, *b*, *c*, *d*.

Ленинградский государственный
университет

ON THE SEPARATION OF COMPONENTS OF RADIATION OF VARIABLE EXTRAGALACTIC SOURCES

V. A. HAGEN-THORN

Within the framework of a two-component model of variable extragalactic sources (normal galaxy + variable point source with constant spectral energy distribution) a method is proposed of separation of the components of its radiation. The method is illustrated by several examples of its application.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. R. Sandage*, Pontif. Acad. Sci. Scripta Varia, 35, 271, 1971.
2. *М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, В. М. Лютый*, Астрофизика, 8, 509, 1972.
3. *A. R. Sandage*, Ap J., 180, 687, 1973.
4. *Th. F. Adams*, Ap. J, 188, 463, 1974.
5. *B. E. Westerlund, G. Wlèrick, R. Garnier*, Astron., Astrophys., 105, 284, 1982.
6. *J. Cholonlewski*, Acta Astronomica, 31, 293, 1981.
7. *В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева*, Астрофизика, 22, 5, 1985.
8. *H. L. Johnson* Com. LPL, 3, 73, 1965.
9. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin*, Mem. Roy. Astron. Soc., 77, 1, 1972.
10. *W. D. Pence*, Ap. J., 203, 39, 1976.
11. *A. R. Sandage*, Ap. J, 178, 25, 1972.
12. *S. L. O'Dell, J. J. Puschell, W. A. Stein, J. W. Warner*, Ap. J., Suppl. ser., 38, 267, 1978.
13. *В. М. Лютый*, Астрон. ж., 49, 930, 1972.
14. *В. М. Лютый*, Астрон. ж., 54, 1153, 1977.
15. *Г. В. Зайцева, В. М. Лютый*, Астрон. ж., 46, 237, 1969.
16. *Б. В. Комберг, В. М. Лютый*, Астрон. цирк., № 735, 1, 1972.
17. *Дж. Б. Оук, У. Л. У. Сарджент*, Нестационарные явления в галактиках, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1968, стр. 91.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.6

КРИВАЯ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИКИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ГИДРОКСИЛА

И. Г. КОЛЕСНИК, Л. В. ЮРЕВИЧ

Поступила 13 июня 1984
Принята к печати 11 января 1985

На основании зависимости параметров линий поглощения молекулярных облаков ОН от расстояния до них определена кривая вращения Галактики до галактоцентрических расстояний 16 кпс. Результаты представлены отдельно для двух галактоцентрических квадрантов, граничащих по прямой центр Галактики—Солнце. Полученная кривая вращения повторяет закономерности кинематики Галактики, установленные по другим молекулам, тем самым показывая эффективность применения наблюдаемых параметров линий поглощения гидроксила для определения расстояний до молекулярных облаков в Галактике. По положению центрального пика кривой вращения оценено расстояние Солнца от галактического центра $R_0 \sim 8.5$ кпс. Масса Галактики внутри радиуса 100 кпс, вычисленная из распределения скорости вращения, составляет $\sim 3 \cdot 10^{12}\ M_{\odot}$.

1. *Введение.* Определение кривой вращения Галактики независимыми способами до больших расстояний имеет важное значение для изучения кинематики и распределения массы Галактики. Последние результаты наблюдений в линиях СО показали, что скорость кругового движения в Галактике $V(R)$ увеличивается с удалением за галактоцентрический радиус Солнца и на рассстоянии $R \sim 15—16$ кпс достигает значения ~ 300 км/с [1]. Подъем кривой вращения на этих расстояниях дает также изучение кинематики нейтрального водорода по излучению на 21 см [2].

В данной работе приводятся результаты исследования кривой вращения Галактики, полученные на основе обзора галактической плоскости в линиях ОН [3]. Как было показано в работе [4], наблюдаемые параметры радиолинии поглощения гидроксила — полуширина Δv и глубина T_A образуют некоторую величину $\delta = \sqrt{\Delta v / T_A}$, линейно возрастающую с расстоянием r до молекулярного облака. Применение зависимости $\delta(r)$ позволяет независимым способом определять расстояния до молекулярных облаков в Галактике, не привязываясь к какой-либо кинематической модели. Используя определенные по $\delta(r)$ расстояния совместно с лучевыми скоростями облаков из работы [3], получаем возможность непосредственного определения кривой вращения Галактики $V(R)$ [5]. Данный метод определения $V(R)$ позволяет исследовать как закономерности вращения Галактики в целом, так и движения в выделенных секторах и направлениях.

Методика определения расстояний по линиям поглощения OH рассмотрена во втором разделе. Третий раздел описывает способ получения кривой вращения, в четвертом приводятся обсуждение результатов и сравнение их с другими данными по кинематике Галактики; обсуждается величина расстояния Солнца от центра Галактики. В пятом разделе приведено сравнение кривой вращения OH с тангенциальной кривой вращения CO и с кривой вращения H I, делаются выводы относительно особенностей поведения кривой вращения OH. В шестом разделе рассмотрено распределение массы Галактики и седьмой содержит выводы, полученные на основании проведенного исследования.

2. *Методика определения расстояний по линиям поглощения OH.* При анализе данных обзора галактической плоскости в линиях OH было получено [4], что величина $\delta = \sqrt{\Delta v/T_A}$, связывающая между собой полуширину линии поглощения Δv и ее глубину T_A, показывает систематический рост с увеличением расстояния до молекулярных облаков. С хорошей точностью зависимость δ от r аппроксимируется прямой линией.

Полученная зависимость имеет теоретическое обоснование. В турбулентных молекулярных облаках скорость турбулентности, которая определяет ширины наблюдаемых линий, увеличивается с размером облака L по закону $\Delta v \propto L^{\beta}$, где $\beta \approx 0.4-0.5$. Переходя от L к r-расстоянию до наблюдаемого облака, получим $\Delta v \propto r^{\beta}$, причем анализ наблюдательных данных линий OH дает $\beta = 0.47$ [4]. С другой стороны, антенная температура линии поглощения, формирующейся в турбулентном облаке, состоящем из отдельных плотных комков, пропорциональна телесному углу Ω_C, под которым наблюдается один такой комок [4]. Поскольку Ω_C уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния до облака, получаем, что в идеальном случае $T_A \propto r^{-2}$. Этим обосновывается полученный эмпирический результат, связывающий величину $\delta = \sqrt{\Delta v/T_A}$ с расстоянием до облака.

Поскольку в турбулентных облаках $\beta \approx 0.5$, можно ожидать, что более близкую к линейной зависимости будет давать величина

$$D = \left(\frac{\Delta v^2}{T_A}\right)^{1/3}. \quad (1)$$

На рис. 1 показана зависимость $D(r)$, построенная для линий поглощения ОН на частоте 1665 МГц по данным табл. 1 из работы [4]. Такая же зависимость была рассмотрена для линий поглощения на частоте 1667 МГц. В обоих случаях получаем линейный вид зависимости параметра D от расстояния r:

$$D_{1665} = 0.54 \cdot r + 2.24,$$
$$D_{166} = 0.51 \cdot r + 1.97. \tag{2}$$

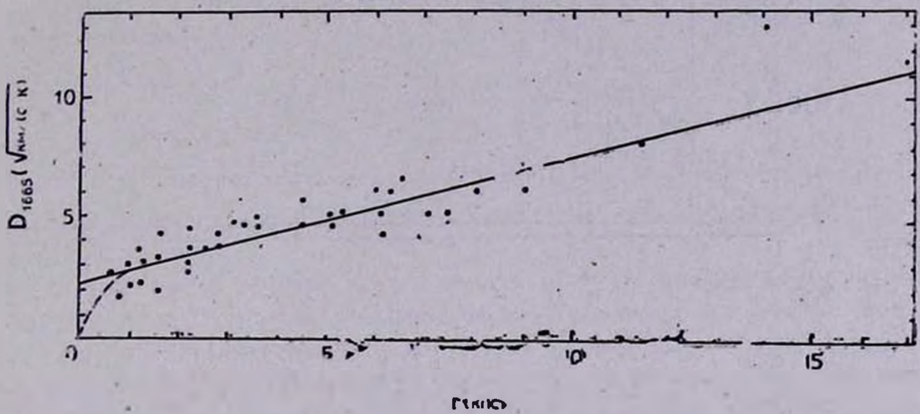

Рис. 1. Зависимость параметра линии поглощения ОН $D = (\Delta v^2/T_A)^{1/3}$ от гелиоцентрического расстояния облака r для частоты 1665 МГц. Прямая линия изображает линейную зависимость (2), штриховая линия — степенная аппроксимация $D(r) = 2.5 \cdot \sqrt{r}$.

Выражения (2) использовались для определения расстояний облаков ОН от Солнца. Во избежание получения отрицательных расстояний $r(D)$ при $D_{1665} < 2.24$ и $D_{1667} < 1.97$ линейная зависимость для малых D была заменена на степенную вида $D(r) = 2.5 \cdot \sqrt{r}$ (она показана на рис. 1 штриховой линией).

Наблюдаемые параметры линий поглощения ОН на частотах 1665 и 1667 МГц для 1138 облаков взяты из работы [3]. Для облаков, которые одновременно наблюдались на двух частотах, в качестве расстояний принималось среднее из величин, определенных по зависимостям на 1665 и 1667 МГц. При расстояниях от Солнца в пределах до 10 кпс среднеквадратическая ошибка определения расстояний до облаков составляет ± 1—1.5 кпс.

Определенные таким способом гелиоцентрические расстояния r совместно с известными лучевыми скоростями облаков V_{rad} образуют поле лучевых скоростей облаков в плоскости Галактики, на основании которого определялась кривая вращения $V(R)$.

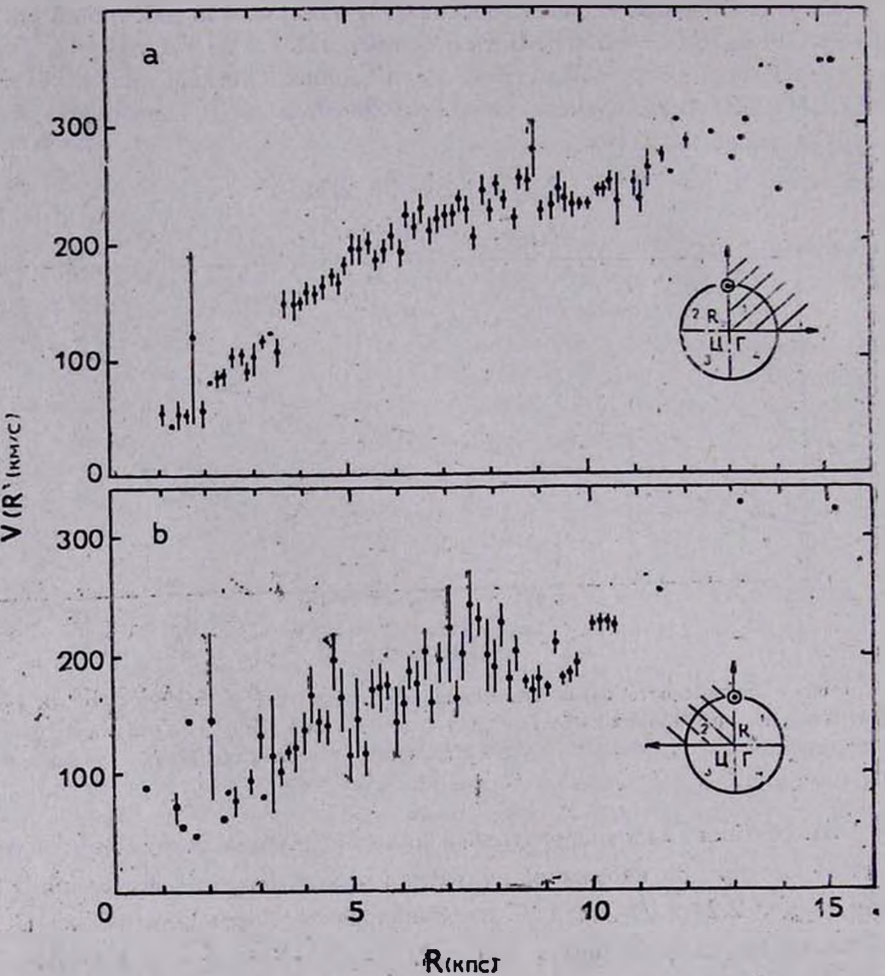

Рис. 2. Кривые галактического вращения по линиям поглощения OH для 1 (a) и 2 (b) галактоцентрических квадрантов. Области Галактики, к которым относятся данные кривые вращения, отмечены штриховкой в нижней части рисунков. Вертикальные черточки — дисперсии средневзвешенных значений в радиальных кольцевых зонах шириной 160 пс внутри квадрантов. Значения без дисперсии соответствуют единичным определениям скорости вращения. $R_0 = 10$ кпс, $V_0 = 230$ км/с.

3. *Определение кривой вращения Галактики.* Примем, что движение облаков в Галактике происходит по круговым орбитам. Тогда для определения угловой скорости вращения $\omega(R)$ по методу Камма [6] имеем:

$$\omega(R) = \omega_0 + \frac{V_{rad}}{R_0 \cdot \sin l \cdot \cos b}. \qquad (3)$$

Здесь ω_0 — угловая скорость вращения в окрестностях Солнца, V_{rad} — лучевая скорость облака, R_0 — расстояние Солнца от центра Галактики, l и b — галактические координаты облака. Галактоцентрические расстояния облаков R равны

$$R = (R_0^2 + r^2 \cdot \cos^2 b - 2 \cdot R_0 \cdot r \cdot \cos l \cdot \cos b)^{1/2}, \tag{4}$$

где $r = r(D)$.

Линейная скорость вращения Галактики $V(R)$ определялась при помощи выражения

$$V(R) = \omega_0 \cdot R + \frac{V_{rad}}{\sin l \cdot \cos b} \cdot \frac{R}{R_0}. \tag{5}$$

Вычисления проводились при различных значениях параметров R_0 и ω_0. R_0 изменялось от 7 до 10 кпс через 1 кпс, ω_0 — от 22 до 26 км/(с·кпс) через 1 км/(с·кпс).

Рассмотрены кривые вращения для двух галактоцентрических квадрантов — 1 и 2 (см. рис. 2). При этом из всего массива данных по линиям поглощения OH, содержащихся в обзоре Тернера [3], в первый галактоцентрический квадрант согласно формулам (2) попадает 740 облаков, во второй — 242 облака. Небольшое количество облаков, которые попадают в 3 и 4 галактоцентрические квадранты, при определении кривой вращения не рассматривалось.

Полученные кривые вращения Галактики для квадрантов 1 и 2 представлены на рис. 2 при $R_0 = 10$ кпс и $V_0 = 230$ км/с. Каждая точка на рисунке соответствует значению скорости, средневзвешенной по радиальной кольцевой зоне внутри квадранта. Ширина кольцевой зоны равна 160 пс. Веса отдельных значений $V(R)$ принимались в соответствии с точностью вычисления r по зависимости (2): если расстояние до облака определено по линии поглощения на одной из двух частот, вес принимался равным 1, если по линиям на двух частотах — равным 2. После нахождения среднего взвешенного в каждой кольцевой зоне и его дисперсии σ (рис. 2, вертикальные черточки) в рассмотрении учитывались только значения $V(R)$, уклонения которых от средневзвешенного не превосходят значения 3σ. На рисунке представлены средневзвешенные значения таких величин.

Обе кривые в целом повторяют основные закономерности кинематики Галактики в I и IV галактических квадрантах [2], которые будут обсуждаться в следующих разделах. Бо́льшая дисперсия значений $V(R)$ во втором квадранте (рис. 2b) по сравнению с первым (рис. 2а) объясняется меньшим массивом значений $V(R)$ в этом квадранте (242 против 740 в первом квадранте).

На рис. 3 представлена кривая вращения Галактики, вычисленная таким же способом на основании данных, объединенных из 1 и 2 галактоцентрических квадрантов. Она аппроксимирована полиномом 5-й степени. Здесь же приведены кривые вращения Галактики, определенные по скоростям H I [7], CO + H I [8], CO [1].

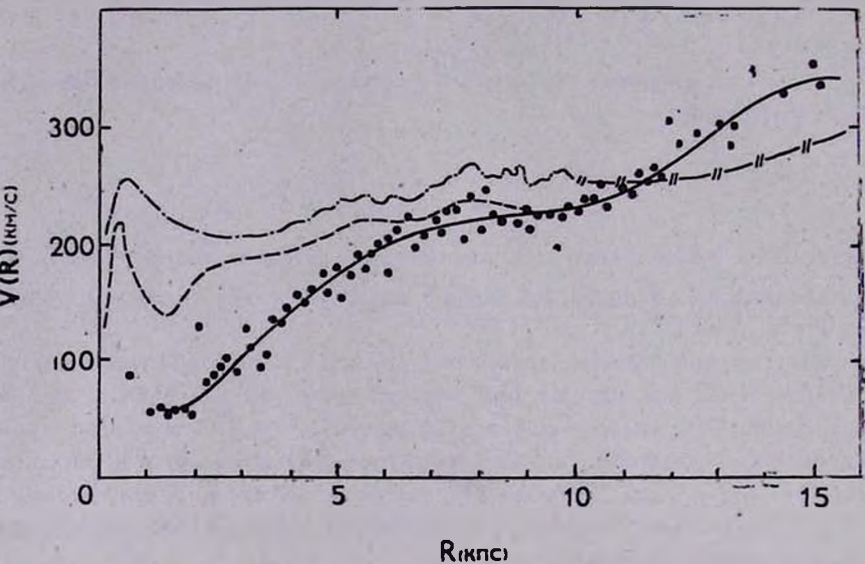

Рис. 3. Кривая вращения по линиям поглощения OH, полученная на основании данных для 1 и 2 галактоцентрических квадрантов (точки). Сплошная линия — аппроксимация полиномом 5-й степени. Приведены также кривые вращения других авторов.
—·— OH } $R_0 = 10$ кпс ; —·— CO + H I [8]} $R_0 = 10$ кпс
--- H I [7]} $V_0 = 230$ км/с ; —"— CO [1]} $V_0 = 250$ км/с.

4. *Поведение кривой вращения.* На кривой вращения Галактики (рис. 2) можно выделить три характерные области: а) область галактоцентрических расстояний $R < 5$ кпс, б) область $5 < R < 12$ кпс, в) область $R > 12$ кпс. Рассмотрим эти три области в отдельности.

Область а. В ней наблюдается наиболее быстрый подъем скорости вращения, которая нарастает от 50 до ~ 200 км/с. По сравнению с кривыми вращения H I [7] и CO + H I [8] в этой области кривая вращения OH проходит ниже на ~ 50 км/с. Подобное уменьшение скорости вращения к центру Галактики также намечается в кривой вращения [2], определенной на основании всего профиля линии излучения нейтрального водорода (см. рис. 4).

В этой области кривая вращения имеет центральный пик. По расстоянию этого пика от центра Галактики R_p можно определить величину R_0. Оказалось, что при изменении параметра R_0 при вычислениях кривой вращения, согласно выражению (5), от 7 до 10 кпс величина R_p систематически возрастает. Так, при $R_0 = 7$ и 7.5 кпс пик отсутствует (он попадает за центр Галактики) и появляется при $R_0 = 8$ кпс. При увеличении R_0 до 10 кпс R_p возрастает до ~ 1.7 кпс. Принимая, что центральный пик кривой вращения находится на расстоянии $R_p = 0.7$ кпс [8], получаем величину $R_0 = 8.5$ кпс. Обсуждению задачи определения величины R_0 будет посвящена отдельная работа.

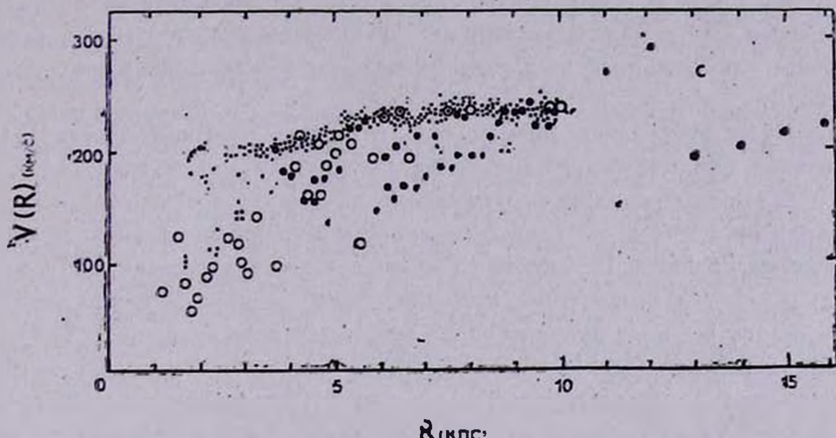

Рис. 4. Тангенциальные кривые вращения Галактики по данным OH и CO [8] для одной и той же области Галактики, соответственно, белые кружки и точки. Черные кружки — кривая вращения, полученная с использованием всего профиля линии излучения H I [2] для I галактического квадранта с учетом расширения.

Область б. Здесь скорость кругового движения изменяется более плавно и нарастает от ~ 200 до ~ 260 км/с. На этом участке кривой вращения отмечается наилучшее согласие волноподобного хода кривой вращения OH с аналогичным поведением кривой вращения CO [8] (штрих-пунктирная кривая на рис. 3). Меньшие значения скоростей кругового движения OH по сравнению с кривыми вращения H I [7] и CO+ + H I [8] объясняются как меньшими значениями ω_0 (23 км/ с кпс против 25 км/с кпс в работе [8]), так и эффектом использования всего поля лучевых скоростей (см. раздел 5), приводящего к меньшим скоростям вращения по сравнению со скоростями, получаемыми на основании одних максимальных лучевых скоростей в тангенциальных точках.

Область в. Последние исследования кинематики Галактики в области за пределом галактической орбиты Солнца ($R > R_0$), показывают, что кривая вращения здесь продолжает дальнейший рост [1, 2, 9] вплоть до галактоцентрических расстояний $R = 20$ кпс. При этом значения $V(R)$

превосходят 300 км/с. Кривая вращения OH в этой области также показывает подъем, и на расстоянии $R \sim 16$ кпс скорость возрастает до 340 км/с. Отметим также, что градиент скорости кривой вращения OH на этом участке близок к градиенту скорости кривой вращения H I [2]. Такой крутой подъем скорости вращения свидетельствует о преобладающем твердотельном вращении Галактики в периферийных областях, а, значит, является веским аргументом в пользу наличия у Галактики массивной галактической короны [10].

Таким образом, кривая вращения Галактики, полученная по линиям поглощения OH, в целом повторяет закономерности поведения кривых вращения, полученных по другим молекулам с использованием разных способов.

Как уже отмечалось, вблизи галактического центра скорость вращения кривой OH меньше скоростей, полученных из кинематики H I и CO [7, 8]. В этом случае обратим внимание на то, что сравниваемые кривые вращения определены не только по скоростям разных молекул, но также для разных областей Галактики. Так, если кривая вращения OH получена для всего галактоцентрического квадранта (1 или 2) и при этом использовалось все поле лучевых скоростей, то кривые вращения [7, 8] фактически определены только для небольшого участка квадранта — узкого коридора тангенциальных точек, и при этом использовались только максимальные лучевые скорости в каждом направлении. Результаты, получаемые на основании всего профиля радиолинии нейтрального водорода [2], также показывают меньшие значения скорости вращения и более крутое убывание скорости к центру Галактики по сравнению с кривыми вращения [7, 8]. Как будет видно из дальнейшего, отмеченные расхождения связаны с эффектом выборки лучевых скоростей и влиянием радиального расширения газа в Галактике.

5. *Тангенциальная кривая вращения OH.* Будем называть тангенциальной кривой вращения Галактики кривую изменения скорости вращения в коридоре геометрического места тангенциальных точек, в которых радиус-вектор r_t касателен к галактоцентрическим окружностям радиуса R. Центральная линия такого коридора определяется выражением $r_t = R_0 \cdot \cos l$.

Для построения тангенциальной кривой вращения OH из массива данных $V(R)$ первого галактоцентрического квадранта были выделены те значения $V_K(R)$, которые характеризуют движение облаков, находящихся в таком тангенциальном коридоре определенной ширины. С учетом возможных ошибок при вычислении r_t по зависимости $D(r)$ и для обеспечения представительности значений $V_K(R)$ в радиальных кольцевых зонах (как и прежде. с шириной 160 пс) полуширина коридора по лучу зрения была принята равной 1.25 кпс. Затем, как и в методе получения кривой вращения по максимальным скоростям в тангенциальных точках, из значений $V_K(R)$ в каждой кольцевой зоне были выбраны значения $V^t(R) = \max V_K(R)$, которые и описывают тангенциальную кривую вращения OH. Ее значения представлены на рис. 4 белыми кружками. Здесь же точками изображена кривая вращения, построенная по тангенциальным значениям скоростей CO ([8], рис. 2). Черными кружками на рисунке показана кривая вращения H I, построенная на основании данных работы [2] для первого галактического квадранта с учетом расширения. Для всех этих кривых принято $R_0 = 10$ кпс и $\omega_0 = 23$ км/с·кпс.

Проводя сравнение с данными CO, следует обратить внимание, что на долготах $l < 20°$ основная часть излучающего газа показывает падение лучевой скорости с уменьшением долготы, и только небольшая доля облаков наблюдается на высоких лучевых скоростях [8]. В результате на кривой вращения CO на расстояниях меньше 4 кпс получаются две ветви: одна ветвь связана с основной массой излучающего газа, показывая уменьшение скорости вращения к центру, и вторая соответствует меньшей доле высокоскоростных облаков, приводящих скорости вращения на плато при значении около 200 км/с. Из рис. 4 видно, что в диапазоне расстояний 2—10 кпс тангенциальная кривая вращения OH хорошо согласуется с кривой вращения CO, соотвествующей основной массе излучающего газа.

Полученная нами кривая вращения OH также хорошо согласуется с данными работы [2], где кривая вращения Галактики построена по всему профилю линии излучения нейтрального водорода на основании метода, разработанного в работе [11].

Полученный результат также можно рассматривать как доказательство эффективности использования величины $D(r)$ для определения расстояний до молекулярных облаков в Галактике.

6. *Масса Галактики.* На основании полученной кривой вращения оценим массу Галактики, следуя работе [12]. Для гравитационного потенциала диска Тумре с индексом $n = 0$ скорость вращения определяется выражением

$$V(R) = C_1[1 + a^2/R^2 + (a/R)(1 + a^2/R^2)^{1/2}]^{-1/2} \tag{6}$$

и масса диска внутри радиуса R

$$M(R) = (C_1^2 \cdot R/G)[(1 + a^2/R^2)^{1/2} - a/R]. \tag{7}$$

Здесь G_1 — гравитационная постоянная, константы C_1 и a определялись подбором при аппроксимации кривой вращения OH (рис. 3) выражением

(6) методом наименьших квадратов. Полученные значения равны $C_1 = 392$ км/с и $a = 7.0$ кпс.

Поскольку кривая вращения получена нами до расстояний $R \sim 16$ кпс, то можно уверенно судить по ней о массе диска Галактики, заключенной в объеме с данным радиусом. Тогда M (16 кпс) $= 3.7 \cdot 10^{11}\ M_{\odot}$. Принимая, что выражение (6) описывает кривую вращения Галактики до расстояний 100 кпс, получим оценку массы Галактики в этих пределах: M (100 кпс) $= 3 \cdot 10^{12}\ M_{\odot}$. На рис. 5 сплошной линией изображено распределение массы в Галактике по данным кривой вращения OH. Здесь же точками отмечены отдельные определения массы внутри соответствующих радиусов согласно работе [13]. Видно, что проведенная экстраполяция кривой вращения до больших расстояний хорошо согласуется с другими определениями массы Галактики.

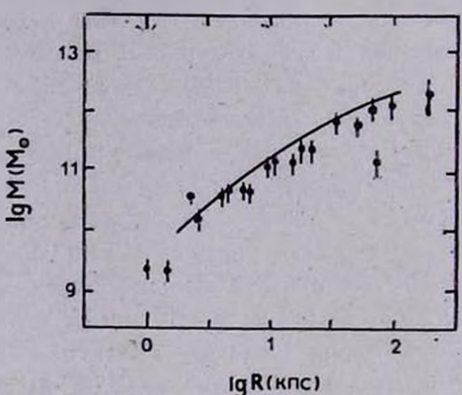

Рис. 5. Масса Галактики внутри радиуса R (сплошная линия) по данным кривой вращения OH, изображенной на рис. 3. Кружки с вертикальными черточками (их дисперсия) — отдельные определения массы согласно работе [13].

Таким образом, изучение закономерностей вращения Галактики на основании данных для облаков OH приводит к выводу, что в Галактике должно присутствовать большое количество темного вещества, масса которого в 10 раз превышает массу видимой материи.

7. *Основные выводы:* 1) Построена кривая вращения Галактики в диапазоне галактоцентрических расстояний до 16 кпс с использованием зависимости величины $D = (\Delta v^2/T_A)^{1/3}$ от расстояния. Полученная кривая вращения содержит все главные особенности, имеющиеся на кривых вращения Галактики, определенных по другим молекулам. Этот результат можно рассматривать как еще одно обоснование эффективности использования предложенного метода определения расстояний до молекулярных облаков в Галактике.

2) Показано, что кривая вращения ОН хорошо согласуется с результатами определения скоростей вращения Галактики по линиям излучения CO и H I. Следует подчеркнуть, что в рассмотренном нами способе построения тангенциальной кривой вращения получаемые скорости не подвержены влиянию радиальных движений газа, которые могут быть особенно существенны в центральных частях Галактики. Действительно, в тангенциальных точках направление скорости расширения перпендикулярно лучу зрения, поэтому она не вносит вклад в определяемую скорость вращения. С другой стороны, нетрудно показать, что радиальные движения могут только уменьшить относительно действительных величины скоростей вращения, получаемых при помощи зависимости $D(r)$ во внутренних частях первого галактоцентрического квадранта. В то же время обычно применяемые методы определения кривой вращения Галактики приводят к завышенным скоростям, которые нуждаются в поправках за этот эффект. Это обосновывает целесообразность проведенного сравнения кривой вращения ОН с исправленными за расширение кривыми вращения Галактики из работ [2, 7].

3) На кривой вращения, полученной по скоростям облаков ОН, выявляется центральный пик скорости, положение которого в нашем методе определения $V(R)$ зависит от принимаемого галактоцентрического расстояния Солнца R_0. Показано, что согласующиеся результаты получаются при $R_0 \sim 8.5$ кпс.

4) При $R > R_0$ кривая вращения продолжает возрастать, достигая на расстоянии 6 кпс от Солнца скорости 340 км/с. Это обстоятельство свидетельствует о наличии массивного темного гало в Галактике. Как показано в работе [14], увеличение скорости вращения с расстоянием за пределами орбиты Солнца может быть частично объяснено радиальными движениями газа. Исключая эти скорости, можно получить на больших расстояниях плоскую кривую вращения, подобную наблюдаемым в других спиральных галактиках [15].

5) Получено распределение массы в Галактике, исходя из кривой вращения ОН. Показано, что если полученный вид кривой вращения сохранится до расстояния 100 кпс, то масса Галактики внутри этого радиуса будет равна $3 \cdot 10^{12}\ M_\odot$. Этот вывод согласуется с различными определениями массы по шаровым скоплениям и ближайшим галактикам.

Выражаем благодарность Я. Э. Эйнасто за обсуждение результатов и предоставленную возможность познакомиться с работой У. А. Хауда [14] до ее опубликования.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE GALACTIC ROTATION CURVE FROM OH SURVEY

I. G. KOLESNIK, L. V. YUREVICH

The Galactic rotation curve up to 16 kpc has been determined using the relation between parameters of OH molecular absorption features of the clouds and distance to the clouds. The data are presented separately for the galactocentric quadrants adjacent along the line connecting the Galactic center and the Sun. The rotation curve obtained follows kinematic behaviour of the Galaxy which has been determined from other interstellar molecules thus demonstrating the effective determination of distances to the molecular clouds in the Galaxy on the basis of observed hydroxyl absorption features. From the position of the central peak in the rotation curve the Sun galactocentric distance was estimated to be ~ 8.5 kpc. The mass of the Galaxy interior to 100 kpc from the Galactic center is $\sim 3 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, as was derived from the rotational velocity distribution.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Blitz*, Ap. J., 231, L 115, 1979.
2. *Н. К. Бектасова, И. В. Петровская*, Труды АО ЛГУ, 38, 127, 1983.
3. *B. E. Turner*, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 37, 1, 1979.
4. *И. Г. Колесник, Л. В. Юревич*, Астрофизика, 19, 761, 1983.
5. *Л. В. Юревич*, Тезисы докладов конференции «Структура галактик и звездообразование», Киев, 1983, стр. 20.
6. *П. Г. Куликовский*, Звездная астрономия, Наука, М., 1978.
7. *У. А. Хауд*, Письма АЖ, 5, 124, 1979.
8. *W. B. Burton, M. A. Gordon*, Astron. Astrophys., 63, 7, 1978.
9. *P. D. Jackson. M. P. FitzGerald, A. F. J. Moffat*, IAU Symp. No. 84, The Large-Scale Characteristics of the Galaxy. ed. W. B. Burton, Dordrecht, Reidel, 1979.
10. *D. Downes, R. Gusten*, Mitt. Astron, Ges., 57, 207, 1982.
11. *Т. А. Агекян, И. В. Петровская, Б. И. Фесенко*, Астрон. ж., 41, 1027, 1964.
12. *S. T. Gottsman J. H. Hunter, Jr., J. B. Ball*, IAU Symp. No. 100. Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, ed. E. Athanassoula, Dordrecht, Reidel, 1983.
13. *S. M. Faber. J. S. Gallagher*. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 135, 1979.
14. *U. A. Haud*, Astrophys. Space Sci., 104, 337, 1984.
15. *V. C. Rubin*, IAU Symp. No. 100, Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, ed. E. Athanassoula, Dordrecht, Reidel, 1983.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.77—726+533.951.3

О САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК. II. ПЛАЗМЕННАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ

М. В. КОНЮКОВ

Поступила 15 июля 1982
Принята к печати 10 декабря 1984

Показано, что получение распределения гидродинамических параметров плазмы скопления при политропном уравнении состояния, в конечном счете, сводится к решению краевой задачи для гравитационного потенциала самосогласованного поля. Модель плазменной составляющей в этом случае определяется тремя основными параметрами. Получены уравнения, определяющие распределение ионов по плазме скопления в условиях диффузионного равновесия для ионов. Найдены основные типы решений для плазменной составляющей. Построен алгоритм решения задачи для самосогласованной модели с учетом ионного состава плазмы.

1. *Постановка задачи.* При моделировании плазменной составляющей скопления галактик используется схема, представляющая собою обобщение предложенной в [1, 2]. В ее основе лежат следующие предположения:

а) Для плазменной составляющей имеет место гидродинамическое приближение*.

б) Состояние плазмы определяется гидродинамическими переменными (массовой плотностью, гидродинамической скоростью и температурой) и числовыми плотностями ионов, входящих в состав плазмы. Уравнения для них получаются из системы кинетических уравнений для различных сортов ионов методом Энскога—Чепмена [3—5].

в) Имеют место процессы, обеспечивающие политропную зависимость давления плазмы от плотности [6].

г) Взаимодействие галактической и плазменной составляющих осуществляется лишь через самосогласованное гравитационное поле.

д) Самосогласованные электрическое и гравитационные поля существенным образом сказываются на плазменной составляющей.

з) Для различных сортов ионов имеет место:

---

* Средний свободный пробег частиц плазмы по отношению к кулоновским столкновениям для межгалактической плазмы скопления $\approx 10^2$ больше характерного размера скоплений, что дает основания для использования гидродинамического приближения.

— либо одинаковая политропная зависимость парциальных давлений от плотностей для различных сортов ионов;

— либо политропная зависимость давления от плотности только для плазмы в целом; входящие в состав плазмы ионы находятся в диффузионном равновесии;

— либо политропная зависимость давления от плотности только для ионов, определяющих основной вклад в плотность плазмы; остальные ионы находятся в диффузионном равновесии.

Гидродинамические переменные, используемые при описании гидростатического равновесия квазинейтральной плазмы в гравитационном поле с безразмерным потенциалом ψ, определяются системой дифференциальных уравнений гидростатики

$$\frac{1}{\nu}\frac{d\pi}{d\xi} = -\alpha_0\frac{d\psi}{d\varphi}, \quad \pi = \nu\tau, \quad \pi = \nu^{\varkappa}, \tag{1}$$

где $\xi = r/r_0$ — безразмерное расстояние от центра, $\nu = \rho/\rho_{\rho_0}$ — безразмерная массовая плотность плазмы, $\pi = p/p_0$ — безразмерное давление плазмы ($p_0 = n_{\rho_0}kT_0$ — давление, T_0 — температура, n_{ρ_0} — числовая плотность в центре скопления), $\tau = T/T_0$ — безразмерная температура, $\varkappa$ — показатель политропы, а α_0 — безразмерный параметр задачи

$$\alpha_0 = 2\bar{m}V_0^2/kT_0. \tag{2}$$

Система (1) имеет первый интеграл и с его использованием определение распределения гравитационного потенциала по скоплению сводится к решению следующей краевой задачи:

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}\right) = -A_0\nu_g(\xi) - B_0\left[1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}(\psi_0-\psi)\right]^{\frac{1}{\varkappa-1}},$$

$$\xi = 0, \quad \frac{d\psi}{d\xi} = 0, \tag{3}$$

$$\xi = \xi_*, \quad \psi_* = \frac{1}{\xi_*}\left\{A_0\int_0^{\xi_g}\nu_g(\xi)\,\xi^2 d\xi + B_0\int_0^{\xi_p}\nu[\psi(\xi)]\,\xi^2 d\xi\right\},$$

где $\xi_* = \max(\xi_g, \xi_p)$ — граница скопления, $\nu_g(\xi)$ — плотность галактической составляющей (известная функция ξ; $\xi \geqslant \xi_g \nu_g(\xi) = 0$), ξ_p — точка обращения в нуль плотности плазменной составляющей, а A_0 и B_0 — безразмерные параметры задачи

$$A_0 = 4\pi J r_0^2\rho_0/2V_0^2, \quad B_0 = A_0\cdot\rho_{\rho_0}/\rho_0 \tag{4}$$

(r_0 — характерный размер задачи, ρ_0 и ρ_{p_0} — плотности галактической и плазменной составляющих в центре, V_0 — характерное значение скорости для галактической составляющей). При известном распределении потенциала $\psi(\xi)$ распределение плотности и температуры плазмы определяется формулами

$$\nu(\xi) = \left\{1 - \alpha_0 \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} [\psi_0 - \psi(\xi)]\right\}^{1/(\varkappa-1)}, \tag{5}$$

$$\tau(\xi) = 1 - \alpha_0 \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} [\psi_0 - \psi(\xi)], \tag{6}$$

(заметим, что ψ_0 является решением задачи и нами рассматриваются только случаи, в которых плазма удерживается самосогласованным гравитационным полем $1 - \alpha_0(\varkappa - 1)\psi_0/\varkappa < 0$).

Решение краевой задачи (3) вместе с вычислением плотности и температуры по формулам (5) и (6) эквивалентно:

а) решению задачи Коши

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\tau}{d\xi}\right) = -\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}A_0\nu_g(\xi) - \alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}B_0\tau^{1/(\varkappa-1)}, \tag{7}$$

$$\xi = 0, \quad \tau = 1; \quad \frac{d\tau}{d\xi} = 0,$$

достигающему нуля на конечном расстоянии от центра скопления ($\tau(\xi)$ — решение уравнений в гидродинамическом приближении и в окрестности точки $\xi = \xi_p$, где $\nu(\xi_p) = \tau(\xi_p) = 0$ оно нарушается, поэтому решение задачи (7) следует заканчивать в точке $\xi_p^* < \xi_p$, где начинает нарушаться гидродинамическое приближение по любому из выбранных критериев);

б) определению плотности по формуле

$$\nu = \tau^{1/(\varkappa-1)}; \tag{8}$$

в) решению краевой задачи для потенциала

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}\right) = -A_0\nu_g(\xi) - B_0\nu(\xi),$$

$$\xi = 0, \quad \frac{d\psi}{d\xi} = 0, \tag{9}$$

$$\xi = \xi_*, \quad \psi_* = \frac{1}{\xi_*}\left[A_0\int_0^{\xi_g}\nu_g(\xi)\,\xi^2 d\xi + B_0\int_0^{\xi_p}\nu(\xi)\,\xi^2 d\xi\right]$$

для определения гравитационного потенциала самосогласованного поля. Заметим, что решение краевой задачи (9) можно заменить следующей квадратурой:

$$\psi(\xi) = \frac{1}{4\pi}\int_{V_\xi}[A_0\nu_g(\vec{\xi}') + B_0\nu(\vec{\xi}')]\frac{d\vec{\xi}'}{|\vec{\xi}-\vec{\xi}'|}. \qquad (10)$$

Этот способ расчета самосогласованных структур фактически имеет место при расчете политропных шаров Эмдена [7, 8].

При поиске решения $\tau(\xi)$ предполагалась применимость гидродинамического приближения до точки обращения температуры в нуль. Однако нетрудно видеть, что оно нарушается в окрестности точки $\xi = \xi_p$, и поэтому в качестве точки окончания решения следует брать точку ξ'_p, где начинает нарушаться применимость гидродинамического приближения по любому из критериев [3]. Проведенные нами расчеты величины ξ'_p показали, что она мало отличается от ξ_p и последняя с хорошей точностью может быть принята в качестве границы плазменной составляющей. В проводимых расчетах предполагается $\nu_p(\xi) = 0$ при $\xi > \xi_p$, что верно лишь приближенно. В области $\xi > \xi_p$ существуют убегающие частицы плазмы, но из-за падения температуры при $\xi \to \xi_p$ их плотность оказывается столь малой, что при рассмотрении межгалактической плазмы, удерживаемой гравитационным полем, их влиянием можно пренебречь.

В условиях квазистационарности для определения распределения ионов необходимо знать интегральный ионный состав, который может быть задан одним из двух эквивалентных способов: либо отношением полной массы ионов M_i i-го сорта к полной массе протонов M_1

$$\left\{\beta_i = \frac{M_i}{M_1}\right\}_{i=2}^{N}, \qquad (11)$$

где N — число ионов, входящих в состав плазмы, либо отношением их числовых концентраций в центре скопления

$$\left\{\alpha_i^0 = \frac{n_i^0}{n_1^0}\right\}_{i=2}^{N}, \qquad (11a)$$

где n_i^0 — числовая концентрация ионов i-го сорта, а n_1^0 — числовая концентрация протонов в центре скопления. Для получения связи между заданиями (11) и (11а) введем безразмерные числовые концентрации ионов

$$\left\{\nu_i(\xi) = \frac{n_i(\xi)}{n_i^0}\right\}_{i=1}^{N},$$

где ξ — безразмерное расстояние от центра. Теперь легко получить равенства, связывающие α_i^0 и β_i

$$\beta_i = A_i \alpha_i^0 \int\limits_0^{\xi_p} \nu_i(\xi)\xi^2 d\xi \Big/ \int\limits_0^{\xi_p} \nu_1(\xi)\xi^2 d\xi.$$

Рассмотрим распределение ионов по скоплению для упомянутых выше трех случаев.

А. Все сорта ионов имеют политропные уравнения состояния с одинаковым показателем политропы. В этом случае для безразмерной плотности i-го сорта ионов имеет место соотношение

$$\{\nu_i(\xi) = \tau^{1/(\varkappa-1)}\}_{i=1}^{N}, \tag{12}$$

откуда легко получить выражение для парциальных массовых и числовых плотностей через массовую плотность плазмы

$$\left\{\rho_i = \frac{\alpha_i^0 A_i}{\sum\limits_{k=1}^{N} \alpha_k^0 A_k}\,\rho(\xi), \quad n_i = \frac{\alpha_i^0}{m_p \sum\limits_{k=1}^{N} \alpha_k^0 A_k}\,\rho(\xi)\right\}_{i=1}^{N} \tag{12а}$$

Связь между параметрами α_i^0 и β_i дается соотношениями

$$\{\beta_i = A_i \alpha_i^0\}_{i=2}^{N}. \tag{12б}$$

В. Политропное уравнение состояния имеет место для плазмы в целом и диффузионное равновесие для ионов. Для вывода уравнений, определяющих распределение ионов по скоплению, в условиях диффузионного равновесия следует получить диффузионные скорости для отдельных компонентов [9]. В первом приближении метода Энскога—Чепмена они определяются следующей системой уравнений [3, 4]:

$$\left\{\sum_{j=0}^{N} B_{ij}\langle \vec{c}_j\rangle = \vec{F}_i\right\}_{i=0}^{N-1}, \quad \sum_{j=0}^{N} m_p A_j n_j \langle \vec{c}_j\rangle = 0. \tag{13}$$

Здесь $\langle \vec{c}_j\rangle$ — диффузионная скорость компонента с массовым числом A_j, зарядовым числом Z_j (для электронов $j=0$, $Z_0=-1$, $A_0=1/1840$), $\vec{F}_i$ — диффузионная сила, которая в случае гидростатического случая имеет вид

$$\vec{F}_i = -\nabla p_i + m_p A_i n_i \nabla\varphi - Z_i e n_i \nabla\Phi \tag{14}$$

(φ и Φ — потенциалы гравитационного и электрического поля), $p_i = n_i kT$ — парциальное давление i-го компонента, а

$$B_{ii}=\sum_{\substack{k=0\\ k\neq i}}^{N}\alpha_{ik},\qquad B_{ij}=-\alpha_{ij}\quad i\neq j$$

(α_{ik} — частоты столкновений различных компонентов).

При пренебрежении ролью рождения и исчезновения ионов условия диффузионного равновесия в сферически симметричном случае принимают вид

$$\{\langle c_i^r\rangle=0\}_{i=0}^{N},\tag{15}$$

а система уравнений, определяющая распределение ионов, приводится к

$$\left\{m_p A_i n_i\frac{d\varphi}{dr}-eZ_i n_i\frac{d\Phi}{dr}-\frac{dp_i}{dr}=0\right\}_{i=0}^{N-1}.\tag{16}$$

Потенциал самосогласованного электрического поля Φ определяется уравнением

$$\left(\frac{\Lambda_p}{r_0}\right)^2\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\Psi}{d\xi}\right)=-\sum_{i=0}^{N}\alpha_i^0\nu_i,\tag{17}$$

где Λ_p — дебаевское расстояние, а $\Psi=e\Phi/kT_0$ безразмерный потенциал электрического поля. Поскольку параметр $\varepsilon_d=(\Lambda_p/r_0)^2$ мал, решение (17) можно отыскивать в виде асимптотического ряда по нему. Уравнение для нулевого приближения имеет вид

$$\sum_{i=0}^{N}\alpha_i^0 Z_i\nu_i(\xi)=0\tag{18}$$

и представляет собою условие квазинейтральности. Используя безразмерные потенциалы ψ и Ψ, систему (16) приводим к

$$-\frac{d}{d\xi}(n_e\tau)+\alpha_0\frac{m_e}{\bar m}n_e\frac{d\psi}{d\xi}+n_e\frac{d\Psi}{d\xi}=0,$$

$$\left\{-\frac{d}{d\xi}(n_i\tau)+\alpha_0\frac{m_i}{\bar m}n_i\frac{d\psi}{d\xi}-Z_i n_i\frac{d\Psi}{d\xi}=0\right\}_{i=1}^{N-1}.\tag{19}$$

Первое из уравнений (19) имеет малый параметр $\varepsilon_e=\alpha_0 m_e/\bar m$ и в нулевом приближении по нему уравнение для электронов сводится к

$$\frac{d\Psi}{d\xi}=\frac{1}{n_e}\frac{d}{d\xi}(n_e\tau).\tag{19a}$$

Формальное интегрирование уравнений для ионов с использованием (19a) дает

$$\left\{\frac{n_i}{n_i^0} = \left(\frac{n_e}{n_e^0}\right)^{-Z_i} \tau^{-(Z_i+1)} \exp\left[\alpha_0 \frac{m_i}{\bar{m}} \int\limits_0^\xi \frac{1}{\tau} \frac{d\psi}{d\eta} d\eta\right]\right\}_{i=1}^N. \qquad (19б)$$

Используя определение массовой плотности, условие квазинейтральности (18) и уравнения (19а), получаем систему уравнений для вычисления безразмерных числовых концентраций ионов

$$\nu_1(\xi) = \left(\sum_{k=1}^N \alpha_k^0 A_k\right) \nu(\xi) - \sum_{k=2}^N A_k \alpha_k^0 \nu_k(\xi),$$

$$\left\{\nu_i(\xi) = \nu_1(\xi)^{A_i} \left[\frac{\sum\limits_{k=1}^N \alpha_k^0 Z_k \nu_k(\xi)}{\sum\limits_{k=1}^N \alpha_k^0 Z_k}\right]^{A_i - Z_i} \tau^{2A_i - Z_i - 1}\right\}_{i=2}^N. \qquad (20)$$

При известных $\nu(\xi)$, $\tau(\xi)$ и заданных параметрах задачи $\{\alpha_i^0\}_{i=2}^N$ система нелинейных трансцендентных уравнений (20) может быть решена только численно, например методом итераций. При политропном уравнении состояния для плазмы как целого из системы (20) можно исключить $\tau(\xi)$ с использованием соотношения $\tau = \nu^{\varkappa-1}$.

С. Политропное уравнение состояния с одинаковым показателем политропы имеет место для каждого из основных ионов и диффузионное равновесие для остальных. Введение основных ионов означает существование малого параметра ε_0 такого, что в нулевом приближении по нему массовая плотность плазмы и числовая плотность электронов могут быть записаны в виде

$$\rho(\xi) = m_p n_1^0 \sum_{i=1}^{N_1} \alpha_i^0 A_i \nu_i(\xi), \qquad (21)$$

$$n_e(\xi) = n_1^0 \sum_{i=1}^{N_1} \alpha_i^0 Z_i \nu_i(\xi), \qquad (22)$$

где N_1 — число основных ионов. При одинаковых показателях политропы для каждого из основных ионов имеют место равенства

$$\{\nu_i(\xi) = \nu(\xi)\}_{i=1}^{N_1}. \qquad (23)$$

Пусть в число основных ионов входят протоны. Тогда безразмерные числовые плотности остальных ионов определяются соотношениями

$$\left\{\nu_i(\xi) = \tau^{\varkappa(2A_i - Z_i) - 1}\right\}_{i=N_1+1}^N. \qquad (24)$$

При известных $\nu(\xi)$, $\tau(\xi)$ и N_1 формулы (23) и (24) дают явное выражение для безразмерных числовых плотностей ионов.

2. Решение задачи по определению состояния плазменной составляющей скопления. Для получения распределения плотности и температуры плазмы в целом и числовых плотностей ионов нами был разработан алгоритм, составлены и отлажены программы решения задач, поставленных в разделе 1. С их использованием был проведен численный эксперимент, типичные результаты которого для плазмы как целого приведены на рис. 1 и 2. Анализ результатов численного эксперимента указывает на существование решений с плотностями, отличными от нуля лишь в конечной области пространства. В зависимости от безразмерных параметров задачи плазменная составляющая скопления может находиться внутри области, занимаемой галактической составляющей (рис. 1) и наоборот (рис. 2).

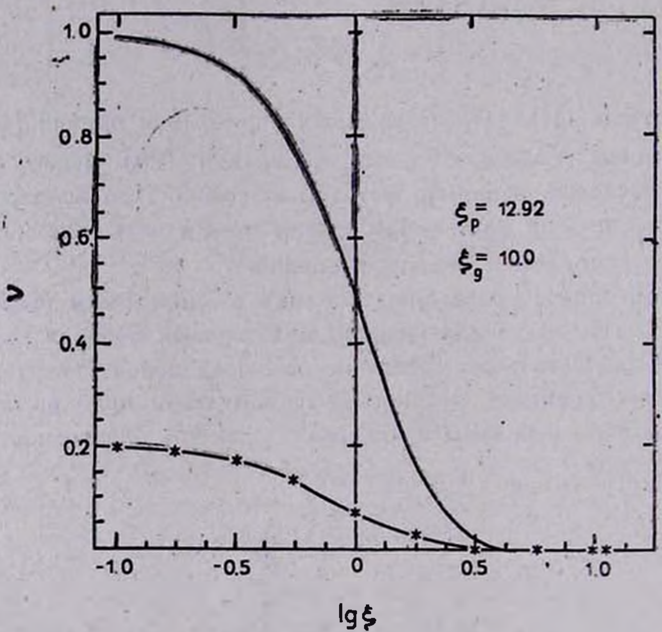

Рис. 1. Распределение плотности плазменной (——) и галактической (— •—• —) составляющих при $A_0 = 1$, $B_0 = 5$, $\tau_0 = 1$ и $\varkappa = 1.25$.

Отметим, что наличие галактической составляющей делает возможным существование решений, ограниченных в пространстве (табл. 1) при показателях политропы, принадлежащих интервалу $1 < \varkappa < 1.25$, для которого радиусы свободных политропных шаров бесконечны.

При расчете распределения ионов рассмотрен случай, в котором политропное уравнение состояния имеет место лишь для ионов, дающих основной вклад в полную массу плазмы. При получении результатов, приведенных в табл. 2, предполагалось, что основной вклад в массу плазмы дают протоны. Их анализ позволяет сделать вывод о существовании решений с плотностью ионов, отличной от нуля в конечной области при наличии только самосогласованных гравитационных и электрических полей.

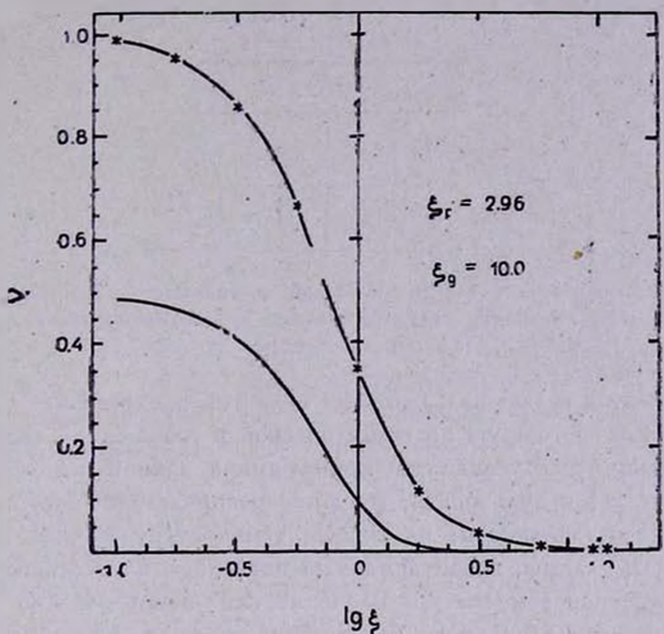

Рис. 2. Распределение плотности плазменной (——) и галактической (— •—• —) составляющих при $A_0=10$, $B_0=5$, $\alpha_0=1$ и $\varkappa=1.25$.

Этот результат принципиально отличен от полученного в [10] для термодинамически равновесной плазмы. Известно, что в этих условиях самосогласованные гравитационные и электрические поля не обеспечивают

Таблица 1

$\varkappa$	ξ_0	ξ_p
1.1	∞	3.35
1.15	∞	2.10
1.20	∞	1.65
1.25	15.	1.40

$\varkappa$ — показатель политропы, ξ_0 — радиус свободного политропного шара, ξ_p — радиус политропного шара при наличии внешних по отношению к плазме масс с безразмерными параметрами $A_0=25$, $\xi_g=10$.

появления решений с плотностью, отличной от нуля в конечной области, и получение в [10] решений этого типа обязано введению полей неизвестной природы, создающих барьер бесконечной высоты в некоторой точке скопления.

Таблица 2

$\varkappa = 1.25;\ \xi_* = 15$

Z_i/A_i	ξ_i
2/4	3.
5/10	1.5
10/20	1.

$\varkappa$ — показатель политропы для основной составляющей, ξ_* — радиус политропного шара, Z_i/A_i — отношение зарядового числа к массовому для иона, ξ_i — радиус области распределения ионов.

3. *Скопления галактик*. Скопление галактик представляет собою систему, в основном состоящую из галактической и плазменной составляющих, и, если ограничиться условиями, принятыми в данной работе, то при его описании следует использовать: функцию распределения для описания галактической составляющей; плотность, температуру и числовые плотности ионов для плазмы; гравитационный потенциал самосогласованного поля (при известной температуре и плотностях ионов можно вычислить потенциал самосогласованного электрического поля, пользуясь соотношением (19a)).

Тогда определение состояния скопления сведется к решению следующей задачи:

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}\right) = -B_0\left[1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}(\psi_0-\psi)\right]^{1/(\varkappa-1)} -$$

$$-A_0\int\limits_0^{x_e} g_0\left[\sqrt{x^2+2(\psi_0-\psi)}\right]x^2dx \Big/ \int\limits_0^{x_e} g_0(x)\,x^2dx,$$

$$\xi = 0, \qquad \frac{d\psi}{d\xi} = 0, \tag{25}$$

$$\xi = \xi_*, \quad \psi_* = \psi_e + \frac{1}{\xi_*}\left\{B_0\int\limits_0^{\xi_p}\left[1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}(\psi_0-\psi(\xi))\right]^{1/(\varkappa-1)}\xi^2d\xi + \right.$$

$$\left. + A_0\int\limits_0^{\xi_g}\left[\int\limits_0^{x_e} g_0\left[\sqrt{x^2+2(\psi_0-\psi(\xi))}\right]x^2dx \Big/ \int\limits_0^{x_e} g_0(x)\,x^2dx\right]\xi^2d\xi\right\};$$

$$\tau(\xi) = 1 - \alpha_0 \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} [\psi_0 - \psi(\xi)],$$

$$\nu(\xi) = \tau(\xi)^{1/(\varkappa - 1)}; \tag{25a}$$

$$\nu_1(\xi) = \left(\sum_{k=1}^{N} \alpha_k^0 A_k \right) \nu(\xi) - \sum_{k=2}^{N} \alpha_k^0 A_k \nu_k(\xi),$$

$$\left\{ \nu_l(\xi) = \nu_1(\xi)^{A_l} \left[\frac{\sum\limits_{k=1}^{N} \alpha_k^0 Z_k \nu_k(\xi)}{\sum\limits_{k=1}^{N} \alpha_k^0 Z_k} \right]^{A_l - Z_l} \tau^{2A_l - Z_l - 1} \right\}_{l=2}^{N}. \tag{25б}$$

Здесь ξ_x — граница скопления ($\xi_x = \max(\xi_g, \xi_p)$), ξ_g и ξ_p — границы галактической и плазменной составляющих, ψ_e — значение гравитационного потенциала в точке $\xi = \xi_*$, определяемое внешними по отношению к скоплению массами, $g_0(x)$—функция распределения галактик по скоростям (решение задачи на собственные значения для потенциала в центре скопления [11], $g_0[\sqrt{x^2 + 2(\psi_0 - \psi)}]$ — решение задачи Коши для бесстолкновительного уравнения с условиями в центре скопления).

Уравнения, определяющие распределение ионов, выписаны для случая с политропным уравнением состояния для плазмы как целого и диффузионного равновесия остальных сортов ионов. При использовании других случаев (2А или 2С) уравнения (25б) следует заменить на (12а) или (24).

Множество моделей квазистационарного состояния для богатых скоплений галактик в рассматриваемом приближении определяется следующим набором безразмерных параметров задачи:

$$\{A_0, x_e, \psi_e, B_0, \varkappa, \alpha_0, [\alpha_i']_{i=2}^{N}\}, \tag{26}$$

и задача моделирования конкретного скопления сводится к их оценке по результатам наблюдений в оптике и рентгене.

Для решения задачи (25, 25а, б) был разработан алгоритм ее решения, составлена и отлажена программа*. С ее использованием было установлено существование решений с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием, как для галактической, так и для плазменной составляющих. В зависимости от значений безразмерных параметров задачи возможны решения, в которых плазменная составляющая погружена в галактическую и наоборот. В табл. 3 приведены параметры галактической и плазменной составляющих, полученные при этих расчетах.

---

* Программа решения задач (25, 25а, б) написана на языке FORTRAN-IV. Она может быть передана автором любому лицу, заинтересованному в решении задач такого рода.

Составленная программа применима и к случаю, в котором наряду с галактической и плазменной составляющими присутствуют массы с известным распределением.

Таблица 3

$A_0=10$, $B_0=0.4$

$\varkappa$	ξ_g	ξ_p
1.35	27.60	2.9
1.25	27.20	5.8
1.20	28.20	28.40

A_0 и B_0 — безразмерные параметры задачи, $\varkappa$ — показатель политропы, ξ_g — радиус галактической составляющей, ξ_p — радиус плазменной составляющей.

Получение оценок параметров модели и ошибок их определения по результатам наблюдений проводится стандартными методами.

4. *Заключение.* Наличие значительного количества информации о богатых скоплениях галактик в оптическом и рентгеновском диапазонах позволяет количественно рассмотреть вопрос о правильности представления скопления медленно эволюционирующим образованием, которое состоит из галактик и плазмы и удерживается в ограниченном объеме самосогласованным гравитационным полем. Для этого нужно:

a. Указать физические условия, свойственные образованию, и используемые упрощающие предположения.

b. Поставить в рамках выбранных предположений задачу определения квазистационарного состояния скопления (расчета его физических характеристик).

c. Установить существование решений нужного типа.

d. Ввести множество безразмерных параметров задачи, определяющих множество моделей богатых скоплений галактик.

e. Указать процедуру получения оценок параметров модели по наблюдательной информации.

f. Провести оценки параметров моделей для конкретных скоплений.

g. Рассчитать по полученным параметрам физические характеристики скопления и на их основе сделать вывод о правильности использованных при построении множества моделей физических условий в скоплениях и использованных упрощений.

В работе [11] и настоящей выполнена только часть сформулированной программы (a—e) (заметим, что она представляет самостоятельный интерес). Моделирование конкретных скоплений по результатам наблюдений в оптическом и рентгеновском диапазонах и анализ полученных результатов (i—g) будут проведены в следующей работе.

В заключение автор благодарит В. Г. Горбацкого, А. Г. Губанова, Р. Д. Дагкесаманского и Л. М. Озерного за советы, обсуждение и доброжелательную критику.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева

ABOUT A SELF-CONSISTENTLY MODEL RICH CLUSTER OF GALAXIES. II. PLASMA COMPONENT OF CLUSTER

M. V. KONUKOV

It has been shown that the distribution of hydrodynamic parameters of cluster plasma is determined by the solution of a boundary problem for the gravitational potential of a self-consistent field. A model of plasma component is determined by three main parameters. The equation for distribution of ions in cluster under diffusion equilibrium of ions is obtained. The main types of solutions for the plasma component are determined. The algorithm of the solution of the problem for the self-consistent model cluster with ions is built.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano*, Astron. Astrophys., 40, 137, 1976.
2. *A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano*, Astron. Astrophys., 70, 667, 1978.
3. *С. Чепмен, Т. Каулинг*, Математическая теория неоднородных газов, ИЛ, М., 1960.
4. *С. И. Брагинский*, Вопросы теории плазмы, вып. 1, Атомиздат, М., 1963.
5. *М. Н. Коган*, Динамика разреженного газа, Наука, М., 1967.
6. *М. В. Конюков*, Геомагнетизм и аэрономия, 7, 217, 1967.
7. *С. Чандрасекар*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
8. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
9. *М. В. Конюков*, Геомагнетизм и аэрономия, 9, 385, 1969.
10. *F. Abramoplus, G. Chanan, W. Ku*, A. J. 248, 429, 1981.
11. *М. В. Конюхов*, Астрофизика, 22, 273, 1985.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.726—423:530,145.7

СПИРАЛЬНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПЛОСКИХ ГАЗОВЫХ ДИСКАХ ГАЛАКТИК

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 19 мая 1982
Принята к печати 11 января 1985

Развита теория нелинейных возмущений самогравитирующего тонкого газового диска на грани гравитационной неустойчивости с учетом нелинейных членов пятого порядка включительно. Приближение пятого порядка устраняет неопределенности теории кубического приближения. Критическое значение поверхностного показателя политропы, ниже которого развивается взрывная неустойчивость диска, за счет членов пятого порядка нелинейности уменьшается на величину, пропорциональную квадрату амплитуды возмущений. Поправка к амплитуде и малые изменения профиля кубического солитона зависят от значения скорости возмущений. Исследован вопрос устойчивости солитонов и получены поправки к инкрементам кубических солитонов.

1. *Введение.* В теории спиральной структуры галактик наибольших успехов достигла теория волн плотности в плоских гравитирующих дисках. Обзоры успехов и трудностей этой теории даны в [1—3].

Дисперсионное уравнение спиральных волн плотности в тонком газовом диске в безразмерных обозначениях имеет вид

$$\nu^2 = 1 - |\chi| + u_s^2\chi^2, \tag{1.1}$$

где

$$\nu = \frac{\omega - m\Omega}{\varkappa_0} \equiv \frac{m}{\varkappa_0}(\Omega_p - \Omega); \quad \chi = \frac{k}{k_0};$$

$$k_0 = \frac{\varkappa_0^2}{2\pi G\sigma_0}; \quad u_s = \frac{k_0}{\varkappa_0}v_s; \quad \varkappa_0 = 2\Omega\sqrt{1 + \frac{r}{2\Omega}\cdot\frac{d\Omega}{dr}}. \tag{1.2}$$

Здесь ω — частота; k, m — радиальное и азимутальное волновые числа. $\Omega_p = \frac{\omega}{m}$ и $\Omega(r)$ — угловые скорости спирального узора и материи диска, $\varkappa_0$ — эпициклическая частота, $\sigma(r)$ — поверхностная плотность массы диска, v_s — скорость звука, r — радиальная координата.

Дисперсионное уравнение (1.1) дает, что при $u_* < 1/2$ газовый диск гравитационно неустойчив и возмущения должны нарастать экспоненциально. При этом для максимального значения инкремента получаем

$$\gamma_0^2 = -\nu_1^2(\chi_0) = \frac{\chi_0}{2} - 1, \tag{1.3}$$

где

$$\chi_0 = \frac{1}{2u_*^2} \tag{1.4}$$

критическое значение безразмерного волнового числа, при котором дисперсионная кривая (1.1) имеет тривиальный минимум.

Одна из трудностей волновой теории спиралей — это вопрос генерации волн плотности, так как эффект дисперсии волн приводит к выталкиванию спирального узора из диска галактики за относительно короткое время. Предлагалось много механизмов генерации, в основе которых лежат различные виды неустойчивостей [4], внешние причины [5], возмущения центральных баров [6] и др. В работе [7] продемонстрирован интересный механизм (гидродинамический) генерации отстающих спиральных узоров для галактик с перепадом скорости на кривой вращения.

Возможно, наблюдаемое многообразие спиральных структур вызвано различием механизмов их генерации. Однако *не исключено, что в основе всего многообразия спиралей лежит единый, универсальный механизм генерации.* Такой универсальный механизм может быть описан в рамках нелинейной теории возмущений гравитирующего диска.

Действительно, с точки зрения нелинейной теории механизмом возбуждения спиральных волн могут служить слабые, даже случайные флуктуации. Можно предположить, например, что диск газа и звезд, по крайней мере в некоторых участках (реальные диски галактик весьма неоднородны по структуре), находится на пределе гравитационной неустойчивости. Здесь должны возникать и постепенно раскачиваться волны плотности. С ростом амплитуды волн и в результате их взаимодействия может появляться самосогласованная, более устойчивая нелинейная структура. Если она обладает свойствами, соответствующими реальным рукавам, то таким путем и решается проблема поддержания спирального узора без привлечения механизмов возбуждения волн внешними причинами.

Нелинейная теория неустойчивости самогравитирующего газового диска развивалась в работах [3, 8—13], а звездного диска — в [14]. Авторы работы [8] в приближении кубической по амплитуде возмущений нелинейности показали, что в диске, находящемся на грани гравитационной неустойчивости, в зависимости от характера начальных возмущений, могут возникнуть как взрывная неустойчивость, так и стационарные солитоны. Однако в рамках кубического приближения остается открытым вопрос поведения возмущений со звуковой скоростью ($w = u_s$), а также свойства возмущений в дисках с показателями политропы $\gamma = 1.5$; 2. Привлечение к рассмотрению членов пятого порядка по амплитуде возмущений может устранить указанные неопределенности теории и дать полную картину поведения возмущений малых, но конечных амплитуд.

В предлагаемой работе исследовано поведение возмущений газового самогравитирующего диска с учетом нелинейных эффектов пятого порядка включительно. Решению этой же проблемы были посвящены и работы [15—17], о которых будет говориться в разделах 3 и 4 настоящей статьи.

2. *Основное нелинейное уравнение.* Исходные уравнения, описывающие возмущения вращающегося тонкого газового слоя, общеизвестны — это уравнения движения вещества для радиальной v_r и азимутальной v_φ компонентов скорости, уравнения неразрывности и Пуассона, политропное уравнение состояния в поверхностных параметрах

$$p = \frac{v_s^2}{\varkappa}\sigma_0(1+\zeta)^\varkappa; \qquad v_s^2 = \varkappa\cdot\frac{p_0}{\sigma_0}, \tag{2.1}$$

где $\zeta = \dfrac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}$ —безразмерное возмущение поверхностной плотности диска, $\varkappa$ — поверхностный показатель политропы, связь которого с объемным показателем политропы γ различна для различных моделей диска. Если газовый диск одиночен, т. е. держится силами собственной гравитации, то [18]

$$\varkappa = 3 - \frac{2}{\gamma}. \tag{2.2}$$

Если же диск держится силами гравитации сфероидальной звездной подсистемы [19] или звездного диска [20], то имеем

$$\varkappa = 3 - \frac{4}{\gamma + 1}. \tag{2.3}$$

В общем случае, когда самогравитацией диска нельзя пренебречь по сравнению с гравитацией звездных подсистем, уравнение состояния в поверхностных параметрах не удается представить в простом степенном виде (2.1). Однако, если отношение объемных плотностей звездного компонента и газа в плоскости симметрии диска постоянно, то можно пользоваться связью (2.1) с (2.2), где коэффициент пропорциональности уже будет функцией от отношения объемных плотностей [19].

В главном порядке ВКБ-приближения, соответствующем туго закрученным спиралям ($kr \gg 1$), исключая из вышеуказанной системы уравнений возмущения давления, гравитационного потенциала, а также выражая возмущения радиальной скорости (u) и поверхностной плотности через возмущения азимутальной скорости (ε), с помощью точных соотношений

$$u = \frac{-\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \tau}}{1 + \dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}}; \qquad \zeta = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}, \tag{2.4}$$

и подставляя в радиальный компонент уравнения движения, получим следующее нелинейное уравнение:

$$\frac{\dfrac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \tau^2}}{1 + \dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}} - \frac{\dfrac{\partial}{\partial \rho}\left(\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \tau}\right)^2}{\left(1 + \dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)^2} + \frac{\dfrac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2}\left(\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \tau}\right)^2}{\left(1 + \dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)^2} =$$

$$= -\left(1 + i \operatorname{sign} \chi \cdot \frac{\partial}{\partial \rho}\right)\varepsilon + u_s^2\left(1 + \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)^{\varkappa - 2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2}. \tag{2.5}$$

В (2.4) и (2.5) использованы безразмерные обозначения

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \frac{1}{\varkappa_0}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi}\right); \quad \rho = k_0 r; \quad u = \frac{k_0}{\varkappa_0} v_r; \quad \varepsilon = \frac{2\Omega k_0}{\varkappa_0^2} v_\varphi. \tag{2.6}$$

В главном порядке ВКБ-приближения уравнение (2.5), описывающее нелинейное возмущение газового самогравитирующего диска, является точным. Пока на возмущения не налагалось каких-либо (кроме $\chi\rho \gg 1$) ограничений. Теперь предположим, что возмущения поверхностной плотности все же малы, но конечны, и ограничимся пятым порядком нелинейности относительно этой величины. Кроме этого примем, что диск находится вблизи порога неустойчивости, т. е. период обращения диска намного мал по сравнению с характерным временем изменения возмущений $\left(\dfrac{\omega}{\Omega} \sim \nu_1 \ll 1\right)$. Так как конвективные члены в уравнении (2.5) имеют порядок величины $\left(\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \tau}\right)^2$ и выше, то в работе [8] ими пренебрегли, подразумевая, что на грани неустойчивости $\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} \sim O(\varepsilon^2)$. Естественно, в приближении пятого порядка нелинейности учет указанных конвективных членов необходим. Заметим, что нелинейность в левой части уравнения (2.5) обусловлена конвективными членами, нелинейность же в правой части—градиентной силой давления. При $\varkappa=2$ градиент давления линеаризуется. Поэтому нелинейность уравнения (2.5) для дисков с $\varkappa=2$, находящихся в стационарном $\left(\frac{\partial}{\partial\tau}=0\right)$ состоянии, исчезает. Для сохранения этого свойства уравнения (2.5) в пятом порядке нелинейности следует знаменатели разложить в ряд, оставляя их в левой части. Дело в том, что если умножить уравнение (2.5) на $\left(1+\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)$ и после этого разложить в ряд, то при умножении вводится дополнительная нелинейность в правой части, которая не исчезает при $\varkappa=2$ и $\frac{\partial}{\partial\tau}=0$.

Метод исследования нелинейного уравнения (2.5) основан на следующих физических рассуждениях [8]. Как уже отмечалось, дисперсионное уравнение (1.1) линейной теории (в частности, оно получается из (2.5) если отбросить нелинейные члены и представить $\varepsilon\sim\exp(i\chi\rho+i\nu\tau)$) дает, что при $u_* < 1/2$ газовый диск неустойчив по Джинсу и спиральные волны (с волновым числом χ_0) должны нарастать экспоненциально. Вскоре после начала развития неустойчивости начнут действовать нелинейные эффекты (впрочем, для рассмотрения нелинейных явлений предположение о гравитационной неустойчивости диска необязательно), которые прекратят экспоненциальный рост возмущений и приведут к образованию обертонных масштабов возмущений с волновыми числами, кратными χ_0. Тогда разлагая возмущения в ряд Фурье

$$\varepsilon(\rho,\tau)=\sum_{l}\varepsilon_l(\tau)\,e^{il\chi_0\rho}, \tag{2.7}$$

подставляя в уравнение (2.5), исключая из уравнений для амплитуд различных мод возмущений амплитуды вторых и третьих мод, в рамках приближения пятого порядка получим следующее уравнение относительно амплитуды основной моды:

$$(1+a_{01}|\varepsilon_1|^2)\frac{\partial^2\varepsilon_1}{\partial\tau^2}+a_{02}\varepsilon_1^2\frac{\partial^2\varepsilon_{-1}}{\partial\tau^2}+a_{11}\varepsilon_1\left|\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\tau}\right|^2+a_{12}\varepsilon_{-1}\left(\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\tau}\right)^2=$$

$$=-\nu_1^2\varepsilon_1+a_2|\varepsilon_1|^2\cdot\varepsilon_1+a_{30}|\varepsilon_1|^4\cdot\varepsilon_1, \tag{2.8}$$

где

$$a_{01}=8-16(2-\varkappa)(\varkappa-1);\quad a_{02}=4(3-2\varkappa);\quad a_{11}=2a_{02};$$

$$a_{12} = a_{01} - a_{02}; \quad a_2 = a_{20} + \nu_1^2 a_{21}; \quad a_{20} = 2(2-\varkappa)(5-3\varkappa);$$

$$a_{21} = 8(2-\varkappa)(\varkappa-1); \quad a_{30} = \frac{1}{3}(2-\varkappa)(2706 - 4961\varkappa + 2976\varkappa^2 - 589\varkappa^3).$$

При получении уравнения (2.8) мы пользовались тем, что на грани гравитационной устойчивости

$$\nu_2^2 = \nu_{-2}^2 = 1 - 4\nu_1^2; \quad \nu_3^2 = 4; \quad \chi_0 = 2(1-\nu_1^2); \quad u_s^2 \chi_0^2 = 1 - 2\nu_1^2,$$

где

$$\nu_l^2 = 1 - \chi |l| + u_s^2 \chi^2 l^2. \tag{2.9}$$

Формальной подстановкой $a_{01} = a_{12} = a_{11} = a_{12} = a_{21} = a_{30} = 0$ из уравнения (2.8) получим аналогичное уравнение кубической нелинейности, рассмотренное в работе [8].

3. *Дисперсионное уравнение и взрывная неустойчивость диска.* В работе [8] на основе анализа уравнения кубического приближения было показано, что при частных начальных условиях типа $\nu_1^2 \ll a_{20} \cdot \varepsilon_{10}^2$, где ε_{10} — амплитуда начальных возмущений, может развиваться взрывная неустойчивость диска, если $\varkappa < 5/3$ $(\gamma < 3/2)$. Для учета эффекта членов пятого порядка нелинейности на условие развития взрывной неустойчивости, запишем, исходя из (2.8), дисперсионное уравнение возмущений в рассматриваемом приближении:

$$\nu^2 = \nu_1^2 - A|\varepsilon_1|^2 - B|\varepsilon_1|^4, \tag{3.1}$$

где

$$A = a_{20} + \nu_1^2(a_0^+ - a_1^+ + a_{21}); \quad B = a_{30} - a_{20}(a_0^+ - a_1^+);$$

$$a_0^\pm = a_{01} \pm a_{02}; \quad a_1^\pm = a_{11} \pm a_{12}. \tag{3.2}$$

Рассмотрим нейтрально устойчивый, по Джинсу, диск: $\nu_1^2 = 0$. При этом из (3.1) видно, что при $a_{20} > 0$ $(\varkappa < 5/3)$ в рамках кубической нелинейности развивается взрывная неустойчивость. Стабилизирующее или дестабилизирующее действие членов пятого порядка нелинейности определяется знаком коэффициента B при $|\varepsilon_1|^4$. Анализ зависимости члена B от $\varkappa$ в физически интересной области $1 \leqslant \varkappa \leqslant 2$ показывает, что в области $1.092 < \varkappa < 1.742$ он получает отрицательные значения, и члены пятого порядка нелинейности играют стабилизирующую роль во взрывной неустойчивости диска. Однако очевидно, что стабилизирующий эффект существенен в окрестности $\varkappa = 5/3$, где коэффициент a_{20} близок к нулю. Здесь $B(5/3) = -2.5$. Для определения критического значения поверхностного показателя политропы, ниже которого может развиваться взрывная неустойчивость, представим

$$\varkappa_{cr} = \frac{5}{3} - \alpha |\varepsilon_1|^2 \tag{3.3}$$

и подставим в (3.1) с учетом $\nu_1^2 = 0$. В результате получим

$$\nu^2 = (2.5 - 2\alpha)|\varepsilon_1|^4, \tag{3.4}$$

откуда следует, что нелинейная стабилизация взрывной неустойчивости имеет место при $\alpha \leqslant 1.25$, т. е. $\varkappa_{cr} = 5/3 - 1.25 \cdot |\varepsilon_1|^2$. В рамках применимости развитой теории ($|\varepsilon_1|^2 \lesssim 0.1$) критическое значение поверхностного показателя политропы за счет члена пятого порядка нелинейности может уменьшиться на несколько процентов.

При $\varkappa = 2$ из (3.1), согласно вышеуказанному, получаем результат линейной теории: $\nu^2 = 1 - |x| + u_*^2/l^2$.

Влиянию нелинейных эффектов пятого порядка нелинейности на условие развития взрывной неустойчивости газового диска посвящены также работы [15, 17]. В работе [15] нелинейное уравнение написано для лагранжева смещения частиц диска от положений равновесия, между которым и возмущением азимутальной скорости ε, рассматриваемом в настоящей работе, имеется нелинейная связь. Отличие коэффициента при четвертом порядке B дисперсионного уравнения (3.1) от соответствующего коэффициента в работе [15] отчасти могло быть связано с вышеуказанной нелинейной связью лагранжева смещения и ε, а также с неучетом нестационарных членов в нелинейном уравнении. Однако в работе [15] (как и в [16]) для дисков с $\varkappa = 2$ коэффициенты при пятом порядке нелинейности почему-то не обращаются в нуль, хотя, как уже отмечалось, нелинейность в исходном уравнении исчезает. Заметим также, что метод, по которому определяется критическое значение показателя политропы для взрывной неустойчивости, в работе [15] основан на предположении о том, что член пятого порядка в исследуемой области показателя политропы ($1 \leqslant \varkappa \leqslant 2$) за счет очень больших значений коэффициента B (в работе [15] B действительно принимает большие значения), всегда больше члена кубической нелинейности. Очевидно, такое предположение выходит за рамки теории возмущений, применяемой в указанной работе, и применимо лишь в областях показателя политропы, где коэффициент при кубической нелинейности обращается в нуль. Здесь же заметим, что коэффициент B, приведенный в настоящей работе (см. (3.2)), принимает небольшие значения ($|B| \leqslant 12$ в области $1 \leqslant \varkappa \leqslant 2$), поэтому *нет основания считать характер разложения (3.1) асимптотическим*. Что касается работы [17], то расхождение ее результатов с настоящим рассмотрением вызвано тем, что в ней разложение в ряд в исходном уравнении (2.5) произведено после умножения его на $\left(1+\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)$ (см. уравнение (1) работы [17]).

4. *Пространственная структура нелинейных возмущений.* Исследуем случай, когда нелинейные эффекты задерживают рост возмущений на некотором стационарном уровне.

Пусть в окрестности χ_0 возбужден узкий пакет волн с $\Delta\chi/\chi_0 \ll 1$. Для получения пространственной структуры этих возмущений следует записать уравнение (2.8) *для произвольного значения* безразмерного волнового числа χ, разложить в ряд коэффициенты этого уравнения в окрестности χ_0, где $\nu_1^2(\chi)$ имеет минимум, и перейти к координатному представлению. После этой процедуры, считая, что ε является функцией от комбинации $\eta=\rho-w\tau$ (стационарные прогрессивные волны), получим следующее нелинейное уравнение:

$$(w^2-u_s^2+(a_{01}w^2-b_{01}u_s^2)|\varepsilon_1|^2)\frac{d^2\varepsilon_1}{d\eta^2}+(a_{02}w^2-b_{02}u_s^2)\varepsilon_1^2\frac{d^2\varepsilon_{-1}}{d\eta^2}+$$

$$+(a_{11}w^2-b_{11}u_s^2)\varepsilon_1\left|\frac{d\varepsilon_1}{d\eta}\right|^2+(a_{12}w^2-b_{12}v_s^2)\varepsilon_{-1}\left(\frac{d\varepsilon_1}{d\eta}\right)^2-$$

$$-i4b_2|\varepsilon_1|^2\cdot\frac{d\varepsilon_1}{d\eta}=-\nu_1^2\varepsilon_1+a_2|\varepsilon_1|^2\cdot\varepsilon_1+a_{30}|\varepsilon_1|^4\cdot\varepsilon_1, \tag{4.1}$$

где

$$b_{01}=4(2-\varkappa);\quad b_{11}=2b_{02}=2a_{20};\quad b_{12}=6b_2=6(2-\varkappa)(\varkappa-1).$$

Уравнение (4.1) описывает пространственно-временную структуру амплитуды туго закрученных нелинейных спиральных возмущений азимутальной скорости в дисках, находящихся на грани гравитационной неустойчивости. Это же уравнение получается методом медленно меняющихся амплитуд.

Аналогичное (4.1) уравнение в работе [16], помимо замечаний в предыдущем разделе, связанных с необращением в нуль коэффициента в члене пятого порядка нелинейности при $\varkappa=2$, не содержит производных амплитуд в нелинейных членах.

Представим решение уравнения (4.1) в виде

$$\varepsilon_1(\eta)=\varepsilon(\eta)\,e^{i\int\lambda(\eta)\,d\eta}, \tag{4.2}$$

где $\varepsilon(\eta)$ и $\lambda(\eta)$ — действительные функции. Так как амплитуда $\varepsilon_1(\eta)$ считается медленно меняющейся функцией $\left(\frac{d\varepsilon_1}{d\eta}\sim O(\varepsilon^2)\right)$, то $\lambda(\eta)$ есть малая величина порядка ε или выше.

Подставляя (4.2) в (4.1), получим два уравнения относительно $\lambda(\eta)$ и $\varepsilon(\eta)$. Уравнение для $\lambda(\eta)$ имеет следующий вид:

$$(w^2 - u_s^2 + (a_0^- w^2 - b_0^- u_s^2)\varepsilon^2)\varepsilon \frac{d\lambda}{d\eta} + 2\lambda\{w^2 - u_s^2 +$$

$$+ [(a_0^- + a_{12})w^2 - (b_{01}^- + b_{12})u_s^2]\varepsilon^2\}\frac{d\varepsilon}{d\eta} = 4b_2\varepsilon^2\frac{d\varepsilon}{d\eta}. \qquad (4.3)$$

Анализ решений этого уравнения показывает, что для возмущений, распространяющихся со звуковой скоростью ($w = u_s$), физически приемлемое решение получается лишь при $b_2 = 0$, т. е. для изотермических дисков ($\varkappa = 1$) и для дисков с $\varkappa = 2$. Для возмущений же с $w \neq u_s$ конечное при $\varepsilon = 0$ решение уравнения (4.3) в рассматриваемом приближении имеет вид

$$\lambda = \frac{b_2}{w^2 - u_s^2}\cdot\varepsilon^2. \qquad (4.4)$$

При этом уравнение для амплитуды $\varepsilon(\eta)$ представится в следующем виде:

$$(w^2 - u_s^2 + (a_0^+ w^2 - b_0^+ u_s^2)\varepsilon^2)\frac{d^2\varepsilon}{d\eta^2} + (a_1^+ w^2 - b_1^+ u_s^2)\varepsilon\left(\frac{d\varepsilon}{d\eta}\right)^2 =$$

$$= -\nu_1^2\cdot\varepsilon + a_2\cdot\varepsilon^3 + 3a_3\cdot\varepsilon^5, \qquad (4.5)$$

где

$$3a_3 = a_{30} - \frac{3b_2^2}{w^2 - u_s^2}. \qquad (4.6)$$

Если нас интересует поведение возмущений со звуковой скоростью, то в уравнении (4.5), наряду с подстановкой $w = u_s$, следует в (4.6) заранее положить $b_2 = 0$.

Рассмотрим поведение возмущений с $w \neq u_s$. При этом решение уравнения (4.5), удовлетворяющее граничным условиям

$$\left.\frac{d\varepsilon}{d\eta}\right|_{\varepsilon=0} = 0; \quad \varepsilon|_{\eta\to 0} < \infty, \qquad (4.7)$$

имеет вид

$$\varepsilon^2(\eta) = \frac{\varepsilon_0^2}{1 + 2(1 - \mu\varepsilon_0^2)\cdot \mathrm{sh}^2\frac{\eta}{\Delta}}. \qquad (4.8)$$

Параметры ε_0, μ, Δ определяются соотношениями

$$1-2\mu\varepsilon_0^2+\sigma\varepsilon_0^4=0, \tag{4.9}$$

$$\Delta^2=\frac{u_s^2-w^2}{\nu_1^2}, \tag{4.10}$$

$$\mu=\alpha+\frac{a_{20}}{4\nu_1^2}; \qquad \sigma=\beta\mu-\frac{a_3}{\nu_1^2}, \tag{4.11}$$

где

$$\begin{gathered}\alpha=\frac{(a_0^++a_1^++a_{21})\,w^2-(b_0^++b_1^++a_{21})\,u_s^2}{4\,(w^2-u_s^2)},\\ \beta=\frac{2}{3}\cdot\frac{(a_1^++2a_0^+)\,w^2-(b_1^++2b_0^+)\,u_s^2}{w^2-u_s^2}.\end{gathered} \tag{4.12}$$

Решение (4.8) в общем виде представляет солитон с амплитудой ε_0, распространяющийся вдоль радиуса диска со скоростью w. Ширина солитона определяется значением параметра Δ.

Уравнение (4.9) дает две амплитуды

$$\varepsilon_{0\pm}^2=\frac{\mu}{\sigma}\left(1\pm\sqrt{1-\frac{\sigma}{\mu^2}}\right). \tag{4.13}$$

Если

$$a_{20}\neq 0; \quad w\neq u_s; \quad \nu_1^2\neq 0, \tag{4.14}$$

при которых кубическое приближение дает солитонное решение [8]

$$\varepsilon^2(\eta)=\frac{2\nu_1^2}{a_{20}}\cdot\mathrm{sch}^2\sqrt{\frac{\nu_1^2}{u_s^2-w^2}}\cdot\eta, \tag{4.15}$$

отношение σ/μ^2 является малой величиной порядка ν_1^2, так что разложив квадратный корень в (4.13) в ряд, с учетом (4.11), получим

$$\varepsilon_{0-}^2\simeq\frac{1}{2\mu}\left(1+\frac{\sigma}{4\mu^2}\right)\simeq\frac{2\nu_1^2}{a_{20}}\left\{1-\frac{4\nu_1^2}{a_{20}}\left(\alpha-\frac{\beta}{4}+\frac{a_3}{4a_{20}}\right)\right\}; \tag{4.16}$$

$$\varepsilon_{0+}^2\simeq\frac{2\mu}{\sigma}\left(1-\frac{\sigma}{4\mu^2}\right)=\frac{2a_{20}}{\beta a_{20}-4a_3}+O(\nu_1^2). \tag{4.17}$$

При этом из (4.8) для структуры этих солитонов находим

$$\varepsilon_-^2(\eta)=\frac{\varepsilon_{0-}^2}{\mathrm{ch}^2\frac{\eta}{\Delta}}\left(1+\frac{\sigma}{2\mu^2}\,\mathrm{th}^2\frac{\eta}{\Delta}\right); \tag{4.18}$$

$$\varepsilon_{+}^{2}(\eta)=\varepsilon_{0+}^{2}\left(1+\frac{a_{20}^{2}}{4a_{3}'\gamma_{0}^{2}}\,\mathrm{th}^{2}\frac{\eta}{\Delta}\right)^{-1}\cdot\mathrm{sch}^{2}\frac{\eta}{\Delta}\cdot \tag{4.19}$$

Пренебрегая членами порядка ν_1^4, из (4.16) и (4.18) получим амплитуду и структуру солитона кубической нелинейности (4.15). Следовательно, солитон (4.18) является обобщением солитона кубической нелинейности, учитывающим эффекты пятого порядка нелинейности. Он обладает основными свойствами кубического солитона: является дозвуковым при $\nu_1^2>0$ и $\varkappa<5/3$ и сверхзвуковым — при $\nu_1^2<0$, $5/3<\varkappa<2$. Малые изменения структуры (формы, амплитуды) кубического солитона за счет членов пятого порядка явно зависят от значения групповой скорости w. При сверхзвуковых скоростях с ростом w амплитуда солитона увеличивается.

Решение (+) возникает в пятом порядке приближения по амплитуде возмущений и является результатом «компенсации» кубической нелинейности с нелинейностью пятого порядка. Поэтому амплитуда не исчезает при $\nu_1^2=0$. Вообще говоря, для решения (+) использованное нами разложение является несходящимся.

Теперь перейдем к рассмотрению случаев $a_{20}=0$; $w=u_s$, для которых кубическое приближение не дает ответа.

Рассмотрим сначала случай $a_{20}=0$, который имеет место для двух значений поверхностного показателя политропы: $\varkappa=5/3$ и $\varkappa=2$.

а) $\varkappa=5/3$. При этом решение уравнения (4.1), удовлетворяющее граничным условиям (4.7), имеет следующий вид:

$$\varepsilon^{2}(\eta)=\frac{\gamma_0}{\sqrt{-a_3}}\,\mathrm{sch}\frac{\eta}{\Delta}\cdot\left(1-\frac{\gamma_0\mu}{\sqrt{-a_3}}\,\mathrm{sch}\frac{\eta}{\Delta}\right), \tag{4.20}$$

где

$$\mu=\frac{2w^2-1.1u_s^2}{w^2-u_s^2};\qquad -a_3\approx\frac{4w^2-3u_s^2}{5(w^2-u_s^2)};\qquad \Delta=\frac{1}{2\gamma_0}\sqrt{0.8w^2-0.6u_s^2}.$$

Это сверхзвуковой солитон, амплитуда которого с ростом скорости асимптотически стремится к значению $1.1\sqrt{\gamma_0}$.

б) $\varkappa=2$. Здесь уравнение (4.1) допускает конечное решение лишь при условии $\left.\frac{d\varepsilon}{d\eta}\right|_{\varepsilon=0}=\varepsilon_0'\neq0$. При этом получаем решение, представляющее дозвуковую периодическую волну в неустойчивом по Джинсу диске:

$$\varepsilon^2(\eta) = \frac{\sqrt{u_s^2 - w^2}}{\gamma_0} \varepsilon_0' \cdot \mathrm{sn}\left(\frac{2w}{\sqrt{u_s^2 - w^2}} \eta; \ \frac{2w}{\gamma_0} \varepsilon_0'\right), \tag{4.21}$$

где $\mathrm{sn}(z, p)$ — эллиптическая функция Якоби модуля p.

Как важный случай для приложений к диску Галактики рассмотрим решение (4.18) для изотермического диска ($\varkappa = 1$)

$$\varepsilon^2(\eta) = \frac{\nu_1^2}{2} \mathrm{sch}^2 \frac{\eta}{\Delta} \left\{1 - \nu_1^2 \frac{2}{3}\left(5.5 - \frac{u_s^2 - 7w^2}{u_s^2 - w^2} \mathrm{th}^2 \frac{\eta}{\Delta}\right)\right\}. \tag{4.22}$$

В фигурных скобках представлена поправка к структуре кубического солитона (4.16). Форма искажения профиля кубического солитона в общем случае зависит от значения скорости w. Относительное уменьшение амплитуды горбовой части солитона не зависит от w. Уменьшение же амплитуды хвостовой части больше для волн с $u_s > w > u_s/\sqrt{7}$ и меньше для волн с $w < u_s/\sqrt{7}$. В частности, солитон с $w = u_s/\sqrt{7}$ имеет структуру кубического солитона.

Решение (4.19) в рассматриваемом случае имеет вид

$$\varepsilon^2(\eta) = \varepsilon_0^2 \, \mathrm{sch}^2 \frac{\eta}{\Delta}\left(1 + \frac{4\varepsilon_0^2}{\gamma_0^2} \mathrm{th}^2 \frac{\eta}{\Delta}\right); \quad \varepsilon_0^2 = \frac{3(w^2 - u_s^2)}{7w^2 - u_s^2}, \tag{4.23}$$

амплитуда которого при близких к скорости звука скоростях достаточно мала для того, чтобы ряд в правой части (4.1) был сходящимся. Однако решение (4.19), как и (4.8), справедливо лишь при условии

$$\left|\frac{a_0^+ w^2 - b_0^+ u_s^2}{w^2 - u_s^2}\right| \varepsilon_0^2 \ll 1, \tag{4.24}$$

которое в вышеуказанных условиях не выполняется.

Уравнение (4.1) не имеет конечных, медленно меняющихся решений со звуковой скоростью $w = u_s$.

Уравнение (4.1) допускает периодические решения в виде эллиптических функций, удовлетворяющих граничным условиям $\left.\frac{d\varepsilon}{d\eta}\right|_{\eta=0} = \varepsilon_0'$; $\varepsilon\big|_{\eta=0} < \infty$. Эти решения обобщают соответствующие кноидальные решения уравнения кубического приближения [13] и переходят к солитонным решениям настоящей работы при стремлении ε_0' к нулю.

5. *К устойчивости нелинейных возмущений диска.* Сначала *рассмотрим модуляционную неустойчивость* глобальных возмущений диска. Для этого исключим из нелинейного уравнения (2.8) собственную частоту ν_1

и запишем нестационарное нелинейное уравнение (с учетом пространственной дисперсии) в системе отсчета, движущейся со скоростью w. Решение этого уравнения представим в виде (4.3) слегка возмущенной амплитудой и фазой и линеаризуем уравнение относительно возмущенных величин, пренебрегая фоновой неоднородностью. Далее, представляя возмущения в виде $\exp(i\bar{\chi}\rho + i\bar{\nu}\tau)$, где $\bar{\chi}$, $\bar{\nu}$ — волновое число и частота модуляций, исключая возмущения амплитуды и фазы, получим дисперсионное уравнение модуляций $f(\bar{\chi}, \bar{\nu}) = 0$, представляющее биквадратное уравнение относительно $\bar{\nu}$ с коэффициентами, зависящими от $\bar{\chi}$. Указанное дисперсионное уравнение дает следующий критерий модуляционной неустойчивости, учитывающий эффекты пятого порядка нелинейности:

$$\bar{\chi}^2 < \bar{\chi}_{cr}^2 = \frac{3a_2}{u_s^2 - w^2}\varepsilon^2 + \frac{16 b_2^2 + 5a_3(u_s^2 - w^2) + 3a_2(b_0^+ u_s^2 - a_0^+ w^2)}{(u_s^2 - w^2)^2}\varepsilon^4. \quad (5.1)$$

Он обобщает критерий неустойчивости, полученный в работе [12] для гравитирующих дисков, в области минимума дисперсионной кривой (1.1). Первый член в выражении $\bar{\chi}_{cr}^2$ представляет кубическую нелинейность, рассмотренную в [12], второй — нелинейность пятого порядка. Как и в случае взрывной неустойчивости, нелинейность пятого порядка эффективна в области $a_2 = 0$. При значении показателя политропы $\varkappa = 5/3$ имеем

$$\bar{\chi}_{cr} = \frac{\sqrt{4.17\, w^2 - 0.01 u_s^2}}{u_s^2 - w^2}, \quad (5.2)$$

откуда следует, что неустойчивость возникает для возмущений, распространяющихся со скоростями $u_s > w > 0.04\, u_s$. С ростом w критическое волновое число модуляций растет.

Для дисков с $\varkappa = 2$ (5.1) дает $\bar{\chi}_{cr} = 0$, так как нелинейные члены при этом обращаются в нуль.

Для изотермических дисков имеем

$$\bar{\chi}_{cr} = 2\varepsilon\sqrt{\frac{3}{u_s^2 - w^2}}\left\{1 + \frac{19\, u_s^2 - 9w^2}{u_s^2 - w^2}\varepsilon^2\right\}, \quad (5.3)$$

откуда видно, что для всех возможных значений скорости $w < u_s$ поправка пятого приближения приводит к увеличению критического значения волнового числа модуляций.

Теперь исследуем *устойчивость стационарного солитонного решения* (4.14) для изотермических дисков. Опять запишем нестационарное нелинейное уравнение в движущейся со скоростью w солитона системе отсчета, представив возмущения в виде

$$\varepsilon_1(\eta, \tau) = (\varepsilon(\eta) + \psi(\eta))\, e^{-i\nu_1\sqrt{1-m^2}\cdot\tau},$$

где $\nu_1\sqrt{1-m^2}$ ($\nu_1^2 > 0$ — диск устойчив по Джинсу) — частота возмущений, $\varepsilon(\eta)$ — стационарное решение (4.22), линеаризуем нестационарное уравнение относительно $\psi(\eta)$, учитывая при этом фоновую неоднородность. Получим следующее уравнение:

$$\frac{1}{1-x^2}\frac{d}{dx}(1-x^2)\frac{d\psi}{dx} - 2\nu_1^2\lambda_1 x\frac{d\psi}{dx} +$$

$$+\left\{\frac{6}{1-x^2} - \frac{m^2}{(1-x^2)^2} + \nu_1^2\left(\bar{A} + \frac{\tilde{B}}{1-x^2}\right)\right\}\psi = 0, \qquad (5.4)$$

где введена новая независимая переменная $x = \operatorname{th}\frac{\eta}{\Delta}$ и

$$\bar{A} = \frac{2}{a_{20}}\left(12\alpha - 3\beta - \lambda_1 - 4\lambda_0 + 3\frac{a_3}{a_{20}}\right); \qquad \lambda_{0,1} \equiv \frac{a_{0,1}^{+}w^2 - b_{0,1}^{+}u_s^2}{w^2 - u_s^2};$$

$$\tilde{B} = \frac{2}{a_{20}}\left(m^2(a_0^+ + \lambda_0) - 3a_{21} - a_0^+ - \lambda_1 - 4\lambda_0 + 6\beta - 24\alpha + 24\frac{a_3}{a_{20}}\right). \qquad (5.5)$$

Решение уравнения (5.4) должно удовлетворять граничному условию

$$\psi(x^2 = 1) < \infty. \qquad (5.6)$$

Решим уравнение (5.4) методом теории возмущений. Представим

$$\psi(x) = \psi_0 + \nu_1^2\psi_1; \quad m^2 = m_0^2 + \nu_1^2 m_1, \qquad (5.7)$$

с учетом которых из (5.4) получим уравнения

$$\hat{L}\psi_0 \equiv \left\{\frac{1}{1-x^2}\frac{d}{dx}(1-x^2)\frac{d}{dx} + \left[\frac{6}{1-x^2} - \frac{m_0^2}{(1-x^2)^2}\right]\right\}\psi_0 = 0; \qquad (5.8)$$

$$\hat{L}\psi_1 = 2\lambda_1\frac{d\psi_0}{dx} - \left[\tilde{A} + \frac{\bar{B}}{1-x^2} - \frac{m_1}{(1-x^2)^2}\right]\psi_0. \qquad (5.9)$$

Уравнение (5.8) описывает возмущения солитонов кубической нелинейности, рассмотренное в [14]. Его решение в виде присоединенных функций Лежандра

$$\psi_0(x) \sim P_2^{m_0}(x) \qquad (5.10)$$

удовлетворяет граничному условию (5.6) при

$$m_0^2 < 0; \quad m_0^2 = 1; \quad m_0^2 = 4. \qquad (5.11)$$

Случай $m_0^2<0$ соответствует ненарастающим осцилляциям (непрерывный спектр), $m_0^2=1$ — нейтральной стабильности солитона относительно пространственных возмущений $\psi_0\sim x\sqrt{1-x^2}$; $m_0^2=4$ — слабой неустойчивости с инкрементом $\sqrt{3}\cdot\nu_1$ относительно возмущений $\psi_0\sim$ $\sim(1-x^2)$.

Вычислим поправки к собственным функциям и собственным значениям (5.10) и (5.11), обусловленные членами пятого порядка нелинейности. Рассмотрим сначала неустойчивую моду

$$m_0^2=4;\quad \psi_0\sim 1-x^2. \tag{5.12}$$

Подставляя (5.12) в (5.9) и решая полученное уравнение, получим

$$\psi_1\sim\frac{D_1}{1-x^2}+C_1+B_1(1-x^2)\ln(1-x^2)+A_1(1-x^2), \tag{5.13}$$

где A_1, B_1, C_1, D_1 — постоянные коэффициенты, выражающиеся через параметры (5.5). Решение (5.13) удовлетворяет условию (5.6) при $D_1=0$, откуда для m_1 получаем

$$m_1=\frac{4}{35}(6\bar{A}+7\bar{B}+4\lambda_1). \tag{5.14}$$

С учетом (5.7), (5.14) и (5.5) для инкремента нарастания рассматриваемой моды получим

$$\tilde{\gamma}_0=\nu_1\sqrt{3}\left(1+\nu_1^2\frac{19\,u_s^2-12\,w^2}{u_s^2-w^2}\right), \tag{5.15}$$

т. е. инкремент растет.

Вычислим поправку к нейтрально-устойчивой моде

$$m_0^2=1;\quad \psi_0\sim x\sqrt{1-x^2}. \tag{5.16}$$

Аналогичная процедура приводит к решению

$$\psi_1\sim\frac{D_2x}{\sqrt{1-x^2}}+C_2x\sqrt{1-x^2}\,\ln(1-x^2)+B_2x(1-x^2)^{3/2}, \tag{5.17}$$

удовлетворяющему условию конечности (5.6) при $D_2=0$. Последнее для m_1 дает

$$m_1=\frac{2}{35}(4\bar{A}+7\tilde{B}-2\lambda_1). \tag{5.18}$$

Заметим, что в рассматриваемом случае знак поправки (5.18) решает вопрос устойчивости солитона. Здесь имеем слабую неустойчивость с инкрементом

$$\tilde{\gamma}_0 = \nu_1^2 \sqrt{14 + \frac{23.4\, u_s^2}{u_s^2 - w^2}}.$$

Автор признателен В. А. Антонову, В. Л. Поляченко, А. М. Фридману за полезное обсуждение работы и критические замечания.

Ереванский государственный
университет

SPIRAL SOLITONS IN THE FLAT GASEOUS DISKS OF GALAXIES

M. G. ABRAMIAN

The theory of non-linear perturbations of a self-gravitating thin rotating gaseous disk is developed taking into consideration terms of five degree nonlinearity. The five degree approach removes uncertainties of the theory based on the cubic nonlinearity approach. Critical value of the surface index of politropy, below which develops a break-up instability of the disk, decreases by a few percent. The correction to the amplitude and small changes of cubic soliton depend on its group velocity. The question of stability of the soliton is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner,* Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 113, 1974.
2. *Л. С. Марочник, А. А. Сучков,* УФН, 112, 275, 1974.
3. *В. Л. Поляченко, А. М. Фридман,* Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
4. *А. М. Фридман,* Итоги науки. (Астрономия), ВИНИТИ, 10, 61, 1975.
5. *A. Toomre,* A. J., 158, 899, 1969.
6. *S. I. Feldman, C. C. Lin,* Studies in Appl. Math., 52, 1, 1973.
7. *А. Г. Морозов, М. В. Невлин, Е. М. Снежкин, А. М. Фридман,* Письма ЖЭТФ, 39, 504, 1984.
8. *А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман,* Письма ЖЭТФ, 26, 129, 341, 1977; Астрон. ж., 56, 279, 1979.
9. *S. Ikeuchi, T. Nakamura,* Progr. Theor. Phys., 55, 1419, 1976.
10. *В. Л. Поляченко, С. М. Чурилов, И. Г. Шухман,* Астрон. ж., 57, 479, 1980.
11. *С. М. Чурилов,* Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 54, 148, 1980.
12. *В. И. Корчагин, П. И. Корчагин,* Астрофизика, 16, 273, 1980

13. *М. Г. Абрамян, С. В. Арутюнян*, Письма АЖ, 10, 504, 1984; Тезисы докладов ГР—6, М., 1984, стр. 96.
14. *В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, Астрон. ж., 56, 957, 1979.
15. *А. Г. Морозов*, Астрон. ж., 58, 244, 1981.
16. *А. Г. Морозов*, Письма АЖ, 8, 636, 1982.
17. *М. Г. Абрамян*, Письма АЖ, 8, 751, 1982.
18. *C. Hunter*, Ann. Rev. Fluid Mech., 4, 219, 1972.
19. *М. Г. Абрамян*, Астрофизика, 14, 579, 1978.
20. *С. М. Чурилов, И. Г. Шухман*, Астрон. цирк., № 1157, 1981.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.4+524.5

ИЗУЧЕНИЕ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 2 Моп. ОБЛАСТЬ СКОПЛЕНИЯ NGC 2244

Н. Г. ГУСЕВА

Поступила 15 марта 1984

Принята к печати 11 января 1985

На основании данных нашего каталога *B*, *V*-величин и спектров О—В—А звезд [8], а также данных по *UBV*-фотометрии [5] и собственным движениям [9] получен вывод об отсутствии пылевого вещества в пределах восточной половины кольца максимальной эмиссии Розетки (в диаметре $\sim 45'$). Показано, что если в области эмиссии и существует пылевая оболочка, окружающая ядро скопления, то верхний предел ее оптической толщины не превышает $A_V = 0.3^m$. В западной части на расстоянии $r > 1$ кпс расположены очень плотные пылевые облака, экранирующие свет звезд скопления. Оценка их оптической плотности дает величину $A_V \sim 3^m \div 4^m$.

1. Наличие пыли в областях звездообразования, ее плотность и пространственное расположение имеют важное значение для понимания происходящих в них процессов. Основное количество пыли сосредоточено в гигантских молекулярно-пылевых комплексах, в которых происходит образование звезд. При этом важно выделить и определить содержание пылевого вещества в пределах молодых рассеянных звездных скоплений, ассоциаций, областей H II, входящих в состав областей звездообразования.

В данной работе исследуются распределение и плотность пылевого вещества в центральной части (в диаметре $\sim 45'$) области звездообразования 2 Моп, в молодом рассеянном звездном скоплении NGC 2244. Корона скопления совпадает с кольцевой эмиссионной туманностью Розетка, ядро скопления содержит 5 О-звезд и находится в полости эмиссии.

Поскольку считается [1—4], что центральная полость Розетки образована действием на межзвездную среду звездного ветра, который выметает вещество в более плотную газовую оболочку, расширяющуюся со скоростью ~ 20 км/с, представляется закономерным вывод работы [5] о хорошей перемешанности пылевого и газового компонентов в пределах эмиссионного кольца Розетки, с максимальной плотностью газа [1, 6, 7] и пыли на внутренней кромке эмиссионного кольца. Результаты работы [5] получены на основании B, V-фотометрии 400 звезд в диаметре $\sim 45'$ вокруг центра скопления NGC 2244. Но даже если считать выделение членов скопления P—Q методом [5] достаточно надежным, по результатам только трехцветной фотометрии невозможно заключить, находится ли измеряемое поглощающее вещество до или в самом скоплении. Расчеты в [5] проводились в кольцевых зонах и поэтому не были учтены различия в поглощении переднего фона в разных частях исследуемой области.

В настоящей работе использована спектральная классификация звезд из работы [8], а также собственные движения звезд исследуемой области из работы [9] для уточнения принадлежности звезд, отнесенных P—Q методом [5] к членам скопления. На основании данных работы [8] определено поглощение переднего фона, получены некоторые параметры скопления. Для разных частей эмиссионной туманности учтено неоднородное поглощение переднего фона.

2. Основным материалом для данной работы послужил созданный и исследованный нами каталог B, V-величин и спектральных классов O—B—A звезд до $V = 13.2^m$ [8]. Исследование [10] каталога [8] и сравнение с данными других авторов показало, что точность его достаточна для проведения детальных звездно-статистических работ. Не найдено также систематических различий при сравнения B и V-величин в каталогах [5] и [8]. Для общих в обоих каталогах звезд разность в определении избытков, полученных P—Q методом и методом спектральной калибровки [11], зависит от спектрального класса звезды. Для звезд ранних спектральных классов O—A2 избытки цвета, определенные двумя методами. не имеют систематических различий. Лишь для звезд более поздних, чем A2, $\Delta E_{B-V} = 0.3^m$ и больше. По-видимому, это происходит из-за менее точного выделения членов скопления P—Q методом среди слабых звезд более поздних спектральных классов.

3. По наиболее надежно отнесенным к членам скопления O—B-звездам ядра скопления в диаметре $25'$ получен средний избыток цвета для скопления $\langle E_{cl} \rangle = 0.47^m$. По данным каталога [8] звезды № 19, 20, 30 и 33 из списка [12] отнесены нами к переднему фону. Звезды № 41 и 42, по-видимому, являются членами скопления. Полученная величина $\langle E_{cl} \rangle$ хорошо согласуется с определениями многих авторов. Средний избыток цвета скопления по данным разных авторов находится в пределах $0.46^m \div 0.49^m$.

Методом спектральных параллаксов расстояние до скопления найдено равным $r_{cl} = 1.7$ кпс (при $R = 3.0$ [5, 13]). Прямое усреднение значений расстояний, полученных разными методами ($(U-B)_0 - M_V$ калибровки, $H_3 - M_V$ калибровки [14], $P - Q$ метода [5], МК-спектральной калибровки [10, 12, 15]) для звезд —членов скопления приводит к немного меньшей величине $r_{-1} = 1.6$ кпс.

В работах [5, 14, 16—18] получены оценки возраста скопления NGC 2244. Среднее значение $\langle t \rangle = (2 \div 5) \cdot 10^6$ лет. Такой возраст предполагает наличие пыли вблизи скопления.

4. Нами построено распределение поверхностной плотности звезд с расстоянием от центра скопления по звездным картам из работы [5] в пределах круга диаметром 44′ по 7 кольцевым зонам размером 3.′05 (рис. 1а). Кроме того в пределах туманности Розетка выделено для исследования восемь секторных областей, первая вверху, нумерация по часовой стрелке. На рис. 1 представлено аналогичное распределение поверх-

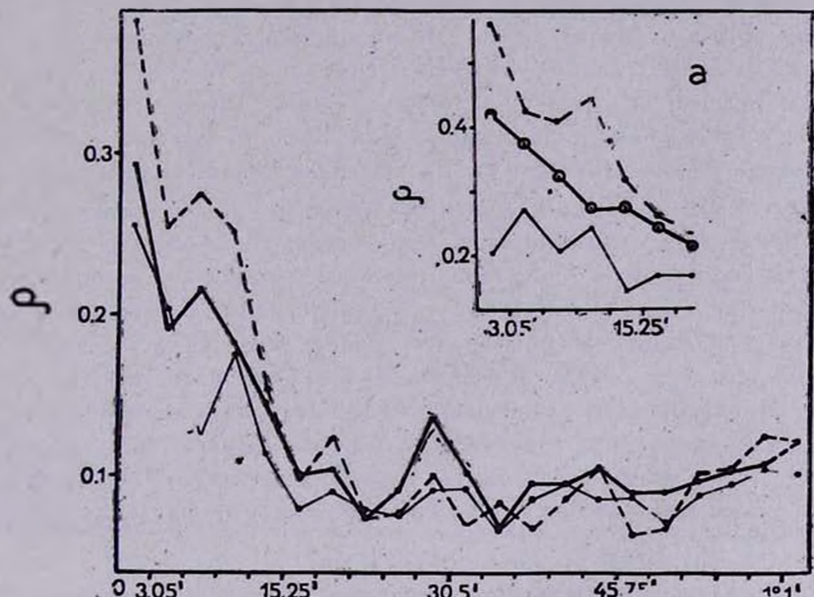

Рис. 1. Распределение поверхностной плотности звезд ρ с расстоянием от центра скопления в широких окрестностях скопления (до 1°) по пластинкам с ДДА АН УССР. Толстой линией нанесен ход плотности в относительных единицах суммарно для всех секторов, тонкой—для IV, V, VI секторов, прерывистой—для IX и X (всего XII секторов, первый—вверху, нумерация по часовой стрелке. а) То же по данным из работы [5]. Всего VIII секторов, толстой линией нанесен ход плотности звезд ρ суммарно для всех секторов, тонкой линией—распределение в секторах II и IV (западная часть Розетки), прерывистой линией—в секторах VI и VII (восточная часть).

ностной плотности звезд в широких окрестностях скопления до 1° от центра. Подсчеты проводились по пластинке, полученной Н. В. Харченко на двойном длиннофокусном астрографе ГАО АН УССР. Как следует из подсчетов, скопление имеет диаметр не менее $40' \div 45'$ и простирается до края кольца максимальной эмиссии Розетки. Во всех подсчетах поверхностная плотность звезд в западной половине скопления оказалась систематически ниже, чем в восточной.

5. Проведено сопоставление вида поверхностной яркости эмиссии Розетки [19] с поверхностной плотностью звезд ранних спектральных классов O—B—A из каталога [8], а также с плотностью звезд—членов скопления, выделенных по UBV-фотометрии [5] и по собственным движениям [9] в окрестности ядра скопления NGC 2244 (рис. 2). Поверхностная плотность звезд, отнесенных к членам скопления разными методами, в восточной части намного больше, чем в западной. Звезды — члены скопления, выделенные по собственным движениям, практически отсутствуют в западной части эмиссионного кольца (см. рис. 6 в работе [9]). Такую картину можно объяснить присутствием пылевых уплотнений, которые проектируются на западную часть скопления и заметно уменьшают наблюдаемую предельную звездную величину. В этом случае: 1) участки меньшей поверхностной плотности звезд должны коррелировать с областями пониженной яркости туманности; 2) в западной части эмиссионного кольца избытки звезд E_{B-V} должны быть больше. Действительно, участки пониженной яркости эмиссионной туманности, обозначенные штриховкой на рис. 2, коррелируют с областями низкой поверхностной плотности звезд (прерывистая линия), отнесенных к членам скопления различными методами. Но в то же время избытки, полученные для членов скопления в работе [5], в западной части эмиссионного кольца меньше, чем в восточной, что не согласуется с предложенным объяснением. Наблюдаемое несоответствие устраняется, если принять, что пылевые облака экранируют свет звезд западной части скопления, а звезды, отнесенные P—Q методом к членам скопления и имеющие малые избытки, принадлежат переднему фону.

6. Специально исследованы отдельные участки эмиссионного кольца I—V (рис. 2), с однородной поверхностной яркостью эмиссии и близкими избытками цветов для звезд—членов скопления. На рис. 3 представлена кривая поглощения для IV участка (сплошная линия). Для участков I, II и V нанесены отдельные звезды, так как их количество очень мало для построения средних кривых поглощения. Звезды III участка имеют большой разброс в избытках ($0.14^m \div 0.56^m$). Прерывистой линией нанесена кривая, построенная по всем звездам, расположенным в направлении на центральную часть скопления в диаметре $\sim 25'$. Из рис. 3 следует, что все звезды западной части эмиссионного кольца с измеренными B, V-величинами и спектрами, имеющие малые избытки ($\langle E \rangle = 0.17^m$), распо-

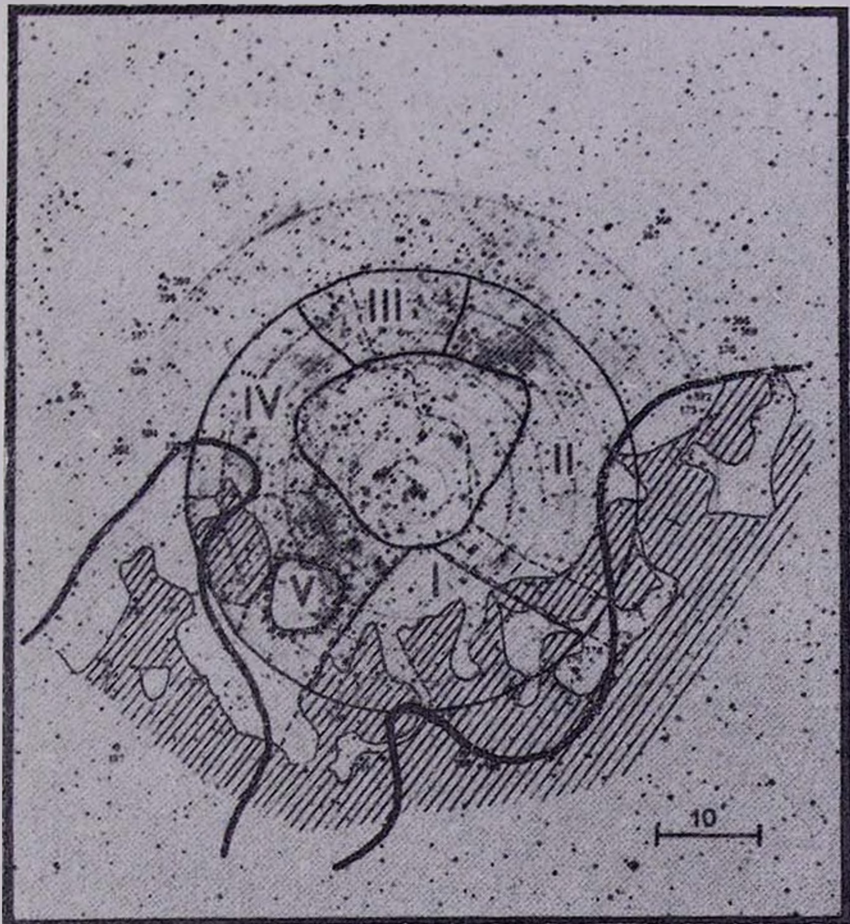

Рис. 2. Область исследования (рис. 2 из работы [5]). Толстой линией нанесен контур молекулярного облака [22], заштрихованные участки — области пониженной яркости эмиссии Розетки, прерывистой линией очерчены области пониженной плотности звезд — членов скопления, тонкой линией выделены границы «дырки» в эмиссии и контуры участков I—V.

К ст. Н. Г. Гусевой

ложены на $r < 1$ кпс и поэтому относятся к звездам переднего фона. Естественно считать, что звезды из работы [5] в западной части Розетки с малыми избытками цвета, определенными P—Q методом, также принадлежат переднему фону. Звезды с большими избытками на $r > 1$ кпс в направлении на западную часть эмиссионного кольца отсутствуют, поскольку они экранируются пылевыми облаками. Если скопление симметрично, то в западной части скопления должны были бы присутствовать звезды спектрального класса B. Поскольку таких звезд не видно, оптическая плотность экранирующих облаков будет не меньше $A_V \sim 3^m \div 4^m$. Эта величина получена с учетом переднего фона восточной половины Розетки $A_V \sim 0.4^m$ и центральной части $A_V \sim 1.4^m$. Поскольку в западной части скопления во всех исследованиях [5, 8, 9] отсутствуют данные для звезд скопления, дальнейшие выводы будут основаны на данных для восточной половины Розетки — участки IV и V и ядра скопления.

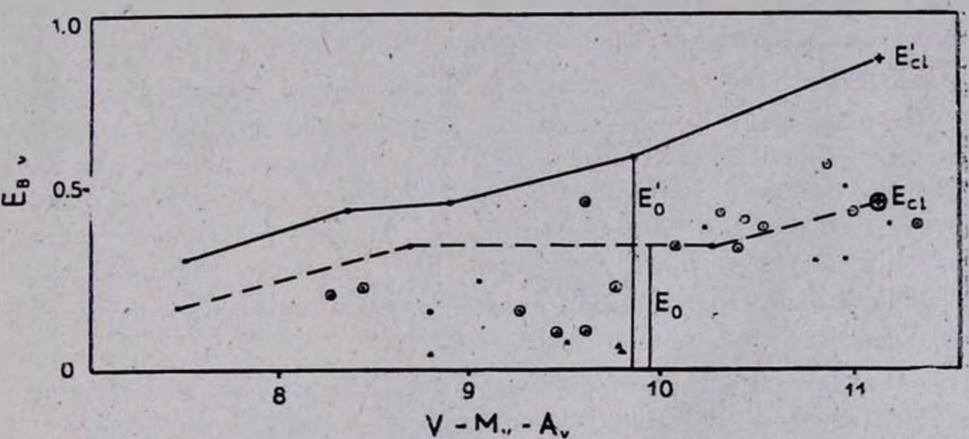

Рис. 3. Кривые поглощения для центральной части скопления — прерывистая линия и IV участка — сплошная линия. Нанесены отдельные звезды из других участков: с использованием B, V-величин ГАО (каталог [8]) (▲ — I уч., ■ — II уч., · — V уч.); с определениями Огюры (треугольник в кружке — I уч., квадрат в кружке — II уч., ⊙ — V уч.); спектры везде из [8]. ⊕ — среднее значение E_{cl} для звезд — членов скопления в центральной области и + — E'_{cl} — аналогичная величина в IV участке.

7. Согласно [9], ряд звезд скопления из каталога [5] имеет большие собственные движения. Часть этих звезд, особенно относящихся к восточной половине Розетки, имеет большие избытки цвета по определению Огюры и Исиды [5]. Направление на скопление NGC 2244 практически совпадает с направлением на апекс Солнца. Поэтому в величине μ_y отражено в первую очередь движение Солнца среди звезд (параллактическая часть). Мы попытались проверить, не могут ли эти звезды с большими

собственными движениями действительно быть звездами переднего фона. Это означало бы, что на кривой поглощения на рис. 2 не учтено какое-то количество звезд вблизи 1 кпс с большими избытками. Такие звезды могут не иметь спектральной классификации из-за близости звездных величин к предельно слабым для данного исследования. Поэтому среднее значение избытка цвета для звезд—членов скопления в IV участке (крестик на рис. 3) определено только на основании данных работы [5]. Все остальные точки на кривых построены по данным каталога [8].

Чтобы оценить критерий принадлежности звезд к переднему фону по величине собственного движения, были использованы данные о расстояниях и средних собственных движениях для 35 скоплений из работы [20]. Построены зависимости μ''_x и μ''_y от r, из которых следует, что по крайней мере в этой выборке нет скоплений с $r > 1$ кпс, у которых $|\mu_x| > 0.6''$ и $|\mu_y| > 0.9''$ (собственные движения приведены за 100 лет). Были отобраны все звезды из работы [5], собственные движения которых отличаются на 1.0″ от средних для скопления ($\overline{\mu}_x = -0.073''$, $\overline{\mu}_y = 0.230''$). Таких звезд оказалось 58, из них 23 звезды $P-Q$ методом отнесены к членам скопления. Соотношение звезд гало и диска по данным работы [21] (модель „А“) равно 1:34 при $z = 0.061$ пс для центра скопления NGC 2244 и $r_{cl} = 1.7$ кпс. Действительно, только 9 звезд из всех 287 измеренных имеют большие собственные движения в μ_x и могут быть „бегунами“. Все остальные звезды на диаграмме $\mu_x - \mu_y$ сгруппированы вблизи нулевого значения μ_x, в области больших μ_y.

По принятому в практике исследования звездных скоплений статистическому критерию отделения членов скопления от звезд фона — критерию Эббигхаузена — звезды, расположенные на диаграмме собственных движений вне границ $2\sigma_\mu$, не принадлежат скоплению. Все 58 звезд находятся далеко за границей $2\sigma_\mu$, даже для звезд с самым низким классом качества I и наибольшим из определенных в работе [9] $\sigma_\mu = 0.3/100$ лет. Для этих 23 звезд по нашей просьбе М. Д. Метревели (Абастуманская астрофизическая обсерватория) провела дополнительную спектральную классификацию. Все эти звезды слабые, и среди них не оказалось звезд со спектральным классом более ранним, чем F2. С пределом каталога [8] $V = 13.2^m$ и $r_{cl} = 1.7$ кпс все они заведомо принадлежат переднему фону. Таким образом, часть звезд в восточной половине эмиссионного кольца Розетки, для которых $P-Q$ методом определены большие избытки, в действительности относятся к переднему фону; это звезды поздних спектральных классов с малыми избытками цвета. С фотоэлектрически точными определениями B, V-величины, из-за неточности P—Q метода, при отнесении к членам скопления NGC 2244 звезд переднего фона их избытки цвета увеличиваются на $0.2^m \div 0.6^m$. Все такие звезды исключены нами из анализа.

8. Из рис. 3 видно, что оставшаяся разница в поглощении между центральной и восточной частью скопления в основном определяется различием поглощения переднего фона этих участков уже на внешней границе местного спирального рукава ($r \sim 1$ кпс).

Допустим, что разница в избытках цвета звезд центральной части скопления и их переднего фона $E_1 = E_{cl} - E_0$ (рис. 3) относится к некоторой сферической пылевой оболочке, окружающей ядро скопления, восточная часть которой доступна нашим измерениям. Тогда ее оптическая толщина не превышает $A_V = 3 \cdot E_1 = 3 \cdot (E_{cl} - E_0) = 3 \cdot (0.47^m - 0.34^m) = 3 \cdot 0.13^m$. Если предположить, что пыль в ней распределена равномерно и фотометрией [5] охвачены все звезды, расположенные в ее пределах, то E_1 можно также оценить как $E_1 = 1/2\,(E_{max} - E_0) = 0.09^m$, где E_{max} — звезда с максимальным избытком в пределах $3'$ от центра скопления. С учетом разницы в величине переднего фона для звезд центральной полости $E_0 = 0.34^m$ и восточной части эмиссионного кольца $E_0' = 0.58^m$ был рассчитан ход избытков с расстоянием от центра. На рис. 4 толстой линией представлено наблюдае-

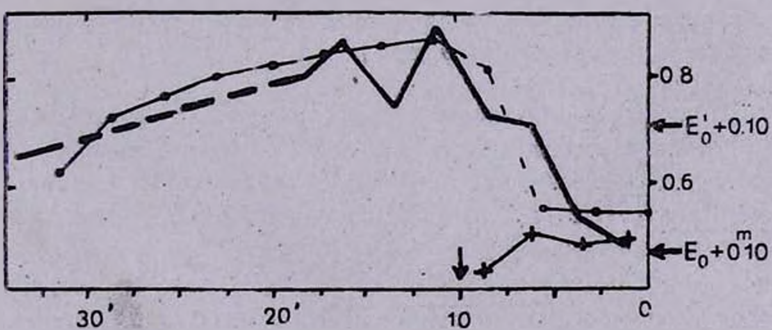

Рис. 4. Распределение средних избытков звезд — членов скопления с расстоянием от центра скопления. Толстой линией представлено наблюдаемое распределение, тонкой — расчетное. Стрелкой указана граница «полости» в эмиссии. Крестиками дано распределение для ярких членов центра скопления по данным [12] и [15].

мое распределение, тонкой — рассчитанное. Стрелкой указана граница эмиссии. В области $3' \div 9'$ от центра происходит наложение участков с избытками звезд переднего фона, равными E_0 и E_0' (пунктир на рис. 4 вблизи края центральной полости эмиссии). Принимая расстояние от центра скопления до внешней границы пылевой оболочки равным 32′ и поглощение в ней $A_V = 0.3^m$, получаем наилучшее согласие с наблюдательными данным.

9. Представленные результаты получены с использованием всех звезд, измеренных в работе [5]. Найдено резкое увеличение избытков при $B \geqslant 14.9^m$ в построенном по данным работы [5] распределении избытков звезд — членов скопления от звездных величин B. Увеличение избытков с увеличением звездных величин может быть обусловлено ошибками в определении звездных величин слабых звезд и ошибками в отнесении к членам скопления звезд, не принадлежащих скоплению. Если исключить из рассмотрения слабые звезды каталога [5] с $B > 14.9^m$, то $E'_{cl} = 0.78^m$. Предположим теперь, что величина $E_{cl} - E_0$ набирается в промежутке Местный спиральный рукав — скопление. Если E'_0, определяемое по кривой межзвездного поглощения (рис. 3), вычислить лишь по самым далеким звездам, оно будет равно $E'_0 = 0.62^m \div 0.65^m$, и тогда величина $E'_{cl} - E'_0 = 0.78^m - 0.65^m = 0.13^m$ будет такая же, как и $E_{cl} - E_0 = 0.47^m - 0.34^m = 0.13^m$. В таком случае в восточной части эмиссионного кольца пыль полностью отсутствует.

Отметим, что все звезды V участка, расположенного в восточной части Розетки, хорошо ложатся на кривую поглощения, построенную по звездам в пределах центральной полости (рис. 3). По-видимому, поглощение переднего фона для звезд V участка равно поглощению переднего фона для звезд центральной области.

10. Итак, на основании спектральных данных [8] и собственных движений [9] была проведена частичная ревизия членов скопления NGC 2244 из работы [5]. Показано, что часть звезд, отнесенных к членам скопления P—Q методом [5], в действительности принадлежит переднему фону. Найдено, что поглощающее вещество находится не внутри эмиссионной туманности, как считалось раньше [5], а перед нею. В пределах восточной половины кольца максимальной эмиссии Розетки практически отсутствует пыль. Верхний предел поглощения здесь $A_V = 0.3^m$.

В направлении на юго-западную часть Розетки, на расстоянии $r > 1$ кпс расположены очень плотные пылевые облака, экранирующие свет звезд скопления. Оценка их оптической плотности дает величину $A_V \sim 3^m \div 4^m$.

Автор выражает благодарность Н. В. Харченко за предоставленный наблюдательный материал для звездных подсчетов и М. Д. Метревели за

проведенную дополнительную спектральную классификацию слабых звезд.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE 2 MON STAR FORMATION REGION. THE CLUSTER REGION NGC 2244

N. G. GUSEVA

On the basis of the catalogue of *B*, *V* star magnitudes and spectra of O—B—A stars [8] as well as of the photometric data in *U*, *B*, *V* [5] and the proper motions [9] the dust matter has been concluded to be absent within the cast bound of maximal emission of Rosette (diameter $\sim 45'$). It has been shown that if the dust shell, surrounding the cluster nucleus, exists in the emission region the upper limit of its optical thickness will not exceed $A_V = 0.3^m$. On the western part of Rosette at a distance of $r > 1$ kpc the dust clouds with optical thicknesses $A_V \sim 3^m \div 4^m$, shielding the light should be observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. G. Mathews*, Ap. J., 144, 206, 1966.
2. *W. F. Fountain, G. A. Gatty, C. R. O'Dell*, Ap. J., 229, 971, 1979.
3. *M. G. Smith*, Ap. J., 182, 111, 1973.
4. *M. H. Schneps, P. T. P. Ho, A. H. Barrett*, Ap. J., 240, 84, 1980.
5. *K. Ogura, K. Ishida*, P. A. S. Japan, 33, 149, 1981.
6. *T. K. Menon*, Ap. J., 135, 394, 1962.
7. *L. Bottinelli, L. Gougunheim*, Ann. Astrophys., 27, 685, 1964.
8. Каталог *B*, *V*-величин и спектров 6000 звезд, Наукова думка, Киев, 1985.
9. *L. A. Marschall, W. F. van Altena, L.—T. G. Chiu*, A. J., 87, 1497, 1982.
10. *Н. Г. Гусева, М. Д. Метревели*, Бюлл. Абастуманской обс., 1984.
11. *Th. Schmidt-Kaler*, In: "Landolt-Bornstein Zahlenwerte und Funktion aus Naturwissenschaften und Technik", New serie, Gruppe Y1, Astronomie, Astrophysik und Weltraumforschung, B. 1., Astronomie und Actrophysik, Berlin etc, Springer, 1965, S. 284—315.
12. *H. L. Johnson*, Ap. J., 136, 1135, 1962.
13. *D. G. Turner*, Ap. J., 210, 65, 1976.
14. *A. M. Heiser*. A. J, 82, 973, 1977.
15. *W. W. Morgan, W. A. Hiltner, J. S. Neff, R. Garrison, D. E. Osterbrock*, Ap. J., 142, 974, 1965.
16. *R. M. Hjellming*, Ap. J., 154, 533, 1968.

17. *D. E. Osterbrock, R. E. Stockhausen*, Ap. J., 131, 310, 1960.
18. *H. van Schewick*, Veroff. Univer. Sternwarte Bonn, 11, 1, 1958.
19. *З. Маркс*, Йенское обозрение, 1, 4, 1981.
20. *А. А. Латыпов*, Астрон. ж., 56, 515, 1979.
21. *Y. Yoshii*, P. A. S. Japan. 34, 365, 1982.
22. *L. Blitz, P. Thaddews*, Ap. J., 241, 676, 1980.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.31—355.7+543.432

К ПРОБЛЕМЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ СЛАБЫХ ЗВЕЗД

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 10 сентября 1984
Принята к печати 8 января 1985

Обсуждаются перспективы спектральной классификации слабых покрасневших звезд с привлечением внеатмосферных наблюдений. Показано, что на основании данных колориметрических наблюдений как в ультрафиолете (2000—3000 А), так и в сочетании с оптическим диапазоном нельзя провести однозначную спектральную классификацию слабых звезд, испытывающих значительное межзвездное поглощение. Реальную перспективу следует связать с методом «длины спектрограммы», когда классификация осуществляется по двум наблюдаемым параметрам — по длине спектрограммы L в ультрафиолете и по величине $U—V$, графики зависимости между которыми приведены на рис. 3. Метод «длины спектрограммы» позволяет найти однозначно: а) спектральный класс звезды; б) величину межзвездного поглощения до данной звезды; в) класс светимости звезды.

1. *Постановка проблемы.* Проблема спектральной классификации слабых звезд продолжает занимать астрофизиков прежде всего с методологической точки зрения. Факт, ставший уже тривиальным,— трудность получения спектрограмм для слабых звезд — заставляет нас развернуть изыскания в основном в следующих двух направлениях:

а. Отказ от использования спектральных линий вообще в качестве индикатора класса звезды и поиски методов классификации только по непрерывному спектру.

б. Отказ от получения спектрограмм вообще и поиски новых критериев спектрального класса по данным колориметрических измерений.

Если не принимать во внимание единичные случаи установления спектрального класса той или иной звезды путем измерения непрерывного спектра и его сравнение с теоретическими моделями, наземная астрономия не располагает эффективными для массового применения методами спектральной классификации звезд по их непрерывному спектру в оптическом диапазоне. Классификация же на основе данных колориметрических измерений в оптическом диапазоне не обеспечивает требуемого спектрального разрешения, что следует хотя бы из хорошо известного факта: показатели цвета $U{-}B$ для звезд классов от A0 до G0 суть величины почти одного порядка и меньше $0^m.10$. Положение несколько лучше в случае мультиканальной фотометрии, но и она не является выходом из положения.

Свидетельством того, что наземная астрономия, по-видимому, дошла до предела своих возможностей, может служить, в частности, каталог спектральных классов звезд Абастуманской обсерватории, содержащий 11 тысяч звезд; в нем рабочий предел $11^m.5$ [1]. Становится все более очевидной бесперспективность существенного смещения этого предела при спектральной классификации как по непрерывному спектру, так и по данным колориметрических измерений до тех пор, пока применение обоих этих методов ограничивается оптическим диапазоном.

Иначе обстоит дело, когда мы переходим в ультрафиолетовую область спектра, короче 3000 А и, скажем, до 2000 А. Реальные надежды с развертыванием работ по спектральной классификации слабых звезд, по-видимому, следует возлагать на внеатмосферные наблюдения, и в настоящее время имеются достаточные основания для подобного утверждения. В связи с этим возникает необходимость количественного анализа обоих этих направлений — классификация по колориметрическим данным и классификация по непрерывному спектру с тем, чтобы можно было составить представление о перспективах применения для этой цели столь дорогостоящих и далеко еще не доступных средств — внеатмосферных наблюдений. Настоящая статья ставит перед собой такую задачу.

2. *Спектральная классификация по данным колориметрических измерений в ультрафиолете.* Точность и надежность спектральной классификации по данным колориметрических измерений, очевидно, будет тем больше, чем больше базис длин волн — расстояние между сопоставляемыми между собой точками в спектре звезды. В качестве одной из таких точек мы берем какую-либо из полос в оптическом диапазоне — U, B или V. По многим соображениям вторую точку целесообразно иметь на $\lambda = 2200$ А.

Будем исходить пока из некоей условной формы и ширины полосы пропускания фотометрической системы на 2200 А — обозначим ее символом «Y»; численно она представлена в табл. 1. Имея это в виду, можно вывести следующую формулу для показателя цвета $Y-U$:

$$(Y-U)_0 = -2.5\lg\frac{\int Y_\lambda F_\lambda d\lambda}{\int U_\lambda F_\lambda d\lambda} - 0.73, \tag{1}$$

где индекс нуль при $Y-U$ означает, что речь идет о нормальном показателе цвета, т. е. без влияния межзвездного поглощения; F_λ — поток излучения звезды на длине волны λ; Y_λ и U_λ — «кривые реакции» соответствующих диапазонов. Формула (1) выведена с соблюдением условия $(Y-U)_0 = 0$ для спектрального класса A0.

Таблица 1

ПРОПУСКАНИЕ СВЕТОФИЛЬТРОВ (В ПРОИЗВОЛЬНЫХ ЕДИНИЦАХ) ДЛЯ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ Y (λ_{max} = 2200 А) И Z (λ_{max} = 2600 А).

Длина волны А	Y_λ	Длина волны А	Z_λ
1900	0.2	2350	0.2
1950	0.5	2400	1.7
2000	1.7	2450	4.3
2050	4.3	2500	7.2
2100	7.2	2550	8.2
2150	8.2	2600	8.3
2200	8.3	2650	8.0
2250	8.0	2700	6.4
2300	6.4	2750	2.5
2350	2.5	2800	0.5
2400	0.5	2850	0
2450	0.1		
2500	0		

Числовые значения $(Y-U)_0$, найденные с помощью (1), приведены в табл. 2 (третий столбец). При вычислениях в качестве функции F_λ использованы результаты модельных расчетов Куруча [2] для звезд главной последовательности ($\lg g = 4.0$) и при заданной эффективной температуре T. Для сравнения в табл. 2 приведены также нормальные для тех же звезд значения $(U-B)_0$ [3].

Обращают на себя внимание очень быстрые изменения числовых значений $(Y-U)_0$ как у горячих, так и в особенности холодных звезд. Большой градиент изменения $(Y-U)_0$ означает вместе с тем высокое спектральное разрешение при классификации. Так, разница в величинах $(Y-U)_0$ при переходе, например, от G0 к G5 составляет $1^m.16$ или $0^m.23$ на один подкласс; это исключительно высокое разрешение, если иметь в виду, что изменение на один подкласс в том же интервале

G0—G5 составляет $0^m.03$ в величинах $U-B$ и $0^m.024$ в величинах $B-V$.

Таблица 2

НОРМАЛЬНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА В РАЗНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ДЛЯ ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Спектр. класс	T, K	$(Y-U)_0$	$(U-B)_0$	$(Y-B)_0$	$(Y-V)_0$	$(Z-U)_0$	$(Y-Z)_0$
O5	40000	$-1^m.50$	$-1^m.15$	$-2^m.65$	$-3^m.00$	$-1^m.15$	$-0^m.35$
B0	25000	−1.27	−1.06	−2.33	−2.64	−1.04	−0.23
B5	15000	−0.70	−0.55	−1.25	−1.41	−0.58	−0.12
A0	10000	0	−0.02	−0.02	0	0	0
A5	8500	+0.37	+0.10	+0.47	+0.60	+0.30	+0.07
F0	7500	+0.88	+0.07	+0.95	+0.22	+0.66	+0.22
F5	6500	+1.86	+0.03	+1.89	2.31	1.22	0.64
G0	6000	+2.57	+0.05	+2.62	3.20	1.54	1.03
G5	5500	+3.73	+0.19	+3.92	4.62	1.95	1.78

Как видим, разрешение фотометрической системы $Y-U$ исключительно высокое — на порядок больше, чем в случае $U-B$, и поэтому эта система в принципе может быть использована для целей спектральной классификации слабых звезд. Широкоугольный менисковый телескоп с диаметром входного отверстия 30 см, выведенный за пределы земной атмосферы, может зафиксировать на фотопленке точечные изображения звезд до $19-20^m$. Не представляет никаких трудностей фиксация обоих изображений звезд в Y и U лучах рядом, слегка смещенными друг относительно друга, на одном и том же кадре. Тогда каждый такой кадр станет полноценным источником информации, по крайней мере в принципе, для спектральной классификации звезд до $19-20^m$ с разрешением не хуже одного подкласса.

Все это относится, однако, к случаю, когда мы пренебрегаем влиянием межзвездного поглощения. Между тем речь идет о фотометрической системе Y, на которой ($\lambda = 2200$ A) кривая межзвездной экстинкции достигает своего максимума. Найденный таким путем спектральный класс может оказаться заметно, а в некоторых случаях существенно более поздним, чем истинный спектральный класс рассмотренной звезды. В этом случае можно говорить лишь об однопараметровой зависимости спектрального класса (эффективной температуры) от фотометрической системы $Y-U$. Кривая этой зависимости приведена на рис. 1.

Найти точный спектральный класс звезды с использованием системы $Y—U$ и с учетом влияния межзвездного поглощения, оказывается, можно. Для этого достаточно привлечь еще одну фотометрическую систему, на этот раз в оптическом диапазоне, скажем, $U—B$ или $U—V$. Не

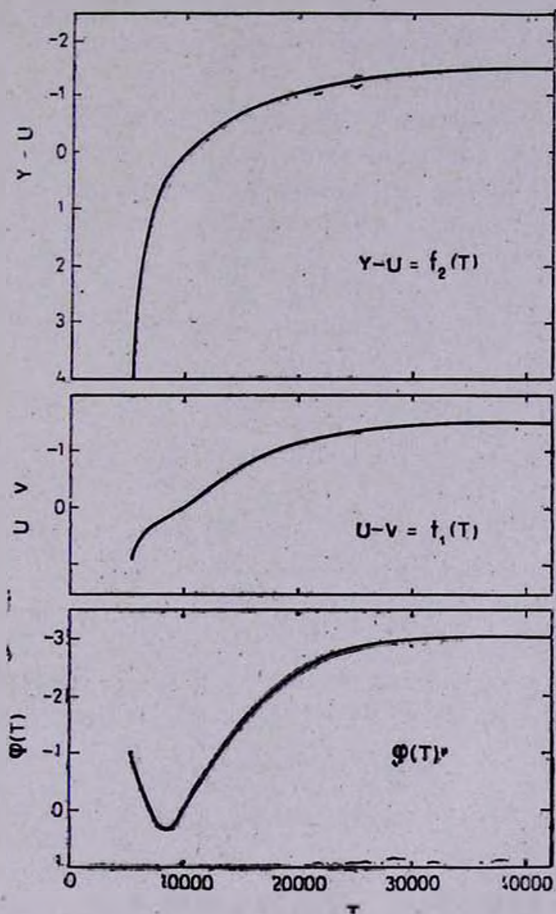

Рис. 1. Расчетные ($Y—U$) и эмпирические ($U—V$) кривые функций $f_1(T)$, $f_2(T)$ и $\varphi(T)$ в зависимости от эффективной температуры звезды T.

трудно убедиться, что каждой комбинации $Y—U$ и $U—B$ или $Y—U$ и $U—V$ должен соответствовать определенный спектральный класс, свободный от влияния межзвездной экстинкции. В этом случае речь будет идти о двухпараметровой зависимости спектрального класса — от $Y—U$ и A_U, где A_U — полное межзвездное поглощение до данной звезды в полосе U.

С учетом межзвездной экстинкции будем иметь для $Y—U$, взамен (1):

$$Y-U=-2.5\lg\frac{\int Y_\lambda F_\lambda e^{-A_\lambda}d\lambda}{\int U_\lambda F_\lambda e^{-A_\lambda}d\lambda}-0.73, \qquad (2)$$

где A_λ — полное межзвездное поглощение до данной звезды на длине волны λ. Можно несколько упростить задачу, вынеся экспоненциальные члены из под знака интеграла и заменяя A_λ средним значением A_Y и A_U для соответствующих полос. Тогда будем иметь:

$$Y-U=-2.5\lg\frac{\int Y_\lambda F_\lambda d\lambda}{\int U_\lambda F_\lambda d\lambda}\cdot e^{-(A_Y-A_U)}-0.73=$$

$$=(Y-U)_0+1.08\,A_U\left(\frac{A_Y}{A_U}-1\right). \qquad (3)$$

Имеем из кривой межзвездной экстинкции в ультрафиолете [4]: $A_Y/A_U=2.026$. Тогда найдем окончательно:

$$Y-U=(Y-U)_0+1.11\,A_U. \qquad (4)$$

Аналогичным способом найдем для $U—B$ и $U—V$, приняв $A_U/A_B=$ $=1.17$ и $A_U/A_V=1.52$:

$$U-B=(U-B)_0+0.185\,A_U, \qquad (5)$$

$$U-V=(U-V)_0+0.370\,A_U. \qquad (6)$$

Рассмотрим комбинацию между $Y—U$ и $U—V$. Нормальные показатели цвета $(Y—U)_0$ и $(U—V)_0$ зависят только от эффективной температуры T. Обозначим поэтому:

$$(U-V)_0=f_1(T), \qquad (7)$$

$$(Y-U)_0=f_2(T). \qquad (8)$$

Тогда из (4) и (6) будем иметь систему:

$$f_1(T)=(U-V)-0.37\,A_U, \qquad (9)$$

$$f_2(T)=(Y-U)-1.11\,A_U. \qquad (10)$$

В этой системе величины $U—V$ и $Y—U$ известны — они берутся из прямых наблюдений, неизвестными же являются температура T, т. е. спектральный класс, и A_U. В этом и заключается сущность двухпараметрового представления спектрального класса. Графически оно приводит к появлению семейства кривых на координатной плоскости $Y—U$ и $U—V$. Эти кривые изображены на рис. 2, построены они для трех значений A_U: 0, 1 и 2 и для спектральных классов от O5, B0 ... до G5, соответствующие величины эффективных температур которых приведены в табл. 2.

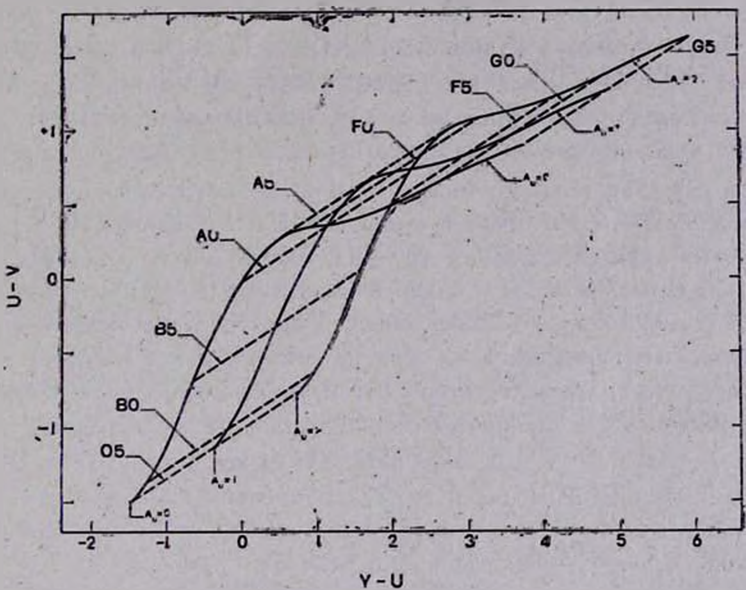

Рис. 2. Колориметрическая диаграмма $Y—U \sim U—V$, построенная для разных спектральных классов, от O5 до G5, и при трех значениях полного межзвездного поглощения A_U в полосе U: 0, 1 и 2.

Таким образом, имея наблюдаемые величины $Y—U$ и $U—V$ для данной звезды и нанося точку с такими координатами на график рис. 2, нетрудно найти, путем графической интерполяции, искомую величину A_U и искомый спектральный класс звезды. Впрочем, интерполяцию можно осуществить и аналитическим способом. Так, исключая A_U из (4) и (6), найдем:

$$3(U-V)-(Y-U)=\varphi(T), \tag{11}$$

где

$$\varphi(T)=3f_1(T)-f_2(T). \tag{12}$$

График функции $\varphi(T)$ в зависимости от T изображен на рис. 1. Левая часть соотношения (11) известна из наблюдений и, следовательно, известно числовое значение $\varphi(T)$. Пользуясь рис. 1, можно найти T, а из табл. 2 — искомый спектральный класс. По известному спектральному классу, т. е. по нормальным цветам $(U-V)_0$ или $(Y-U)_0$ находим числовые значения второго параметра — A_U, с помощью одной из следующих формул:

$$A_U = 2.70[(U-V)-(U-V)_0], \tag{13}$$

$$A_U = 0.90[(Y-U)-(Y-U)_0]. \tag{14}$$

К сожалению, форма функции $\varphi(T)$ (рис. 1) такова, что в интервале температур 5500—13000 К она приводит к двум значениям T, т. е. к двум определениям спектрального класса при заданном значении $\varphi(T)$. Очевидно одно из этих определений лишнее, и здесь требуется дополнительное условие. В качестве такового можно использовать требование, чтобы A_U была положительной величиной, найденной с помощью (13) или (14), тогда одно из двух определений $(U-V)_0$ или $(Y-U)_0$ будет исключено. Впрочем, как показывает анализ, какой-то отрезок вокруг классов A5—F0 все-таки остается зоной с двойной оценкой спектрального класса (область переплетения или перекрытия кривых на рис. 2) и эта неопределенность является существенным недостатком рассматриваемого метода. Область перекрытия расширяется, дрейфуя в сторону поздних спектральных классов, по мере увеличения A_U, т. е. по мере перехода ко все более слабым звездам.

Описанным способом были проанализированы шесть комбинаций между показателями цвета, в том числе и с привлечением еще одной фотометрической системы — полосы «Z» с центром пропускания на длине волны 2600 Å. Результаты оказались неутешительными: ни в одной комбинации не удается избежать эффекта перекрывания, т. е. эффекта двузначной оценки спектрального класса. В лучшем случае мы можем в каждой из этих комбинаций выделить лишь «рабочую область», свободную от эффекта перекрывания, в пределах которой классификация будет однозначной. Эти комбинации и их рабочие области следующие:

Комбинация	Рабочая область
$U-V \sim Y-U$	O5—A0
$U-B \sim Y-U$	O5—B8
$Z-U \sim Y-U$	B5—A5
$Y-B \sim Y-U$	O5—A0
$Y-V \sim Y-U$	B5—A0
$Y-Z \sim Y-V$	B0—A0
$Y-Z \sim Z-U$	B1—F0

Соответствующие цветовые уравнения, в дополнение к (4), (5) и (6) имеют следующий вид:

$$Y-Z=(Y-Z)_0+0.45\,A_U, \tag{15}$$

$$Z-U=(Z-U)_0+0.73\,A_U, \tag{16}$$

$$Y-B=(Y-B)_0+1.27\,A_U, \tag{17}$$

$$Y-V=(Y-V)_0+1.48\,A_U. \tag{18}$$

Как видим, теоретически не существует комбинации, если, конечно, не ставить ограничений относительно величины межзвездного поглощения A_U, при которой можно будет охватить всю спектральную последовательность, от O5 до G5, без перекрывания. Любая комбинация фотометрических систем вне своей рабочей области дает больше одного определения спектрального класса звезды по наблюдаемым значениям показателей цвета.

Таким образом, мы приходим к фатальному выводу о том, что данные колориметрических измерений как в ультрафиолете (до 2000 А) в чистом виде, так и в сочетании с оптическим диапазоном не дают нам информации, адекватной для однозначной спектральной классификации слабых звезд, испытывающих значительное межзвездное поглощение, во всей спектральной последовательности — от O до M.

Обзор методов спектральной классификации звезд, основанных на исключительно наземных колориметрических данных, сделан в монографии В. Страйжиса [5]. Приведенный в ней материал свидетельствует, в частности, о невозможности классификации звезд, испытывающих значительное межзвездное поглощение, если мы опираемся только на колориметрические данные (в оптическом диапазоне) в любых комбинациях.

3. *Спектральная классификация по длине спектрограммы в ультрафиолете.* В астрофизике спектральная классификация звезд осуществляется, как правило, на основе данных о линейчатой структуре их спектров. Что касается непрерывных спектров, то они даже в фотографическом диапазоне не были признаны достаточно чувствительными к спектральному классу, чтобы стать индикаторами для спектральной классификации звезд.

Иначе обстоит дело, когда мы переходим в область ультрафиолета — короче 3000 А и до 2000 А. Здесь общий характер непрерывного спектра и, в первую очередь, длина самой спектрограммы сильно зависят от спектрального класса звезды. Очевидно, такие спектральные снимки могут быть использованы в целях спектральной классификации звезд даже в том случае, когда линии в них будут совершенно не видны. Если к тому же мы располагаем ультрафиолетовыми снимками спектров для большого количества звезд, полученными массовым способом и достаточно однородными, то подобный метод спектральной классификации может оказаться весьма эффективным именно для слабых звезд. Имея в виду трудности получения индивидуальных спектрограмм слабых звезд с помощью щелевых спектрографов, спектральная классификация на основе данных одних только непрерывных спектров в ультрафиолете, без привлечения линий, может оказаться чуть ли не единственным выходом из положения.

Возможность осуществления спектральной классификации звезд по длине их ультрафиолетовых спектров впервые была продемонстрирована на наблюдательном материале, полученном с помощью космической обсерватории «Орион-2» [6]. Уже при первых просмотрах этого материала обратило на себя внимание резкое отличие длины спектральных снимков у звезд разных классов — существенно длинее у ранних классов и существенно короче у поздних. Так возникла идея об использовании линейной длины спектрограммы, полученной с помощью объективной призмы, в качестве индикатора спектрального класса; построив своего рода характеристическую кривую типа «длина спектрограммы—спектральный класс» с помощью звезд известных классов, можно, после надлежащей калибровки, найти искомые спектральные классы неизвестных звезд.

В первоначальном варианте разработки этого метода не было учтено, однако, влияние межзвездного поглощения. Межзвездное поглощение приводит к укорачиванию спектрограммы с ее ультрафиолетового конца, причем тем сильнее, чем больше расстояние звезды от нас и чем более раннему спектральному классу принадлежит она. В результате найденный таким путем спектральный класс всегда будет позднее истинного класса. В связи с этим возникает задача о разработке теоретической основы спектральной классификации звезд по длине их спектральных снимков в ультрафиолете и с учетом влияния межзвездной экстинкции. Здесь мы займемся решением этой задачи.

Проблему спектральной классификации звезд по длине их ультрафиолетовых спектрограмм, оказывается, можно решить однозначно и с абсолютной точностью; для этого достаточно привлечь, в качестве дополнительного параметра, один из показателей цвета в оптическом диапазоне — $U—B$ или $B—V$. При отсутствии межзвездного поглощения мы будем иметь для данной звезды определенную длину L_0 ее спектрограммы в ультрафиолете и определенную величину нормального показателя цвета $(U—B)_0$ или $(B—V)_0$. При наличии межзвездного поглощения *наблюдаемая длина спектрограммы L будет меньше L_0, а цвет станет краснее*. В результате для каждого спектрального класса будет существовать диаграмма зависимости между $U—V$ и L в виде трека, по которому должна перемещаться звезда данного класса по мере увеличения межзвездного поглощения. Этот трек и представит собой характеристическую кривую, с помощью которой можно будет найти спектральный класс звезды по наблюдаемым величинам L и $U-V$. Нашей задачей является построение таких характеристических кривых для всей последовательности спектральных классов. Ниже будет описан принцип их построения.

Исходным является допущение, что блеск всех звезд рассматриваемой совокупности один и тот же на некоей длине волны, скажем, на $\lambda_0 = 4000$ A, откуда отмеряется длина спектрограммы. Далее, нужно условиться, что считать концом спектрограммы. Приняв интенсивность излучения на $\lambda_0 = 4000$ A за 10 единиц, т. е. $\lg J_{4000} = 1$, мы можем зафиксировать конец спектрограммы там, где $\lg J_\lambda = -1$, т. е. на однопроцентном уровне интенсивности.

Линейная длина спектрограммы L определяется еще двумя факторами — общей чувствительностью δ_λ телескопа с приемником излучения (фотоэмульсия) и дисперсионной кривой объективной призмы D_λ. Наконец, надо учесть главное — межзвездное поглощение, полную величину — оптическую толщину — которого до данной звезды обозначим через A_λ. В результате будем иметь для относительного потока излучения F_λ, зафиксированного на фотоэмульсии:

$$F_\lambda = \frac{J_\lambda}{J_{\lambda_0}} \delta_\lambda e^{-a_\lambda A_U}, \tag{19}$$

где $a_\lambda = (A_\lambda - A_{\lambda_0})/A_U$. Масштаб длин волн нелинейный, по которому будет раскладываться F_λ, определится дисперсионной кривой D_λ.

Вычисления произведены для следующей схемы:

1. Интенсивность излучения звезды $J_\lambda(T)$ в интервале $\lambda\lambda$ 2000—4000 A представляется формулой Планка при заданной эффективной температуре T.

2. Для функций δ_λ и D_λ используются их числовые значения, найденные ранее для менискового телескопа с объективной призмой „Орион-2“ [7].

3. Вычисления проводятся для трех значений A_U: 0, 1 и 2.

4. Величины $U-V$ в зависимости от A_U находятся с помощью формулы (6).

Результаты вычислений представлены в табл. 3. В ней $\lambda_{\text{пр}}$ есть длина волны, соответствующая уровню интенсивности $\lg F_\lambda = -1$, а L — длина спектрограммы (в условных миллиметрах), считая от $\lambda_0 = 4000$ A до точки $\lambda_{\text{пр}}$; она была найдена с помощью дисперсионной кривой D_λ. Числовые величины как $\lambda_{\text{пр}}$, так и L находятся путем графических построений.

По данным табл. 3 построена диаграмма зависимости $U—V$ от L для каждого спектрального класса в отдельности, эти графики показаны на рис. 3. Нанося точку с наблюдаемыми координатами $U—V$ и L на эту диаграмму мы тут же найдем, очевидно путем тщательной интерполяции, искомый спектральный класс звезды и полное межзвездное поглощение A_U до данной звезды.

Таблица 3

РАСЧЕТНЫЕ ДАННЫЕ ($\lambda_{пр}$, L И $U—V$) ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЙ КРИВОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ПО МЕТОДУ «ДЛИНЫ СПЕКТРОГРАММЫ В УЛЬТРАФИОЛЕТЕ» (СМ. В ТЕКСТЕ), НАЙДЕННЫЕ ПРИ ТРЕХ ЗНАЧЕНИЯХ $A_U = 0$, 1 И 2

Спектр. класс	$A_U = 0$			$A_U = 1$			$A_U = 2$		
	$\lambda_{пр}$ A	L мм	$U—V$	$\lambda_{пр}$ A	L мм	$U—V$	$\lambda_{пр}$ A	L мм	$U—V$
O5	1950	9.60	$-1^m.50$	2220	7.10	$-1^m.13$	2430	5.20	$-0^m.76$
B0	1970	9.25	−1.37	2270	6.55	−1.00	2480	5.00	−0.63
B5	2160	7.70	−0.71	2400	5.50	−0.34	2570	4.50	+0.03
A0	2300	6.30	0.0	2520	4.65	+0.35	2660	3.80	+0.72
A5	2370	5.75	+0.23	2570	4.30	+0.60	2700	3.60	+0.97
F0	2420	5.40	+0.34	2600	4.20	+0.71	2740	3.35	+1.08
F5	2500	4.75	+0.45	2660	3.80	+0.82	2780	3.20	+1.19
G0	2540	4.50	+0.63	2700	3.60	+1.00	2820	3.00	+1.37
G5	2600	4.1	+0.89	2740	3.35	+1.26	2850	2.85	+1.63

Обращает на себя внимание исключительно большой интервал между кривыми, соответствующими классами A0 и B0, а следовательно, исключительно высокое разрешение, которое можно иметь при нахождении спектрального класса в этом интервале. Найти наблюдаемую величину $U—V$ с точностью $0^m.1$ не представляет труда, между тем этой точности соответствует, оказывается, разница в один подкласс. Стало быть, методом «длины спектрограммы» мы можем надеяться на определение спектрального класса звезды с точностью не хуже одного подкласса, по крайней мере в интервале A0—B0. Так ли это?

В первой статье [6], посвященной методу спектральной классификации звезд по длине их ультрафиолетовых спектрограмм, были приведены подборки «орионовских» снимков спектров звезд одного и того же блеска, но разных классов. Одна из этих подборок заслуживает того, чтобы повторно воспроизвести ее и здесь, на рис. 4, и на нем четко видна, даже на глаз, разница в длине спектрограммы двух звезд классов B9 и A0, т. е. отличающихся друг от друга всего на один подкласс. Раньше этот факт рассматривался как свидетельство реально возможной чувствительности самого метода, выявленной чисто эмпирическим путем. Этот факт получил теперь свою теоретическую интерпретацию.

Нахождение числовых величин показателя цвета $U—V$ с точностью $0^m.1$, по-видимому, нельзя считать пределом. В тех случаях, когда можно иметь $U—V$ с точностью до $0^m.05$, спектральная классификация в интервале A0—B0 может быть осуществлена описанным методом с разрешением до половинного подкласса! Это тот предел, которого может достичь лишь изредка наземная астрономия, и то при наличии высококачественных щелевых спектрограмм.

Чувствительность описанного метода несколько ниже для звезд поздних классов. Однако по мере накопления опыта, приобретения навыков и совершенствования процедуры измерения следует думать, что и точность нахождения спектрального класса таких звезд можно будет довести до одного подкласса. Для этого имеются реальные резервы. Например, характеристическая кривая (трек) для класса F0 на рис. 3 в промежутке

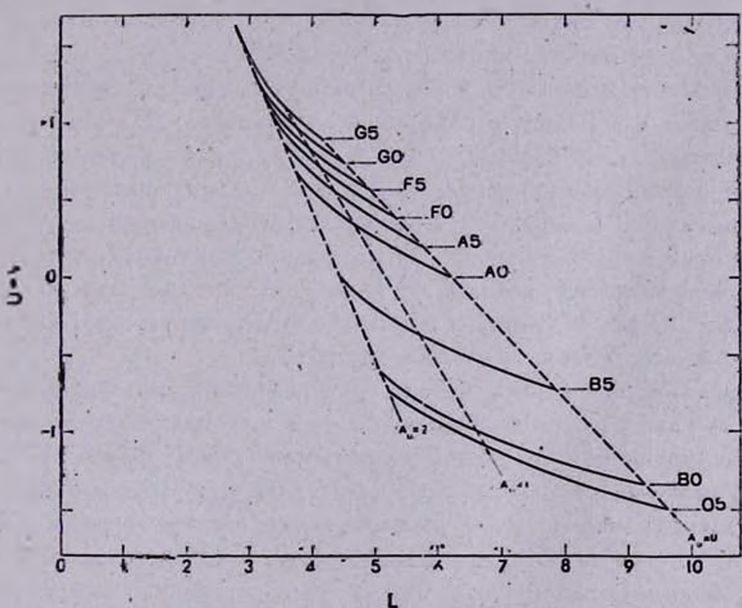

Рис. 3. Характеристическая кривая — зависимость между длиной спектрограммы L в ультрафиолете и показателем цвета $U—V$. Кривые построены для спектральных классов от O5 до G5 при трех значениях A_U: 0, 1 и 2.

от $A_U = 0$ до $A_U = 2$ охватывает интервал $U — V$ в размере $0^m.65$, а изменение длины спектрограммы L составляет $\sim 30\%$ — и то и другое не малые величины.

Метод «длины спектрограммы» позволяет найти, помимо спектрального класса, также величину полного межзвездного поглощения A_U до данной звезды. Зная A_U, можно оценить по крайней мере в принципе, светимость звезды — по видимой величине и по среднему значению поглощения на единичное расстояние. Достоверность найденного таким путем класса светимости звезды может оказаться даже выше той, что мы имеем при обычном методе (по ширине контрольной спектральной линии), где определение класса светимости носит сугубо оценочный характер.

Практическое применение описанного метода спектральной классификации требует, однако, выполнения одной подготовительной работы. Дело в том, что приведенные на рис. 3 характеристические кривые построены, как было отмечено выше, для группы звезд одного и того же блеска на маркированной длине волны ($\lambda_0 = 4000$ А). Для другой группы звезд с другим маркированным блеском калибровка осей $U—V$ и L будет иная. Чтобы каждый раз не прибегать к этому и чтобы можно было работать с одной характеристической кривой, достаточно осуществить пересчет длины спектрограмм всех звезд разных блесков к единому блеску. Для этого, разумеется, надо знать некоторые характеристики использованной фотоэмульсии (в частности, числовое значение показателя Шварцшильда p в законе взаимозаменяемости). После построения самой характеристической кривой типа рис. 3 следует ее еще и откалибровать. Для этой цели следует использовать яркие звезды с нулевым или почти нулевым показателем цвета и накладывать спектральный класс и длину спектра L этих звезд по осям $U—V$ и L на рис. 3. Впрочем, при надлежащей разработке метода всю процедуру нахождения спектрального класса и полного межзвездного поглощения A_U, начиная от измерения спектрограмм на микрофотометре всех видов редукций и кончая выдачей окончательных результатов, можно будет осуществить с помощью ЭВМ.

Теоретическая основа метода спектральной классификации звезд по длине их ультрафиолетовых спектрограмм, как видим, представляется достаточно прочной и лишенной внутреннего противоречия. Трудно усомниться, поэтому, что именно этот метод рано или поздно найдет применение в астрофизике, по мере развертывания внеатмосферных наблюдений. На фоне того неблагополучного заключения, к которому мы пришли в предыдущем разделе в отношении метода спектральной классификации на основе данных колориметрических измерений, метод классификации по длине спектрограммы представляет собой реальный выход из положения. Вынос широкопольного менискового телескопа с объективной призмой умеренной и даже низкой дисперсии за пределы земной атмосферы позволит нам получить массовым способом ультрафиолетовые спектральные снимки слабых звезд и на основе такого материала развернуть их классификацию в сочетании с наземными наблюдениями ($U—V$ величины), про-

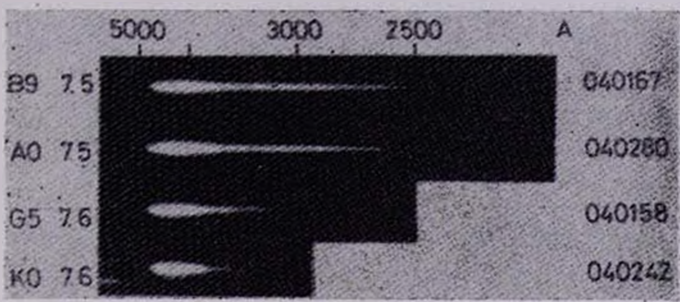

Рис. 4. Подборка (монтаж) из четырех «орионовских» спектгрограмм, принадлежащих звездам разного класса, но почти одного и того же блеска ($7^m.5$). Заметна разница между длинами двух первых вверху спектрограмм звезд, отличающихся друг от друга на один подкласс (B9 и A0).

К ст. Г. А. Гурзадяна

ведение которых, кстати, не требует никакой перестройки уже освоенной методики. Уместно будет подчеркнуть в связи с этим, что в данном случае — осуществление спектральной классификации по двум параметрам (по длине ультрафиолетовых спектрограмм и по $U-V$ величине) — мы можем иметь сочетания обеих категорий наблюдений — наземных и внеатмосферных — для практического решения одной из важных проблем астрофизики.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE SPECTRAL CLASSIFICATION OF FAINT STARS

G. A. GURZADYAN

The perspectives of spectral classification of faint stars using space observations are examined. The impossibility of a simple spectral classification of taint redened stars is shown on the basis of colorimetric data in ultraviolet (2000—3000 A), as well as with the combination of ground-based observations. The actual perspectives must be connected with the "spectrogram length" method, when the classification is reali zed by two observational parameters — the spectrogram's length, L, in ultraviolet, and the U--V value (see Fig. 3). With the help of this method the following may be obtained; a) The spectral class of the star; b) The complete interstellar absorption for a given star; c) The luminosity class of the star.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. А. Бартая*, Бюлл. Абастуманской обс., 50, 3, 1979.
2. *R. L. Kurucz*, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979.
3. *C. W. Allen*, Astrophysical Quantities, 3th Ed., London, 1973.
4. *K. Nandy, G. J. Thompson, G. Jamer, A. Monfils, R. Wilson*, Astron. Astrophys., 44, 195, 1975.
5. *В. Страйжис*, Многоцветовая фотометрия звезд, Мокслас, Вильнюс, 1977.
6. *G. A. Gurzadyan*, Astron. Astrophys., 39, 213, 1975.
7. *Г. А. Гурзадян, Р. А. Епремян, Дж. Б. Оганесян, С. С. Рустамбекова*, Астрофизика, 18, 398, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.338.6—355

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА И ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ НЕКОТОРЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТАКИХ ЗВЕЗД

Р. Е. ГЕРШБЕРГ

Поступила 31 июля 1984

Принята к печати 11 января 1985

С учетом полученного из наблюдений степенного характера энергетического спектра вспышек звезд типа UV Кита рассмотрены некоторые статистические характеристики активности таких звезд. Показано, что средняя амплитуда вспышек определяется главным образом амплитудой предельно слабой обнаружимой на данной звезде вспышки и поэтому, вопреки традиции, средняя амплитуда не может служить мерой вспышечной активности звезды; средняя частота регистрируемых на вспыхивающих звездах вспышек статистически четко зависит от абсолютной величины рассматриваемой звезды и эта зависимость определяется как изменением порога обнаружения вспышек — на абсолютно более ярких звездах доступны обнаружению лишь более мощные всплески, так и реальными изменениями уровня активности — вопреки широко распространенному мнению, истинная средняя частота вспышек выше на более ярких звездах. По Каталогу вспыхивающих звезд в Плеядах Аро, Чавира и Гонсалес [1] построена функция светимости таких звезд в этом скоплении. Распределение вспыхивающих звезд в Плеядах по средним частотам вспышек, основанное на этой функции светимости и найденной зависимости средней частоты вспышек от абсолютной звездной величины вспыхивающей звезды, показывает, что это скопление должно содержать вспыхивающие звезды со средними частотами фотографически регистрируемых вспышек от 10^{-4} до 10^{-2} час$^{-1}$ или даже в более узком интервале частот и полное число таких звезд в скоплении должно превышать 1100.

1. *Введение*. Значительное разнообразие кривых блеска вспышек красных карликовых звезд типа UV Кита приводит к необходимости использования статистических характеристик для сравнения уровня вспышечной активности какой-либо звезды этого типа в разные периоды или для сопоставления уровней активности различных вспыхивающих звезд; статистические характеристики необходимы и для теоретического анализа активности красных карликовых звезд. В настоящее время широкое распространение получил статистический анализ распределения вспышек звезд типа UV Кита по полной энергии их оптического излучения [2—7].

Обнаруженный при этом степенной энергетический спектр вспышек дает возможность количественного рассмотрения и физической интерпретации некоторых статистических характеристик вспыхивающих звезд (в.з.). Ниже в рамках такого подхода обсуждаются средние амплитуды и средние частоты регистрируемых вспышек и распределение в. з. в Плеядах по средним частотам регистрируемых вспышек.

2. *Средние амплитуды вспышек.* Основной результат анализа распределения звездных вспышек по полной энергии их оптического излучения состоит в том, что на каждой в. з. число наблюдаемых вспышек с энергией $E > E_0$ может быть представлено в виде

$$N(E > E_0) = \mathrm{const} \times E_0^{-\beta}, \tag{1}$$

если E_0 превышает $E_{\min}$, энергию слабейшей вспышки, доступной обнаружению на рассматриваемой в. з. Спектральный индекс β заключен в диапазоне значений от 0.3 до 1.4 и для в. з. солнечной окрестности статистически четко зависит от абсолютной величины в. з.: β растет с увеличением M_V.

Интегральное соотношение (1) соответствует следующему дифференциальному распределению вспышек по энергиям:

$$dn = \mathrm{const} \times \frac{dE}{E^{1+\beta}}. \tag{2}$$

Следовательно, средняя энергия регистрируемых вспышек определяется соотношением:

$$\overline{E} = \frac{\int\limits_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\,dn}{\int\limits_{E_{\min}}^{E_{\max}} dn} = \frac{\beta}{\beta - 1} \times \frac{E_{\max}^{1-\beta} - E_{\min}^{1-\beta}}{E_{\min}^{-\beta} - E_{\max}^{-\beta}} = E_{\min}\left\{\frac{\beta}{1-\beta} \times \frac{\left(\frac{E_{\max}}{E_{\min}}\right)^{1-\beta} - 1}{1 - \left(\frac{E_{\min}}{E_{\max}}\right)^{\beta}}\right\}. \tag{3}$$

Это соотношение особенно наглядно при $\beta = 1$:

$$\overline{E}_{\beta=1} = \left(\frac{\ln\frac{E_{\max}}{E_{\min}}}{1 - \frac{E_{\min}}{E_{\max}}}\right) E_{\min}. \tag{4}$$

Таким образом, средняя энергия регистрируемых на некоторой звезде вспышек равна произведению минимальной энергии вспышки, обнаружимой на этой звезде, и медленно меняющейся функции ширины диапазона энергий вспышек, наблюдаемых на этой в. з. Оценим диапазон значений указанной функции. Согласно результатам [5], для наиболее изученных в. з., на которых число зарегистрированных вспышек составляет много десятков или даже превышает сотню, соотношение E_{max}/E_{min} близко к ста, причем можно заподозрить некоторый систематический ход этого отношения с абсолютной светимостью: у абсолютно более ярких в. з. это отношение, по-видимому, несколько больше. Полагая для слабых в. з. $\beta = 1.4$ и $E_{max}/E_{min} = 50$ и для ярких в. з. $\beta = 0.3$ и $E_{max}/E_{min} = 200$, получаем из (3):

$$\overline{E} = (2.8 \div 21)\, E_{min}. \tag{5}$$

Критерий обнаружимости вспышки на в. з. обычно выражается через минимальную регистрируемую на этой звезде амплитуду вспышки, а не через полную энергию вспышки; поэтому необходимо перейти от полных энергий к соответствующим амплитудам. По определению

$$E = \int L(t)\, dt \equiv L^{max} t_{0.5} \Phi, \tag{6}$$

где L^{max} — светимость вспышки в максимуме блеска, $t_{0.5}$ — временной интервал, на котором светимость вспышки ослабевает вдвое, и Φ — некоторый фактор, определяемый видом кривой блеска вспышки. Согласно статистике Шаховской [8],

$$\frac{d \ln t_{0.5}}{d \ln L^{max}} = +\, 0.27, \tag{7}$$

а зависимость $\Phi(L^{max})$ еще слабее. Тогда

$$E \propto (L^{max})^{1.27}, \tag{8}$$

и, пренебрегая слабой зависимостью $\Phi(L^{max})$, получаем вместо (5)

$$\overline{L}^{max} = (2.2 \div 11)\, L^{max}_{min}. \tag{9}$$

При обычных патрульных фотоэлектрических наблюдениях, скажем, на телескопе диаметром 0.5 м и постоянной времени около 1 секунды, на слабых звездах уверенно обнаруживаются скоротечные вспышки с $\Delta m_{min} \geqslant 0^m\!.3$, а на более ярких звездах — с $\Delta m_{min} \geqslant 0^m\!.1$. Поскольку

$$L^{max}_{min} = (10^{0.4\Delta m_{min}} - 1)\, L_*, \tag{10}$$

где L_* — светимость звезды, то при указанных $\Delta m_{\min}$ вместо (9) имеем:

$$\overline{L^{\max}} = (0.71 \div 1.1) L_*, \qquad (11)$$

откуда

$$\overline{\Delta m} = 2.5 \lg\left(1 + \frac{\overline{L^{\max}}}{L_*}\right) = 0^m\!.58 \div 0^m\!.78. \qquad (12)$$

В некоторых исследованиях (см., например, [9]) утверждается, что обнаружена более сильная зависимость продолжительности вспышки от ее максимальной светимости, чем (7). Но если предполагать даже линейную зависимость $t_{0.5}$ от $L^{\max}$, то есть

$$E \propto (L^{\max})^2, \qquad (8')$$

то вместо (12) будем иметь

$$\overline{\Delta m} = 0^m\!.46 \div 0^m\!.40. \qquad (12')$$

Таким образом, в зависимости от достигнутой в конкретных наблюдениях величины $\Delta m_{\min}$ и от значения показателя степени в соотношении (8), средняя амплитуда достаточно большого ряда фотоэлектрически зарегистрированных вспышек должна находиться в интервале $0^m\!.4 \div 0^m\!.8$.

Для в. з. в скоплениях, где вспышки обнаруживаются главным образом с помощью фотографических наблюдений, согласно [7], можно принять $\beta = 0.9$, $E_{\max}/E_{\min} = 100$ и, согласно [9], $\Delta m_{\min} = 0^m\!.6$. Повторяя выкладки (5)—(12), получаем

$$\overline{\Delta m_{pg}} = 1^m\!.4. \qquad (13)$$

Заметим, что при рассмотрении фотографических наблюдений, временное разрешение которых на 2—3 порядка величины ниже, чем фотоэлектрических, зависимость $t_{0.5}$ от $L^{\max}$ должна быть очень слабой, и если вообще пренебречь этой зависимостью, то вместо (13) получим

$$\overline{\Delta m_{pg}} = 1^m\!.7. \qquad (13')$$

Сравним эти ожидаемые величины с наблюдаемыми.

Недавно Петтерсен и др. [6] опубликовали сводку однородных фотоэлектрических наблюдений самой яркой в. з. солнечной окрестности — AD Leo. Согласно этим данным, содержащим сведения о 85 вспышках, $E_{\max}/E_{\min} = 500$, $\beta = 0.62$ и $\Delta m_{\min} = 0^m\!.12$. Для таких величин вычисленная по описанной схеме ожидаемая средняя амплитуда вспышки должна составлять $0^m.77$ и $0^m.42$ для (8) и (8′) соответственно; наблюдения дают $\overline{\Delta m} = 0^m.44$.

В сводном Каталоге в. з. в Плеядах Аро и др. [1] содержатся 14 объектов, на каждом из которых фотографически было зарегистрировано более 10 вспышек; всего на этих в. з. обнаружено 354 вспышки и средняя амплитуда этих вспышек $\overline{\Delta m_{pg}} = 1^m.5$.

Хорошее согласие ожидаемых и наблюдаемых средних амплитуд вспышек означает, что эти средние величины, действительно, определяются инструментальными возможностями обнаружения предельно слабых вспышек и практически не зависят от общих параметров вспышечной активности звезды. Последнее обстоятельство делает бессмысленными оценки общих энергетических характеристик вспышечной активности на основе средних амплитуд и средних энергий регистрируемых вспышек.

3. *Средние частоты вспышек*. Анализируя выполненные Моффетом [10] фотоэлектрические наблюдения 8 в. з. Мирзоян [9] обнаружил рост средней частоты вспышек с увеличением абсолютной звездной величины в. з. Рассмотрим этот вопрос подробнее на основе более полных данных.

В статье Гершберга и Шаховской [5] на рис. 2 приведены энергетические спектры вспышек 22 в. з. Поскольку на оси абсцисс этого рисунка отложена накопленная частота вспышек, то крайняя правая точка каждого изображенного на рисунке спектра — с точностью до несущественной ширины наблюдаемого энергетического спектра после излома — соответствует средней частоте наблюдаемых вспышек на рассматриваемой звезде. На рис. 1 дано сопоставление указанных средних частот (в час$^{-1}$) и абсолютных звездных величин и методом наименьших квадратов проведены наиболее вероятные прямые для соответствующих линейных зависимостей:

$$\begin{aligned} \lg \nu_U &= (0.140 \pm 0.040)\, M_U - 2.33 \pm 0.62, \\ \lg \nu_B &= (0.139 \pm 0.030)\, M_B - 2.84 \pm 0.43. \end{aligned} \qquad (14)$$

Таким образом, совокупность в. з. солнечной окрестности обнаруживает статистическую зависимость средней частоты наблюдаемых вспышек от абсолютной светимости звезды в виде

$$\nu \propto L_*^{-0.35 \pm 0.09}. \qquad (15)$$

Реальность найденной зависимости не вызывает сомнений, а ощутимый разброс точек на рис. 1 и соответствующие ему заметные вероятные ошибки численных коэффициентов в (14) могут быть обусловлены как физической неоднородностью — по возрасту и химическому составу — этих в. з., так и тем обстоятельством, что в. з. часто являются компонентами двойных систем, которые могут содержать звезды разной яркости и разного уровня вспышечной активности, в результате чего должна появиться дисперсия в наблюдаемой зависимости величин $\lg \nu$, M даже при существовании функциональной связи между этими параметрами для собственно вспыхивающих звезд.

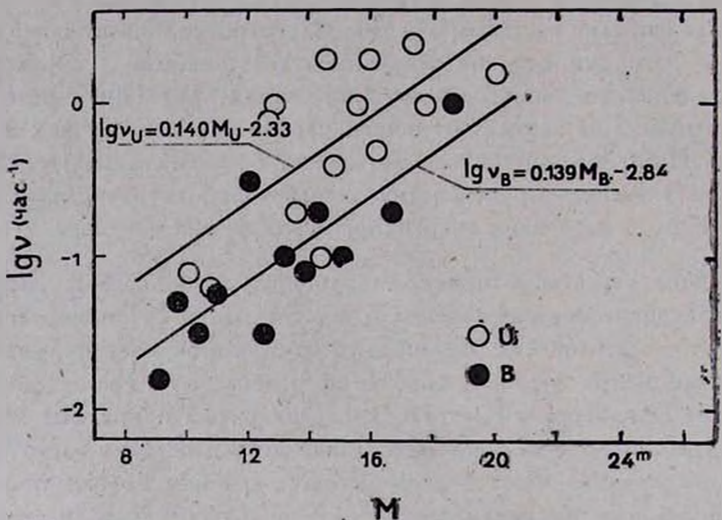

Рис. 1. Сопоставление абсолютных звездных величин в. з. солнечной окрестности и средних частот регистрируемых на них вспышек.

Поскольку все в. з. обнаруживают энергетический спектр вспышек вида (1), возникает вопрос, является ли этот наблюдательный факт проявлением единого для всех в. з. энергетического спектра, а наблюдаемые различия средних частот обусловлены только селекцией наблюдений (на абсолютно более ярких звездах доступны наблюдениям лишь более мощные и более редкие вспышки), или же энергетические спектры в. з. имеют лишь одинаковую форму, но абсолютные значения средних частот зависят также и от физических параметров рассматриваемой в. з. Имеющиеся данные позволяют утверждать, что справедлива вторая точка зрения.

Действительно, если бы мы имели дело с единым для всех в. з. энергетическим спектром, то для всех этих объектов было бы справедливо одно и то же соотношение

$$\nu(E > E_0) = \frac{N(E > E_0)}{T} = \text{const} \times E_0^{-\beta}. \tag{16}$$

Согласно (8) и (10), пороговое значение энергии вспышек E_{min}, регистрируемых на каждой звезде, связано со светимостью звезды так, что при

$E_0 \approx E_{min}$ в конечном счете должно иметь место статистическое соотношение вида

$$\nu \propto L_*^{-1.27\beta}. \tag{17}$$

В. з. солнечной окрестности имеют спектральные индексы энергетических спектров в широком диапазоне величин от 0.3 до 1.4 [5], в чем, видимо, и проявляется упоминавшаяся физическая неоднородность этой выборки в. з., поскольку для в. з. скоплений этот индекс постоянен в широком диапазоне светимостей в. з. [7]. Но средние значения спектральных индексов в. з. солнечной окрестности определяются достаточно уверенно:

$$\overline{\beta}_U = 0.82 \pm 0.08 \text{ и } \overline{\beta}_B = 0.72 \pm 0.06. \tag{18}$$

Принимая $\overline{\beta} = 0.76 \pm 0.10$, получаем из (17)

$$\nu \propto L_*^{-0.96 \pm 0.13}, \tag{19}$$

что значимо отличается от (15); при увеличении численного коэффициента в показателе степени в (17) это отличие только усилится.

Различие (15) и (19) означает, что при переходе от абсолютно слабых к абсолютно более ярким в. з. средняя частота вспышек убывает не так быстро, как это имело бы место только из-за повышения порога обнаружения вспышек при существовании единого энергетического спектра для всех в. з. Дополнительный множитель $L_*^{0.6 \pm 0.2}$, который необходимо включить в полное выражение для энергетического спектра вспышек, естественно связать с увеличением площади поверхности более ярких в. з. и существованием на них большего числа производящих вспышки активных областей, что и будет частично компенсировать уменьшение частоты регистрируемых вспышек из-за повышения порога их обнаружения. Действительно, если воспользоваться данными Петтерсена [11, 12] об абсолютных светимостях и размерах одиночных в. з., то нетрудно получить следующие статистические соотношения между этими величинами:

$$L_U \propto R^{5.1 \pm 0.6} \text{ и } L_B \propto R^{5.0 \pm 0.6}, \tag{20}$$

откуда

$$L_*^{0.6 \pm 0.2} \propto R^{3.0 \pm 1.4} \propto 4\pi R^2 \times R^{1.0 \pm 1.4}. \tag{21}$$

Последний сомножитель $R^{1.0 \pm 1.4}$ слишком неопределенен, чтобы делать какие-либо заключения об уровне «удельной» вспышечной активности с единицы поверхности звезды.

Заметим, что рост истинной частоты вспышек со светимостью в. з. необходимо учитывать при планировании неоптических патрульных наблюдений таких объектов: частоты радио- и рентгеновских всплесков на яркой EV Lac должны быть выше, чем на слабой UV Cet, хотя оптические вспышки на UV Cet регистрируются чаще.

4. *Функция светимости в. з. в Плеядах и распределение этих звезд по средним частотам вспышек.* Предложенный Амбарцумяном [13] метод оценки полного числа в. з. в звездном скоплении по числам таких объектов, на которых было зарегистрировано по одной и по две вспышки, лежит сейчас в основе практически всех статистических исследований в. з. в скоплениях. Развивая этот метод, Амбарцумян [14] предложил схему вычисления распределения в. з. по средним частотам вспышек, основанную на хронологии открытия в. з. в скоплении. Однако при использовании этой схемы для конкретных расчетов было сделано предположение, что искомое распределение не зависит от звездной величины в. з. Это предположение противоречит полученным выше результатам. Поэтому необходим независимый способ построения этого распределения. Такую возможность дает рассмотрение функции светимости в. з. скопления в сочетании с полученной выше зависимостью $\nu(M)$ для в. з. солнечной окрестности.

Функция светимости в. з. в Плеядах была построена Мирзояном и Брутяном [15] по 178 объектам. Каталог Аро и др. [1] позволяет почти втрое увеличить объем исходных данных для такого построения. Для перехода от видимых U и B ($\approx pg$) величин в минимуме блеска, приведенных в Каталоге Аро и др. [1], в обычную для функции светимости шкалу M_V были использованы данные Перри и Джонстона [16] о расстоянии (130 пс) и межзвездном поглощении ($E_{b-y} = 0^m\!.04$) до Плеяд, данные Аллена [17] об абсолютных величинах звезд нижней части главной последовательности и данные Страйжиса [18] о нормальных показателях цветов $(B-V)_0$ и $(U-V)_0$ таких звезд. Результаты этого пересчета приведены во второй и третьей строках табл. 1. В двух следующих строках этой таблицы даны распределения в. з. из табл. 1 Каталога Аро и др. [1] по найденным интервалам видимых звездных величин. Предварительно из 519 в. з., перечисленных в табл. 1 Каталога, были изъяты 79 объектов, для которых Аро и др. [1] дают лишь неуверенные оценки или нижние пределы видимых звездных величин. Полученная в результате такой процедуры функция светимости в. з. в Плеядах дана в шестой строке табл. 1. Следует отметить, что эта функция светимости, $\Phi_{набл}$, заметно отличается как от определявшихся ранее Холоповым и Артюхиной [19] и Кайрел де Стробель и Делайе [20] функций светимости звезд Плеяд — отсутствием резкого обрыва после $M_V = 10^m$, так и от функции светимости ближайших к Солнцу звезд [21]—смещением слабо выраженного максимума от $M_V = 14^m$ к $M_V = 10^m$.

Таблица 1

M_V	$6^m_.3$— $7^m_.5$	$7^m_.5$— $8^m_.5$	$8^m_.5$— $9^m_.5$	$9^m_.5$—$10^m_.5$	$10^m_.5$—$11^m_.5$	$11^m_.5$—$12^m_.5$	$12^m_.5$—$13^m_.5$	$13^m_.5$—$14^m_.5$	
B	13.1—14.5	14.5—15.7	15.7—16.7	16.7—17.8	17.8—18.9	18.9—19.9	19.9—21.0	21.0—22.1	
U	14.0—15.7	15.7—16.9	16.9—18.0	18.0—19.1	19.1—20.1	20.1—21.3	21.3—22.4	22.4—23.5	
Φ_B	24	53	55	75	43	22	24	3	Σ 299
Φ_U	6	25	25	42	29	12	2		Σ 141
$\Phi_{набл}$	30	78	80	117	72	34	26	3	Σ 440
$\Phi_{полн}$	69	234	204	273	157	79	112	15	Σ 1143

Коротин и Краснобабцев [7] рассмотрели статистические характеристики в. з. в Плеядах в ряде узких ($\Delta m = 2^m$) интервалов светимости. Согласно их анализу, средние спектральные индексы энергетических спектров в. з. в этом скоплении составляют $\bar{\beta}_U = 0.87$ и $\bar{\beta}_B = 0.98$, причем спектральные индексы всех рассмотренных интервалов довольно тесно группируются вокруг указанных средних величин. Полагая $\bar{\beta} = 0.92$ и считая, что в Плеядах светимость звезды физически так же — множителем $L_{\bullet}^{0.6}$ — влияет на среднюю частоту ее вспышек, как на в. з. солнечной окрестности, получаем, что в Плеядах вместо (15) следует ожидать

$$\nu \propto L_{\bullet}^{-0.55}. \tag{22}$$

В сочетании с функцией светимости $\Phi_{\text{набл}}$ это соотношение позволяет построить распределение в. з. в скоплении по частотам вспышек в относительной шкале частот.

Чтобы прокалибровать полученное распределение в шкале абсолютных частот вспышек, можно воспользоваться абсолютными средними частотами, которые Коротин и Краснобабцев [7] получили для в. з. в Плеядах в отдельных интервалах по светимости. К сожалению, точность указанных оценок средних частот для разных интервалов весьма неодинакова, так как в этих оценках используются отношения чисел в. з., на которых зарегистрировано по одной и по две вспышки, а числа самых слабых и самых ярких в. з. с повторно зарегистрированными вспышками меньше десяти. Поэтому эти данные не позволяют проследить ход средней частоты вспышек со светимостью в. з. Но для интервала светимости, где число в. з. максимально — оно превышает сотню и $n_1/n_2 \approx 4$ — полученная таким способом средняя частота вспышек

$$\lg \nu_B = -3.1 \text{ при } \bar{B} = 17^m\!.5 \tag{23}$$

по-видимому, достаточно надежна.

Построенное с помощью описанной процедуры ожидаемое распределение наблюдаемых в. з. в Плеядах по средним частотам регистрируемых вспышек дано на рис. 2 кривой А. Она является исходной для построения ожидаемого распределения всей совокупности в. з. скопления по средним частотам вспышек. Первым шагом в построении истинного распределения является учет методом Амбарцумяна [13] в отдельных интервалах по светимости в. з., вспышки на которых еще не были зарегистрированы. Соответствующие поправочные множители к числу уже обнаруженных в. з. можно получить по данным [7]. Как и следовало ожидать, эти поправочные множители минимальны — около 2.5 для наблюдений в полосе B и около 1.7 для наблюдений в полосе U — в интервалах светимостей, где число известных в. з. достаточно велико, и возрастают примерно вдвое для самых слабых и самых ярких в. з., где процент обнаруженных в. з. ниже из-за неоптимальности используемых режимов наблюдений для таких звезд. После исправления данных в 3 и 4 строках табл. 1 с помощью найденных поправочных множителей, найдено суммарное ожидаемое распределение $\Phi_{полн}$ и затем, как ранее по $\Phi_{набл}$, построено ожидаемое распределение в. з. по средним частотам вспышек — кривая Б на рис. 2.

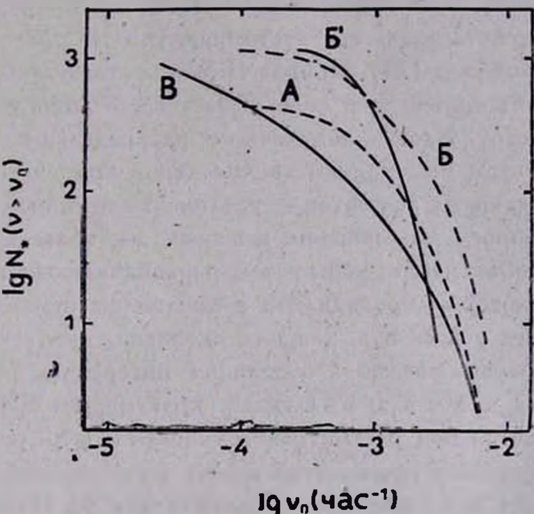

Рис. 2. Распределение в. з. в Плеядах по средним частотам вспышек: вычисленные по функции светимости и зависимости $\nu \propto L^{-0.55}$ для 440 известных в. з. скопления — кривая А, для ожидаемого полного числа в. з. и зависимости $\nu \propto L^{-0.55}$ — кривая Б, для ожидаемого полного числа в. з. и зависимости $\nu \propto L^{-0.32}$ — кривая Б', и найденное по хронологии открытия в. з. — кривая В.

Как уже отмечалось, поправочные множители, полученные из данных Коротина и Краснобабцева [7], весьма неравноточны; видимо, этим и объясняется немонотонный ход $\Phi_{полн}$. Но при построении интегрального распределения $N_*(\nu > \nu_0)$ на рис. 2 эти случайные ошибки частично компенсируются.

Кривая В на рис. 2 соответствует распределению по средним частотам вспышек в. з. в Плеядах, которое было вычислено Амбарцумяном [14] по хронологии открытия таких звезд.

Сравнение кривых Б и В показывает, что средняя частота вспышек большинства в. з. скопления, определяемая по хронологии открытия в. з., в 5—10 раз ниже, чем средняя частота вспышек, определенная по функции светимости изложенным выше способом. Далее, кривая Б около $\lg \nu_0 =$

$= -4$ уже близка к насыщению, то есть, согласно этой кривой, в скоплении практически нет в. з. со средней частотой вспышек меньше 10 000 час$^{-1}$, тогда как согласно кривой В, в Плеядах можно ожидать довольно много в. з. и с на порядок величины меньшей средней частотой вспышек.

Как уже отмечалось, зависимость $t_{0.5}(L^{max})$ для фотографических наблюдений вспышек должна быть очень слаба. Если считать, что такая зависимость вообще отсутствует, то в соотношении (22) показатель степени -0.55 необходимо заменить на -0.32, что приведет к сжатию кривых А и Б на рис. 2 вдоль оси частот почти в 1.8 раза, естественно, с сохранением калибровки (23). Кривая Б′ — «сжатая» кривая Б — еще больше отличается от кривой В и перекрывает всего лишь один порядок величин по оси частот. Узость полученного распределения в. з., которая является результатом неожиданно значительной компенсации двух противоположно действующих эффектов — увеличение истинной частоты вспышек и повышение порога обнаружения вспышек на более ярких в. з.—и дает, по-видимому, объяснение успеху тех первоначальных исследований в. з. в скоплениях, которые проводились в предположении одинаковой средней частоты вспышек у всех в. з. каждого скопления (см. [9]).

Таким образом, анализ в отдельных интервалах по светимости приводит к общему числу в. з. в Плеядах, практически совпадающему с тем, которое получается при рассмотрении скопления в целом [22]. К сожалению, принципиальным недостатком обоих рассмотрений является предположение, что все в. з., видимые в направлении на Плеяды, принадлежат этому скоплению. Как следует из статьи Аро и др. [1], в действительности, более 30% этих в. з. могут быть звездами фона. Проводившиеся до сих пор попытки выделить звезды скопления по их собственным движениям оказываются недостаточны, и для решения этой задачи необходимо провести спектральные или многоцветные наблюдения всех в. з. Каталога Аро и др. [1].

5. *Заключение.* Один из важнейших результатов статистического анализа значительного объема накопленных к настоящему времени данных наблюдений вспышек звезд типа UV Кита состоит в обнаружении степенного характера энергетического спектра вспышек, который четко выявлен как по фотоэлектрическим наблюдениям в. з. солнечной окрестности, так и по фотографическим наблюдениям в. з. в скоплениях. Хотя физический смысл такого спектра остается неясным, очевидна необходимость систематического учета этого наблюдаемого факта в дальнейших статистических исследованиях активности в. з. Такой подход позволил в этой работе придти к следующим выводам.

1. Средняя амплитуда (и средняя энергия) вспышек по достаточно обширной выборке определяется прежде всего амплитудой предельно сла-

бой обнаружимой на данной звезде вспышки; такая предельная амплитуда определяется, в свою очередь, используемой техникой наблюдений, и поэтому средняя амплитуда вспышек — вопреки традиции — не может служить мерой вспышечной активности звезды.

2. Средняя частота регистрируемых вспышек статистически четко зависит от абсолютной звездной величины рассматриваемой звезды; анализ этой зависимости свидетельствует, что она определяется как изменением порога обнаружения вспышек с изменением светимости звезды — на более ярких звездах можно обнаружить лишь более мощные вспышки, так и реальным изменением абсолютного уровня активности — вопреки широко распространенному мнению, истинная средняя частота вспышек выше на более ярких звездах.

3. Общность области, занимаемой энергетическими спектрами наиболее активных в. з. солнечной окрестности и в. з. скоплений на плоскости «накопленная частота — энергия вспышек», обусловлена сходством формы энергетических спектров всех в. з. и статистической зависимостью средней частоты регистрируемых вспышек от светимости в. з.

4. Распределение в. з. в скоплении Плеяд по средним частотам вспышек, основанное на построенной функции светимости известных в. з. в этом скоплении и на оценках полного числа в. з. в отдельных интервалах по светимости, показывает, что это скопление должно содержать в. з. со средними частотами фотографически регистрируемых вспышек от 10^{-4} до 10^{-2} час$^{-1}$ или даже в более узком интервале частот, а полное число в. з. в скоплении должно превышать 1100.

Выражаю глубокую благодарность В. И. Краснобабцеву, Н. И. Шаховской и А. А. Степаняну за полезные обсуждения и стимулирующую критику и Н. В. Киселёвой за помощь в оформлении статьи.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY SPECTRUM OF FLARES OF THE UV CET-TYPE STARS AND PHYSICAL MEANINGS OF SEVERAL STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THESE STARS

R. E. GERSHBERG

Accounting the observed power character of the energy spectrum of flares of the UV Cet-type stars, several statistical characteristics of these stars are considered. It is shown that a mean amplitude of flares is mainly determined with an amplitude of the faintest flare that can be registered at the star under consideration and therefore — contrary

to tradition — the mean flare amplitude cannot be used as a measure of a flare activity of the star; a mean frequency of flares registered at a flare star depends statistically certainly on an absolute magnitude of the star and this dependence is determined both with a flare detection threshold variation — at brighter stars stronger flares can be registered only, and with a real variation of an activity level — contrary to wide spread belief, true mean frequencies are higher at brighter stars. On the basis of the Catalogue of flare stars in Pleiades by Haro, Chavira and Gonzalez [1] a luminosity function of these stars is constructed. Using this function and the revealed dependence of flare mean frequencies on stellar absolute magnitudes, a distribution of flare stars in Pleiades along flare mean frequencies is constructed. This shows that the cluster contains flare stars with mean frequencies of photographically registered flares from 10^{-4} to 10^{-2} hour^{-1} or within even narrower interval of frequencies and the total number of such stars in the cluster exceeds 1100.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Haro, E. Chavira, G. Gonzalez,* Bol. Inst. Tonantzintla, 1, 3, 1982.
2. *Р. Е. Гершберг,* Astrophys. Space Sci., 19, 75, 1972.
3. *C. H. Lacy, T. J. Moffett, D. S. Evans,* Ap. J. Suppl. Ser., 30, 85, 1976.
4. *P. B. Byrne,* in "Activity in Red Dwarf Stars", Reidel, Dordrecht, 1983, p. 157.
5. *Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская,* Astrophys. Space Sci., 95, 235, 1983.
6. *B. R. Pettersen, L. A. Coleman, D. S. Evans,* Ap. J. Suppl. ser., 54, 375, 1984.
7. *С. А. Коротин, В. И. Краснобабцев,* Изв. Крымской обс., 73 (в печати).
8. *Н. И. Шаховская,* Изв. Крымской обс., 50, 84, 1974.
9. *Л. В. Мирзоян,* Нестационарность и эволюция звезд. Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
10. *T. J. Moffett,* Ap. J. Suppl. ser., 29, 1, 1974.
11. *B. R. Pettersen,* Report N 46 of the Institute of Theoretical Astrophysics, Blindern — Oslo, 1976.
12. *B. R. Pettersen,* Astron Astrophys., 82, 53, 1980.
13. *В. А. Амбарцумян,* Звезды, туманности, галактики, Изв. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
14. *В. А. Амбарцумян,* Астрофизика, 14, 367, 1978.
15. *Л. В. Мирзоян, Г. А. Брутян,* Астрофизика, 16, 97, 1980.
16. *C. L. Perry, L. Johnston,* Ap. J., Suppl. ser., 50, 451, 1982.
17. *К. У. Аллен,* Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
18. *В. Страйжис,* Многоцветная фотометрия звезд, Мокслас, Вильнюс, 1977.
19. *П. Н. Холопов, Н. М. Артюхина,* Астрон. ж., 48, 962, 1971.
20. *G. Cayrel de Strobel, J. Delhaye,* in "The Nearby Stars and the Stellar Luminosity Function", L. Davis Press, Schenectady, 1983, p. 241.
21. *A. G. Philip, A. R. Upgren,* in "The Nearby Stars and the Stellar Luminosity Function", L. Davis Press, Schenectady, 1983, p. 471.
22. *Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили,* Астрофизика, 17, 71, 1981.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.35—337

О ЗАВИСИМОСТИ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД ОТ ПЕРИОДА ВРАЩЕНИЯ

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 1 сентября 1984

Принята к печати 11 января 1985

Найдена зависимость среднего поверхностного магнитного поля B_s химически пекулярных звезд от периода вращения P. Эта зависимость имеет в области $P < 8^d$ прямую корреляцию и при $P > 8^d$ — обратную.

1. *Можно ожидать*, что в зависимости от механизмов происхождения и распада магнитного поля соотношение между средним поверхностным полем B_s звезд и периодом вращения P будет иметь характерный вид. В соответствии с предсказаниями теории генерации магнитного поля с помощью динамо-механизма, величина поля должна быть пропорциональна угловой скорости вращения, $B \propto \Omega$ [1]. При этом угол β наклона оси диполя к оси вращения звезды должен быть близким к 90°. Если поле магнитных звезд имеет реликтовую природу, т. е. оно образовалось в стадии рождения звезды при сжатии намагниченных протозвездных облаков, то B не будет зависеть от P. В этом случае распределение углов β будет произвольным.

В работе [2] приводятся данные о том, что быстро вращающиеся CP-звезды в среднем имеют меньшее поле, чем медленно вращающиеся, причем некоторые звезды с быстрым вращением вообще не имеют поля, вернее, его значения, превышающего 1000 Гс, т. к. в [2] ошибка измерений в среднем была около 500 Гс. По мнению авторов работы [2] линия раздела между быстро вращающимися и медленно вращающимися звездами лежит где-то в диапазоне $P = 3^d - 5^d$. Таким образом, они нашли антикорреляцию величины поля и скорости вращения, что не соответствует выводам гипотезы динамо. В нашей работе и работе Диделона [3, 4] приводятся данные о произвольности распределения углов β, что тоже противоречит механизму динамо.

2. *Анализ соотношения* между величиной поля и скоростью вращения в работе [2] имеет весьма приближенный характер, так как авторы использовали значения продольного эффективного поля B_e, а вместо угловой скорости Ω или периода вращения P взяли $v \sin i$, которые, во-первых, зависят от не известного заранее угла наклона оси вращения звезды и, во-вторых, связаны с Ω или P через радиус. В этой задаче следующим, более точным приближением было бы использование поверхностных магнитных полей B_s, и периодов вращения P. Значения B_s были определены нами для значительного числа звезд в работе [3] на основании известных кривых изменения поля B_e с фазой периода при предположении о дипольной структуре поля (метод описан в [5]). Анализ, сделанный в работе [3], показал, что из-за неточности приведенных в литературе параметров, в частности $v \sin i$, в отдельных случаях ошибка B_s может достигнуть 100%, однако при поисках и построении зависимости B_s (P) разброс можно уменьшить усреднением значений B_s для достаточно большого количества звезд. Для этого величины B_s (с привлечением данных из [6]) были усреднены в пределах интервалов $\Delta P = 1^d$ и найдено среднее квадратическое значение разброса точек. Когда усреднялось только два значения, вместо σ вычислено отклонение усредняемых величин от среднего значения. Результаты приведены в табл. 1. Так как ожидаемая зависимость

Таблица 1

Период (дни)	B_s, Гс	σ, Гс	n
0— 1	2200	500	5
1— 2	2900	600	8
2— 3	3600	1500	5
3— 4	7600	2300	7
5— 6	7200	3400	5
6— 7	11600	4000	3
9—10	11900	4500	4
12—13	2700	100*	2
16—17	3500	200*	2
18—19	5100	1300	6
19—20	1900	100*	2
20—21	1500	100*	2
36	2200	—	1

* — Разница между средним значением поля и каждым из усредняемых.

$B_s(P)$ в случае динамо—степенная, то удобнее ее построить в логарифмическом масштабе. В таком виде она приведена на рис. 1. Здесь хорошо видно, что B_s сначала растет, затем проходит максимум на $P \sim 8^d$ и потом уменьшается. Можно предположить, что левая часть рис. 1. ($P < 8^d$) представляет собой степенную зависимость. Прямые, проведенные методом наименьших квадратов с весами, пропорциональными количеству звезд, описываются следующими уравнениями. Для левой части графика:

$$\lg B_s = 0.70 \lg P + 3.40, \quad r = 0.95,$$

для правой части:

$$\lg B_s = -1.52 \lg P + 5.42, \quad r = 0.86,$$

где r — коэффициент корреляции. Таким образом, показатели степени $k = -1.52$ и 0.70 для правой и левой частей соответственно.

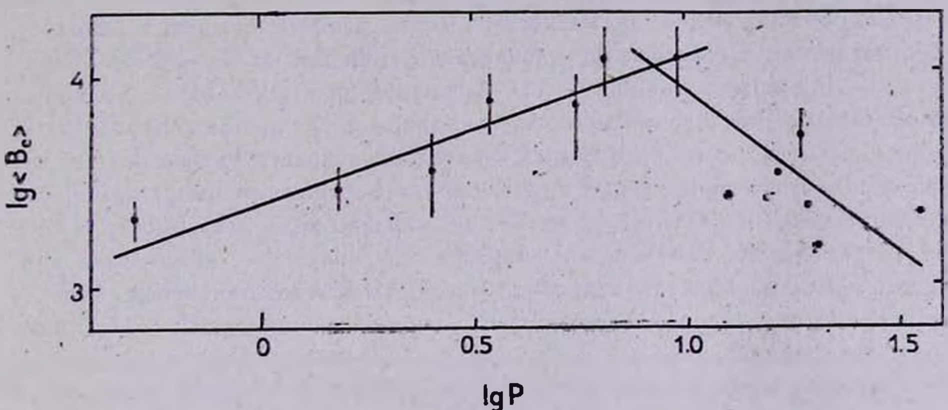

Рис. 1. Зависимость поверхностного поля звезд от периода их вращения.

Возможно, что полученная зависимость отражает действие какого-то одного механизма, который имеет наибольшую эффективность на $P \sim 8^d$. Ход левой части соответствует тому, что нашли авторы работы [2], а правую часть они не могли заметить с их методикой. К сожалению, эта часть зависимости не может считаться достаточно достоверной из-за малого числа звезд, имеющих $P > 8^d$, и нуждается в дальнейшем подтверждении. Ход этой части зависимости соответствует пропорциональности величины поля скоростям вращения в степени $k = 1.52$, что соответствует гипотезе динамо. Левую часть объяснить труднее. На основании данных, полученных в работе [2], Местель и Мосс развили идею [7] о разрушении поля меридиональной циркуляцией, причем скорость циркуляции должна быть пропорциональной Ω. Левая часть обсуждаемой зависимости может быть объяснена влиянием меридиональной циркуляции. Обратную же корреляцию может усилить такое известное явление, как магнитное торможение. Очевидно, что если оно имело место, то должна возникнуть зависимость $B \propto 1/\Omega$, потому что, чем сильнее поле, тем сильнее торможение. Однако перелом на $P \sim 8^d$ необъясним с этой точки зрения. Надо искать механизм, разрушающий поле или препятствующий работе динамо, который «включается» при скоростях вращения, соответствующих $P < 8^d$ и действие которого сильно зависит от скорости вращения.

Таким образом, можно предположить, что характерный вид зависимости $B_s(P)$ несет на себе следы генерации магнитного поля с помощью динамо. В таком случае такие признаки должны быть заметны в распределении углов β, т. е. должен наблюдаться избыток звезд с $\beta \sim 90°$. Следовательно, или неточны выводы теории [8], или из-за недостаточной надежности использованных данных зависимость распределения углов размывается, искажая ожидаемый избыток.

В проблеме эволюции магнитных звезд важным является вопрос о том, когда могли возникнуть условия генерации магнитного поля. В соответствии с данными работ [9—11] магнитное поле СР-звезд, находящихся на главной последовательности, возможно, разрушается. Исследования зависимости скорости вращения СР-звезд от возраста указывают на то, что скорее всего торможение произошло до достижения ими главной последовательности [12]. В работе [4] не найдено хода зависимости частоты встречаемости СР-звезд от возраста, следовательно, химические аномалии могли возникнуть только до главной последовательности. Вероятно, именно этот период обеспечивает условия возникновения магнитного поля, химических аномалий и торможения СР-звезд. Может оказаться, что основная часть магнитного потока генерируется во время нахождения звезды в конвективной фазе Хаяши. Паркер [13] отмечает, что в каждом вращающемся конвективном теле характер движений газа таков, что в нем легко обеспечиваются условия для эффективной генерации магнитного поля. В то же время известно [14], что такие механизмы, как плавучесть, неустойчивость Релея—Тейлора и желобковая неустойчивость, должны сильно уменьшить магнитный поток в газе во время образования звезды, остальная часть потока рассеется во время конвективной фазы Хаяши. Таким образом, с этой точки зрения трудно предполагать, что в магнитном потоке звезды, находящейся на главной последовательности, существенная часть принадлежит «реликту». С другой стороны, следует помнить точку зрения Пиддингтона [15], который считает, что турбуленция не разрушает крупномасштабный магнитный поток звезды, следовательно, та часть потока, которая достигла фазы Хаяши, может остаться в звезде и дополнить ту часть, которая возникла в результате действия динамо.

3. *Из приведенных* весьма противоречивых данных вытекает ряд задач, решение которых подтвердит или опровергнет выводы этой работы:

1. Правая часть зависимости $B_s(P)$ должна быть подтверждена дополнительными наблюдательными данными.

2. Распределение углов β следует изучить на основании более точных данных для того, чтобы выяснить, действительно ли оно произвольно и нет ли в нем избытка $\beta \sim 90^\circ$.

3. Необходимы поиски механизмов, разрушающих поле (или препятствующих генерации поля) у звезд с $P < 8^d$.

Мы продолжаем работу в этом направлении.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

ON DEPENDENCE OF THE MAGNETIC FIELD OF CHEMICALLY PECULIAR STARS ON THE ROTATION PERIOD

YU. V. GLAGOLEVSKI

The dependence of the main surface magnetic field B_s of the chemically peculiar stars on the period of rotation P was revealed. This dependence in the range $P < 8^d$ has direct correlation while in $P > 8^d$ it is reverse.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Mestel*, IAU Coll. N 32, "Physics of Ap-stars", Eds. W. Weiss, H. Jenker, C. Jaschek, Vienna, 1975, p. 1.
2. *J. D. Landstreet, E. F. Borra, J. R. D. Angel, R. M. E. Illing*, Ap. J., 201, 624, 1975.
3. *Ю. В. Глаголевский*, Изв. САО АН СССР, 20 (в печати).
4. *P. Didelon*, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 55, 69, 1984.
5. *G. Preston*, P. A. S. P., 83, 571, 1971.
6. *G. Preston*, Ap. J., 164, 309, 1971.
7. *L. Mestel, D. L. Moss*, M. N. RAS, 178, 27, 1977.
8. *F. Krause, L. Oetken*, IAU Coll. N 32 "Physics of Ap-stars", Eds. W. Weiss, H. Jenker, C. Jaschek, Vienna, 1975, p. 29.
9. *E. F. Borra*, Ap. J. Lett., 249, L 39, 1981.
10. *D. N. Brown, J. D. Landstreet, I. Thompson*, Upper Main Sequence CP-stars, 23-d Liege Astrophys. Coll. Universite de Liege, 1981, p. 195.

11. *Ю. В. Глаголевский, В. Г. Клочкова, И. М. Копылов*, Тезисы докладов на VI совещании по магнитным звездам, Саласпилс, 1984, стр. 82.
12. *Б. Г. Клочкова, И. М. Копылов*, Тезисы докладов на VI совещании по магнитным звездам, Саласпилс, 1984, стр. 80.
13. *Е. Паркер*, Космические магнитные поля, Мир, М., 1982.
14. *L. Mestel*. Quart. J. Roy. Astron. Soc., 6, 151, 1965.
15. *J. H. Piddington*. Astrophys. Space Sci., 87, 89, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.37—355—36

ЛИНИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА, АЗОТА И КИСЛОРОДА В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. I. ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ И СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

П. О. БОГДАНОВИЧ, Р. А. ЛУКОШЯВИЧЮС, А. А. НИКИТИН, З. Б. РУДЗИКАС, А. Ф. ХОЛТЫГИН

Поступила 20 октября 1984

Принята к печати 11 января 1985

Рассчитаны энергии уровней, длины волн и вероятности переходов для ряда астрофизически важных линий ионов C, N, O.

1. *Введение.* В спектрах планетарных туманностей (ПТ) как в видимой, так и в УФ и ИК-областях наблюдается большое число линий углерода: C I—C IV, азота: N I—N V и кислорода: O I—O VI [1—5]. Линии видимой области спектра, как правило, слабы (их интенсивности много меньше интенсивности линии H_β ($I(\lambda)/I(H_\beta) = 0.001 - 0.02$). Возникновение в спектрах ПТ этих линий обусловлено в значительной степени фоторекомбинационным механизмом. В УФ-спектрах наиболее сильными линиями ионов C, N и O являются линии C III λ 1909, C IV λ 1548, N IV λ 1468, N III λ 1640 и ряд других. Эти линии соответствуют переходам между низколежащими уровнями, в том числе как резонансным, так и интеркомбинационным. В ИК-спектрах ПТ обнаружены линии C IV ($n \to n'$), где n, n' = 8—10 [5]. Эти линии имеют рекомбинационное происхождение и вклад в их интенсивности ударных процессов, вероятно, мал, как он мал для соответствующих линий водорода [6]. В то же время, линии УФ-области спектра в основном являются столкновительными. Из оценок [13] видно, что фоторекомбинация вносит вклад в их интенсивности не более 10%. Как указывается в [7, 8], значительный вклад в их интенсивности дает диэлектронная рекомбинация. Однако этот вывод основан на вычислениях вероятностей переходов из автоионизационных состояний ионов C, N и O, которые в настоящее время недостаточно надежны.

Сравнение наблюдаемых интенсивностей линий в спектрах ПТ с рассчитанными по моделям ПТ является одним из основных методов познания свойств ПТ (T_e, n_e, химический состав и т. д.). В спектрах ПТ весьма полно исследованы линии H, He I, He II и достигнуто хорошее согласие рассчитываемых и наблюдаемых их интенсивностей. Вместе с тем не хватает достаточно полных и последовательных расчетов интенсивностей линий ионов C, N и O в спектрах ПТ. Основной причиной неполноты расчетов является плохое знание вероятностей переходов в указанных ионах, особенно для высоковозбужденных линий, существенная роль двухэлектронных переходов и переходов в дважды возбужденных состояниях [9, 10]. В данной работе получены вероятности переходов и силы осцилляторов для ряда астрофизически важных линий ионов C II, C III, N III, N IV, O IV и O V. Эти величины в дальнейшем будут использованы для расчета интенсивностей линий этих ионов и определения содержания ионов углерода, азота и кислорода в ряде ПТ.

2. *Методы расчета характеристик электронных переходов.* Наиболее распространенным методом, используемым при массовом расчете энергетических спектров, длин волн и вероятностей переходов, является одноконфигурационное приближение. Обычно при этом, как и в настоящей работе, используются численные хартри-фоковские радиальные орбитали, а матрица энергии вычисляется в LS-связи с последующей ее диагонализацией. Получаемые в результате этого многотермные собственные функции используются для расчета матричных элементов оператора перехода. Такой подход позволяет определять характеристики как разрешенных переходов, так и запрещенных в LS-связи (например, интеркомбинационных) линий.

Однако, как известно, одноконфигурационное приближение во многих случаях обладает малой точностью, недостаточной для надежной интерпретации экспериментальных данных. Вероятности двух- и трехэлектронных переходов, играющих важную роль в спектрах ПТ, вообще не могут быть получены в одноконфигурационном приближении, так как они обусловлены корреляционными эффектами. В этих случаях необходимо проводить расчеты с учетом последних. Наиболее удобным методом, непосредственно обобщающим используемое одноконфигурационное приближение Хартри—Фока, является суперпозиция конфигураций, один из возможных вариантов которой описан ниже в конце раздела.

В спектрах ПТ, как указывалось выше, наблюдаются линии переходов между уровнями ионов C, N и O со значениями n от $n = 2$ до $n = 8$—10, и необходимо знание характеристик возможных переходов с $n \leqslant 10$ на все нижележащие уровни. Как указывалось в работах [11, 12], в интенсивности рекомбинационных линий ионов C, N и O, в отличие от водорода, могут вносить вклад и переходы с вышележащих уровней с $n \geqslant 10$, что приводит к необходимости расчета еще большего числа переходов. Например, при расчете рекомбинационного спектра C III [13] использовалось более 200 значений вероятностей A_{ij}. Все используемые в расчетах значения вероятностей требуется вычислять по возможности в единой схеме. Если же использовать разнородные литературные источники вероятностей, то нерегулярные отклонения от истинных значений приводят к непредсказуемой погрешности расчетов интенсивностей линий.

Одноконфигурационные хартри-фоковские расчеты, использованные в данной работе для получения большей части вероятностей переходов, проводились с помощью программ, описанных в [14, 15]. Радиальные орбитали определялись независимо для усредненной по термам энергии каждой конфигурации. В операторе энергии, кроме обычных членов электростатического и спин-орбитального взаимодействия, учитывались и релятивистские поправки второго порядка в рамках оператора Брейта [16], однако их роль в рассматриваемых ионах невелика. Оказалось, что во всех случаях LS-связь выполняется очень хорошо и коэффициенты разложения волновой функции при примесных членах обычно не превышают нескольких тысячных и только в некоторых случаях достигают сотых долей. Спин-орбитальное расщепление термов хорошо описывается в используемом приближении, а в разностях энергий отдельных мультиплетов существуют погрешности. Уточненные длины волн λ^* могут быть получены при введении полуэмпирических поправок $\Delta(LS, L'S')$, постоянных для каждой пары термов.

Как уже упоминалось, для рассматриваемых ионов важны и двухэлектронные переходы типа $2snlLS - 2pn'l'L'S$. Линии таких переходов наблюдались в спектрах ПТ и некоторых звезд [1—4]. Линия переходов $2s5f\,^3F - 2p3p\,^3D$ в C III (λ 4156) является одной из самых интенсивных линий этого иона в спектрах ПТ. Следует также указать, что двухэлектронные переходы влияют и на интенсивности линий обычных одноэлектронных переходов. Например, переход C II λ 1063 ($2s4f\,^2F - 2p^2\,^2D$) уменьшает заселенность терма ^2F, а тем самым и интенсивность линии λ 4267, принадлежащей переходу $2s4f - 2s3d$ в C II и являющейся наиболее интенсивной в спектрах ПТ.

Для получения вероятностей двухэлектронных переходов и уточнения некоторых одноэлектронных в работе проведены расчеты с учетом наложения конфигураций. При этом для описания уточняемых конфигураций начального и конечного состояний использовались хартри-фоковские радиальные орбитали (РО). Если для поправочных конфигураций, налагаемых на уточняемую, использовать обычные хартри-фоковские функции, то получаемое приближение можно назвать суперпозицией конфигураций (СК). К сожалению, СК обладает плохой сходимостью по отношению к числу налагаемых конфигураций. Даже для достижения хорошей точности в энергии перехода требуется учет очень большого числа конфигураций, в том числе и содержащих функции непрерывного спектра. Сходимость относительно характеристик электронных переходов еще хуже. Максимальную сходимость обеспечивает использование РО, получаемых при решении многоконфигурационных уравнений Хартри—Фока—Юциса [18]. Однако решение этих уравнений довольно сложно, требует больших расходов машинного времени и не может быть рекомендовано для массовых расчетов. В работах [19, 20] было предложено вместо решений многоконфигурационных уравнений использовать функции, получаемые из РО исследуемой конфигурации с помощью простых преобразований:

$$P^T(n'l\,|\,r) = \frac{1}{N}(A - r^2)\,P(nl\,|\,r), \tag{1}$$

$$P^T(n'l'\,|\,r) = \frac{1}{N}\,r^{\Delta l}P(nl\,|\,r), \quad \Delta l = l' - l \neq 0. \tag{2}$$

Такие трансформированные функции использовались для описания тех электронов, которыми поправочная конфигурация отличается от уточняемой, и позволили получить существенное уточнение энергетических спектров в рамках теории возмущений [19, 20]. В настоящей работе так описанные поправочные конфигурации использовались для формирования матрицы энергии и описания многоконфигурационной функции.

3. *Вероятности переходов в ионах углерода, азота и кислорода.* Линии рассматриваемых нами ионов в спектрах ПТ можно, как указывалось ранее [10], разделить на три группы:

А) переходы между конфигурациями с одним возбужденным электроном — «нормальные переходы».

Б) Переходы между конфигурациями с двумя возбужденными электронами, один из которых не участвует в переходе, например, переход $2s2p3p\,^4P - 2s2p\,3S\,^4D$ в N III, λ 4515.

В) Двухэлектронные переходы, запрещенные в одноэлектронном приближении. Например, переход $2s5f\,^1F - 2p3p\,^1D$ в C III, λ 6351.

Как уже указывалось, во всех рассматриваемых случаях LS-связь является достаточно чистой. Поэтому вероятности переходов между отдельными уровнями $A_{JJ'}$ могут характеризоваться через вероятности переходов между мультиплетами $A(LS \to L'S)$. Для перехода от $A(LS \to L'S)$ к $A_{JJ'}$ необходимо воспользоваться соотношением:

$$A_{JJ'} = (2L+1)(2J'+1)\begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix}^2 A(LS \to L'S). \tag{3}$$

Для сокращения объема информации в табл. 1 приведены только вероятности переходов между термами для астрофизически важных линий

Таблица 1

ДЛИНЫ ВОЛН (А) И ВЕРОЯТНОСТИ (10^8 с$^{-1}$) ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИОНАХ С, N и О, РАССЧИТАННЫЕ В ОДНОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ—ФОКА

Ион	Мультиплет	$\lambda_{эксп}$	$\lambda^{ХФ}$	$A_L^{ХФ}$	$A_V^{ХФ}$	A
1	2	3	4	5	6	7
	$3s\,^2S-2p\,^2P$	858	847	12.5	14.5	
	$4s\,^2S-2p\,^2P$	636	626	3.74	4.30	
	$5s\,^2S-2p\,^2P$	577	570	1.65	1.86	
	$6s\,^2S-2p\,^2P$	552	545	0.876	1.04	
	$3d\,^2D-2p\,^2P$	687	676	26.2	23.0	
	$4d\,^2D-2p\,^2P$	595	587	11.9	10.3	
C II	$5d\,^2D-2p\,^2P$	560	554	6.10	5.31	
	$6d\,^2D-2p\,^2P$	543	537	3.52	3.06	
	$3p\,^2P-3s\,^2S$	6580	5798	0.651	0.80	
	$3d\,^2D-3p\,^2P$	7233	7885	0.369	0.378	
	$4s\,^2S-3p\,^2P$	3920	4107	1.81	1.61	
	$4f\,^2F-3d\,^2D$	4267	4314	2.38	2.37	
	$3s\,^2S-2p\,^2P$	452	444	37.8	43.1	
	$4s\,^2S-2p\,^2P$	332	328	12.1	13.8	
	$5s\,^2S-2p\,^2P$	300	297	5.52	6.27	
	$6s\,^2S-2p\,^2P$	286	283	2.95	3.39	
	$3d\,^2D-2p\,^2P$	374	369	119	107	60.8 [20]
N III	$4d\,^2D-2p\,^2P$	315	311	49.2	44.0	
	$5d\,^2D-2p\,^2P$	293	290	24.4	21.9	
	$6d\,^2D-2p\,^2P$	282	280	15.5	12.4	
	$3p\,^2P-3s\,^2S$	4097	3876	1.19	0.968	
	$3d\,^2D-3p\,^2P$	4640	5010	0.679	0.673	
	$4f\,^2F-3d\,^2D$	1835	1899	12.2	12.1	
	$2p3s\,^2P-3s\,^2S$	618	982	38.0		
	$2p3s\,^4P-3s\,^2S$	1224	1665	5.25—06		
O IV	$3d\,^2D-2p^3\,^2P$	762	865	1.75—07		
	$3d\,^2D-2p^3\,^4S$	529	538	1.42—06		
	$3d\,^2D-2p^3\,^2D$	606	651	8.84—03		
	$2s2p\,^1P-2s^2\,^1S$	977	1009	23.1	11.9	23 [9]
	$2s3p\,^1P-2s^2\,^1S$	386	399	38.6	35.0	36 [9[
C III	$2s4p\,^1P-2s^2\,^1S$	310	327	17.9	16.7	19 [9]
	$2s5p\,^1P-2s^2\,^1S$	291	303	9.33	8.81	9.8 [9[
	$2s6p\,^1P-2s^2\,^1S$	280	292	5.43	5.14	5.8 [9]

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
	$2s2p\,^1P - 2s^2\,^1S$	765	799	29.4	15.9	30 [32]
	$2s3p\,^1P - 2s^2\,^1S$	247	253	126	118	120 [32]
N IV	$2s4p\,^1P - 2s^2\,^1S$	197	204	57.5	54.9	63 [32]
	$2s5p\,^1P - 2s^2\,^1S$	182	187	29.9	28.8	32 [32]
	$2s6p\,^2P - 2s^2\,^1S$	175	180	17.4	16.8	14 [32]

C II, N III, O IV, C III, N IV, вычисленные в одноконфигурационном приближении Хартри—Фока. Как обычно, вероятности переходов рассчитывались для двух эквивалентных форм оператора перехода: формы длины (A_L) и формы скорости (A_V). Хотя, как известно, совпадение характеристик переходов, полученных в двух формах, не может всегда быть гарантией точности найденной величины, однако степень их расхождения позволяет в большинстве случаев верно оценивать достоверность получаемых результатов. Как видно из табл. 1, в случае изоэлектронной последовательности бора (C II, N III и O IV) вероятности, рассчитанные в двух формах, совпадают сравнительно хорошо. Это связано с тем, что рассматриваются переходы одного электрона в поле заполненных оболочек. Хорошее согласие наблюдается и в длинах волн — теоретических и экспериментальных. В случае изоэлектронной последовательности бериллия расхождения несколько больше.

В случае изоэлектронной последовательности бериллия вероятности перехода $2s2p - 2s^2$, полученные в двух формах сильно отличаются. Для установления надежных результатов в этом случае требуется учет корреляционных эффектов, который был проведен по методике, описанной в конце предыдущего раздела. При расчетах на уточняемую конфигурацию накладывалось по 15—20 поправочных конфигураций. В табл. 2 в качестве примера приведены коэффициенты разложения собственных функций, полученные в многоконфигурационном приближении (МКП). Из таблицы видно, какие поправочные конфигурации играют наиболее важную роль. Как и следовало ожидать, самым большим вкладом в уточняемые обладают квазивырожденные конфигурации, т. е. конфигурации, получающиеся из уточняемых без изменения главных квантовых чисел.

Результаты расчета длин волн и вероятностей переходов $1s^2 2p^2 - 1s^2 2s2p$ приведены в табл. 3. В данном случае МКП заметно улучшает те длины волн, которые при использовании приближения ХФ плохо совпадают с экспериментом. В МКП существенно лучше согласуются вероятности, полученные исходя из двух форм оператора перехода. При этом наблюдается хорошее согласие и с результатами, полученными методами теории возмущений (ТВ) с разложением по $1/z$ [21], а также другими авторами в различных приближениях.

Таблица 2

РАЗЛОЖЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ НЕКОТОРЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ С, N, О В МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Конф.	Ион	LSJ	$1000\cdot\psi$*
$1s^22s^22p$	C II	$^2P_{1/2}$	$969\,(2s^22p)\,^2P - 211\,(2p^3)\,^2P - 23\,(2p3s^2)\,^2P - 23\,(2p3d^2)\,^2P - 28\,(2s2p3s)\,^2P + 89\,(2s2p3d)\,^2P - 68\,(2s2p3d)\,^2P + 26\,(2s2p4d)\,^2P - 21\,(2s2p4d)\,^2P$
	O IV	$^2P_{1/2}$	$976\,(2s^22p)\,^2P - 197\,(2p^3)\,^2P - 15\,(2p3s^2)\,^2P - 23\,(2s2p3s)\,^2P + 64\,(2s2p3d)\,^2P - 49\,(2s2p3d)\,^2P + 15\,(2s2p4d)\,^2P - 11\,(2s2p4d)\,^2P$
$1s^22s2p^2$	C II	$^2D_{5/2}$	$977\,(2s2p^2)\,^2D - 46\,(2s3p^2)\,^2D - 39\,(2s3d^2)\,^2D - 157\,(2s^23d)\,^2D + 118\,(2p^23d)\,^2D + 25\,(2p^23d)\,^2D - 27\,(2s2p3p)\,^2D - 45\,(2s2p3p)\,^2D$
	O IV	$^2D_{5/2}$	$992\,(2s2p^2)\,^2D - 27\,(2s3p^2)\,^2D - 27\,(2s3d^2)\,^2D - 84\,(2s^23d)\,^2D + 84\,(2p^23d)\,^2D - 18\,(2s2p3p)\,^2D$
$1s^22p^2$	C III	$^1S_0$	$942\,(2p^2)\,^1S + 263\,(2s^2)\,^1S - 56\,(3d^2)\,^1S - 58\,(2p3p)\,^1S - 151\,(2s3s)\,^1S$
	O V	$^1S_0$	$960\,(2p^2)\,^1S + 256\,(2s^2)\,^1S - 21\,(3s^2)\,^1S - 36\,(3p^2)\,^1S - 65\,(3d^2)\,^1S - 68\,(2s3s)\,^1S - 35\,(2p3p)\,^1S$
$1s^22s^23p$	C II	$^2P_{1/2}$	$958\,(2s^23p)\,^2P - 16\,(2p^23p)\,^2P - 258\,(2p^23p)\,^2P - 19\,(3s^23p)\,^2P - 47\,(2s2p3s)\,^2P + 112\,(2s2p3s)\,^2P$
$1s^22s2p$	C III	$^3P_0$	$998\,(2s2p)\,^3P +$ [illegible]3 $(2s3p)\,^3P - 18\,(3s3p)\,^3P + 13\,(2p4d)\,^3P$
	O V	$^3P_0$	$999\,(2s2p)\,^3P + 37\,(3p3d)\,^3P - 13\,(2p3s)\,^3P - 12\,(3s3p)\,^3P$

* Конфигурации, по волновым функциям которых разлагается волновая функция исходного состояния, приведены в скобках. Перед скобками даны коэффициенты разложения, умноженные на 1000.

При расчете перехода $1s^22s2p^2 - 1s^22s^22p$ МКП не улучшает длин волн разрешенных переходов. Это связано со случайной компенсацией корреляционных эффектов и в результате высокой точности длин волн в приближении ХФ. В то же время, МКП существенно улучшает энергетический спектр конфигурации $1s^22s2p^2$ (табл. 4). В первой строке этой таблицы указана энергия уровня $^4P_{1/2}$, отсчитанная относительно нижнего уровня конфигурации $1s^22s^22p$, рассчитанного в аналогичном приближении. Остальные уровни указаны относительно $^4P_{1/2}$. Вероятности этого перехода приведены в табл. 5. Как видно из таблицы, МКП существенно улучшает совпадение двух форм и рассчитанные вероятности можно считать достаточно надежными.

Таблица 3

ДЛИНЫ ВОЛН (Å) И ВЕРОЯТНОСТИ (10^8 c^{-1}) ПЕРЕХОДОВ $1s^2\,2p^2 — 1s^2\,2s\,2p$, РАССЧИТАННЫЕ В МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Ион	Переход	$J-J'$	λ			A								
			Эксп.	ХФ	МКП	ХФ		МКП		ТВ [21]	Эксп. [22]	ТВ [23]	[24]	[25]
						r	v	r	v					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
C III	$^1S-^1P$	0—1	1247	1483	1223	7.35	8.47	22.3	25.5	16.6			21.1	18.6
	$^3P-^3P$	0—1	1176	1161	1161	15.3	10.8	13.8	14.9	12.7			13.3	13.6
		1—0	1175	1161	1160	5.11	3.60	4.60	4.96	4.25			4.4	4.55
		1—1	1176	1161	1160	3.83	2.70	3.44	3.72	3.18			3.3	3.41
		1—2	1176	1162	1161	6.36	4.50	5.73	6.19	5.3			5.5	5.67
		2—1	1175	1160	1160	3.83	2.70	3.45	3.72	3.19			3.3	3.42
		2—2	1176	1161	1160	11.5	8.11	10.3	11.2	9.55			9.98	10·2
	$^1D-^1P$	2—1	2298	2379	2322	1.78	5.28	1.30	1.30	1.5	1.4	1.56	1.4	1.46
N IV	$^1S-^1P$	0—1	955	1128	941	10.6	11.7	30.7	35.2	25.1				
	$^3P-^3P$	0—1	924	915	914	19.9	14.5	18.2	19.9	17.1				
		1—0	923	914	913	6.65	4.83	6.10	6.64	5.73				
		1—1	923	914	914	4.98	3.62	4.56	4·97	4.29				
		1—2	924	915	915	8.26	6.03	7.58	8.28	7.12				
		2—1	922	913	913	4.99	3.63	4.58	4.98	4.30				
		2—2	923	914	914	14.9	10.9	13.7	14.9	12.9				
	$^1D-^1P$	2—1	1719	1781	1734	2.69	7.44	2.23	2.22	2.44	2.2	2.47	3.35	
O V	$^1S-^1P$	0—1	775	910	766	13.9	15.1	39.4	45.2	34.0				35.4
	$^3P-^3P$	0—1	761	756	757	24.3	18.1	22·4	24.2	21.5				22.5
		1—0	759	754	755	8.15	6.05	7.53	8.09	7.22				7.55
		1—1	760	755	756	6.09	4.53	5.63	6.06	5.40				5.64
		1—2	762	757	758	10.1	7.5	9.32	10.1	8.93				9.34
		2—1	759	754	754	6.13	4.54	5.67	6.07	5.43				5.68
		2—2	760	755	756	18.3	13.6	16.9	18.2	16.2				16.9
	$^1D-^1P$	2—1	1371	1421	1388	3.66	9.64	3.19	3.07	3.45	3.3	3.46	4.36	3.29

Таблица 4

ЭНЕРГИИ УРОВНЕЙ ($см^{-1}$) КОНФИГУРАЦИИ $1s^2 2s 2p^2$, ПОЛУЧЕННЫЕ В РАЗЛИЧНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ

LSJ	C II			O IV			N III		
	Эксп. [26]	ХФ	МКП	Эксп. [26]	ХФ	МКП	Эксп. [26]	ХФ	МКП
$^4P_{1/2}$	43000	29302	41681	71177	53443	69896	57192	41295	55859
$^4P_{3/2}$	22	21	21	131	129	130	60	58	58
$^4P_{5/2}$	51	57	57	316	344	344	141	155	155
$^2D_{5/2}$	31931	42900	35018	55759	66926	59270	43832	55071	47331
$^2D_{3/2}$	31933	42900	35017	55773	66925	59267	43840	55071	47330
$^2S_{1/2}$	53494	65253	58282	93190	103710	98145	73812	84696	78853
$^2P_{1/2}$	67625	83894	72689	109304	126602	114838	88684	105693	94211
$^2P_{3/2}$	67666	83937	72731	109548	126859	115092	88745	105810	94326

Таблица 5

ДЛИНЫ ВОЛН (Å) И ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ (10^8 $с^{-1}$) $1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p$, РАССЧИТАННЫЕ В МНОГОКОНФИГУРАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Ион	Переход	$J-J'$	λ Эксп.	λ ХФ	λ МКП	A ХФ r	A ХФ v	A МКП r	A МКП v
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
C II	$^2P-^2P$	1/2—1/2	904	883	874	42.08	16.96	29.90	32.15
		1/2—3/2	904	884	875	21.10	8.51	15.08	16.22
		3/2—1/2	904	883	874	10.53	4.24	7.50	8.06
		3/2—3/2	904	883	874	52.67	21.23	37.48	40.32
	$^2S-^2P$	1/2—1/2	1036	1057	1000	4.13	2.39	8.02	9.19
		1/2—3/2	1037	1058	1001	8.13	4.70	15.83	18.14
	$^2D-^2P$	3/2—1/2	1335	1385	1304	4.56	4.52	2.45	2.65
		3/2—3/2	1336	1386	1305	0.90	0.90	0.49	0.52
		5/2—3/2	1336	1386	1305	5.45	5.41	2.93	3.18
N III	$^2P-^2P$	1/2—1/2	686	680	666	55.83	23.97	40.82	43.93
		1/2—3/2	686	681	667	28.13	12.11	20.79	22.39
		3/2—1/2	685	680	666	13.99	6.00	10.27	11.04
		3/2—3/2	686	681	667	70.02	30.09	51.41	55.29
	$^2S-^2P$	1/2—1/2	763	794	742	6.01	3.51	10.20	11.85
		1/2—3/2	764	795	743	11.58	6.79	19.69	22.89
	$^2D-^2P$	3/2—1/2	990	1038	969	6.60	6.59	4.31	4.61
		3/2—3/2	992	1040	971	1.29	1.30	0.84	0.90
		5/2—3/2	992	1040	971	7.85	7.87	5.13	5.50
O IV	$^2P-^2P$	1/2—1/2	554	555	541	68.61	30.84	51.12	55.00
		1/2—3/2	555	557	542	34.86	15.74	26.48	28.58
		3/2—1/2	553	555	541	17.23	7.72	12.93	13.90
		3/2—3/2	555	556	542	86.34	38.87	64.75	69.74

Таблица 5 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	$^3S-^3P$	1/2—1/2	608	636	595	8.01	4.73	13.22	15.40
		1/2—3/2	610	638	596	14.87	8.82	24.62	28.68
	$^3D-^3P$	3/2—1/2	788	831	774	8.65	8.69	6.18	6.53
		3/2—3/2	790	833	776	1.67	1.69	1.19	1.25
		5/2—3/2	790	833	776	10.23	10.35	7.31	7.76

Таблица 6

ВЕРОЯТНОСТИ (10^8 c^{-1}) ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ИОНОВ C II, N III

Переход	Ион	$LS-L'S'$	$J-J'$	A		
				A_r	A_v	[27, 28]
$2s^24f-2s2p^2$	C II	$^2F^0-^2P$		1.2—07		
		$^2F^0-^4P$		6.6—08		
		$^2F^0-^2D$		0.13		0.15
$2s^23p-2s2p^2$	C II	$^2P-^2P$	1/2—1/2	1.2—04	2.1—03	
			1/2—3/2	5.4—05	9.6—04	
			3/2—1/2	2.4—05	4.5—04	
			3/2—3/2	1.4—04	2.5—03	
		$^2P-^4P$	1/2—1/2	1.6—07	2.3—07	
			1/2—3/2	1.8—07	1.9—07	
			3/2—1/2	2.0—07	2.4—07	
			3/2—3/2	3.8—08	2.1—08	
			3/2—5/2	1.1—06	1.0—06	
		$^2P-^2S$	1/2—1/2	0.042	0.18	
			3/2—1/2	0.042	0.18	
		$^2P-^2D$	1/2—3/2	0.38	0.68	
			3/2—3/2	0.038	0.068	
			3/2—5/2	0.35	0.62	
	N III	$^2P-^4P$	1/2—1/2	2.2—06	3.1—06	8.2—07
			1/2—3/2	1.5—06	1.5—06	
			3/2—1/2	4.1—06	4.3—06	6.6—09
			3/2—3/2	1.3—06	7.4—07	4.9—06
			3/2—5/2	1.4—05	1.2—05	1.8—05
		$^2P-^2D$	1/2—3/2	0.59	0.98	0.25
			3/2—3/2	0.059	0.098	0.25
			3/2—5/2	0.53	0.88	2.2

Приведенные примеры показывают, что описанный метод наложения конфигураций с использованием трансформированных функций позволяет учитывать большую часть корреляционных эффектов и находить достаточно точные значения вероятностей. В дальнейших расчетах он использовался для определения вероятностей двухэлектронных переходов (табл. 6). Как видно из таблицы, для некоторых переходов величины вероятностей получаются довольно большими и сравнимыми с вероятностями разрешенных одноэлектронных переходов. Рассчитывалась также вероятность трехэлектронного перехода $2s^2\,3d—2p^3$, однако эта вероятность мала, и можно считать, что такого рода трехэлектронные переходы не дают значительного вклада во времена жизни.

Рассчитанные времена жизни τ термов ионов (C II, N III) в табл. 7 сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [29—31], полученными в экспериментах пучок—фольга.

Таблица 7

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ТЕРМОВ ИОНОВ C II, N III

Терм	τ (нс)		
	C II	N III	
	$\tau_{теор}$	$\tau_{теор}$	$\tau_{эксп}$
$2s^23s\ ^2S$	0.80	0.26	0.44 [29]
$2s^24s\ ^2S$	1.80	0.53	
$2s^25s\ ^2S$	6.1	1.8	
$2s^26s\ ^2S$	11.4	3.3	
$2s^23d\ ^2D$	0.33	0.084	0.081 [30]
$2s^24d\ ^2D$	0.85	0.29	
$2s^25d\ ^2D$	1.5	0.41	
$2s^26d\ ^2D$	3.1	0.72	
$2s^23p\ ^2P^0$	6.6	1.6	2.1 [31]
$2s^24f\ ^2F^0$	4.1	0.61	

Как видно из таблицы, согласие довольно хорошее, что указывает на возможность использования полученных вероятностей переходов в астрофизических расчетах интенсивностей линий соответствующих ионов.

Ленинградский государственный университет
Институт физики АН Лит.ССР

THE LINES OF CARBON, NITROGEN AND OXYGEN IN THE SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE. I. THE TRANSITION PROBABILITIES AND OSCILLATOR FORCES

P. O. BOGDANOVICH, R. A. LUKOSHYAVICHUS, A. A. NIKITIN, Z. B. RUDZIKAS, A. F. KHOLTYGIN

The energy levels, wave lenghts and transition probabilities for some astrophysical important lines of C, N and O ions are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. B. Kaler*, Ap. J. Suppl. ser., 31, 517, 1976.
2. *L. H. Aller, S. J. Czyzak*, Astrophys. Space Sci., 62, 397, 1979.
3. *L. H. Aller, S. J. Czyzak*, Ap. J. Suppl. ser., 51, 211, 1983.
4. *J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz*, M. N. RAS, 199, 517, 1982.
5. *H. B. French*, Ap. J., 273, 214, 1983.
6. *M. Brocklehurst*, M. N. RAS, 153, 471, 1971.
7. *P. J. Storey*, M. N. RAS, 195, 27, 1981.
8. *H. Nussbaumer, P. S. Storey*, Astron. Astrophys., 126, 75, 1983.
9. *А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Т. Х. Феклистова*, Публ. Тартуской обс., 45, 45, 1977.
10. *А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин*, Вестн. ЛГУ, № 13, 111, 1981.
11. *А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин*, Тезисы Всесоюзной конференции по теории атомов и атомных спектров, Минск, 1983, стр. 35.
12. *А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин*, Публ. Тартуской обс., 52, 1985 (в печати).
13. *А. А. Никитин, А. А. Сапар, Т. Х. Феклистова А. Ф. Холтыгин*, Публ. Тартуской обс., 45, 257, 1977.
14. *П. О. Богданович*, Сборник программ по математическому обеспечению атомных расчетов, вып. 2, Вильнюс, 1978.
15. *П. О. Богданович, М. И. Богдановичене, И. И. Грудзинскас, З. Б. Рудзикас, В. И. Тутлис, С. Д. Шаджювене*, в сб. «Спектроскопия многозарядных ионов» М., 1982, стр. 30.
16. *А. А. Никитин, З. Б. Рудзикас*, Основы теории спектров атомов и ионов, Наука, М., 1983.
17. *А. Р. Стриганов, Г. А. Одинцова*, Таблицы спектральных линий атомов и ионов, Энергоиздат, М., 1982.
18. *А. П. Юцис*, ЖЭТФ, 23, 129, 1952.
19. *П. О. Богданович, Г. Л. Жукаускас*, Лит. физ-сб., 23, 18, 1983.
20. *П. О. Богданович, Г. Л. Жукаускас, С. Д. Шаджювене*, Лит. физ. сб., 1984, 24 (в печати).
21. *D. S. Victorov, U. I. Safronova*, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer., 17, 605, 1977.
22. *J. Linderberg*, Phys. Letters, 29A, 467, 1969.
23. *C. Laughlin, A. Dalgarno*, Phys. Letters, 35A, 61, 1971.
24. *H. Nussbaumer, P. J. Storey*, Astron. Astrophys., 64, 139, 1978.
25. *H. P. Mühlethaler, H. Nussbaumer*. Astron. Astrophys., 48, 109, 1976.
26. *C. E. Moore*, Atomic Energy Levels, 1, 1949.
27. *H. Nussbaumer, P. J. Storey*, Astron Astrophys., 96, 91. 1981.
28. *H. Nussbaumer*, Ap. J., 170, 93, 1971.
29. *J. P. Buchet, M. C. Poulizak, M. Carre*, J. Opt. Soc. Amer., 62, 623, 1972.
30. *P. D. Dumont, Y. Baudinet-Robinet, A. E. Livingston*, Phys. Scr., 13, 365, 1976.
31. *M. R. Levis, T. Marshall, E. H. Carnevale, F. S. Zimnach*, Phys. Rev., 164, 94—99, 1967.
32. *А. Ф. Холтыгин*, Вестн. ЛГУ, № 13, 128, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.6—67+524.864

К ВОПРОСУ О ФОРМЕ РАСШИРЯЮЩИХСЯ СВЕРХОБОЛОЧЕК НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА

С. А. СИЛИЧ

Поступила 24 февраля 1984
Принята к печати 11 января 1985

Обсуждается зависимость формы недавно обнаруженных гигантских расширяющихся оболочек H I от возможных механизмов их генерации. Показано, что в случае распространяющегося вдоль диска галактики каскада вспышек сверхновых все оболочки с характерными радиусами, превышающими критическое значение Z_c, должны быть вытянуты вдоль плоскости галактики. Происхождение вытянутых в направлении, перпендикулярном плоскости галактики, или сферических объектов с размерами, превышающими Z_c, должно быть связано с иными механизмами.

Детальное исследование распределения нейтрального водорода в Галактике привело Хейлеса [1] к обнаружению волокнистых структур, по виду напоминающих характерные для остатков сверхновых системы тонковолокнистых туманностей. Наблюдаемые объекты отождествляют, как правило, с протяженными оболочками H I. Гигантские ($\sim$ 1 кпс) размеры ряда оболочек требуют для их генерации выделения энергий 10^{52} — 10^{54} эрг, намного превышающих энергии взрывов обычных сверхновых. Подобные по размерам и энергетике объекты обнаружены также в Большом Магеллановом Облаке [2—4], M 31 [5], NGC 55 [6], ряде других галактик и при рентгеновских обзорах неба спутником HEAO-1 [7]. Для объяснения происхождения указанных объектов предложено несколько моделей: каскада вспышек сверхновых [7], взрыва очень массивной звезды [8], воздействия на межзвездную среду лучевого давления звезд поля [9], совместного воздействия звездного ветра и вспышек сверхновых [10, 11]. В работах [12, 13] приведены аргументы в пользу того, что рассматриваемые объекты вообще не являются реальными оболочками, а отражают слоистое распределение газа в спиральных рукавах [12], либо представляют собой совокупность дискретных источников, наложение которых создает наблюдаемую в рентгеновском диапазоне картину [13]. Механизм происхождения описанных структур остается, таким образом, дискуссионным и требует дальнейшего обсуждения.

Цель настоящей заметки — обратить внимание на одну особенность «сверхоболочек», проявляющуюся в вытянутости большинства расширяющихся оболочек вдоль плоскости Галактики, предложить качественное объяснение этого факта в рамках модели «детонационной» волны звездообразования, поддерживаемой каскадом взрывов сверхновых, и указать на возможную связь наблюдаемых форм оболочек с механизмами их образования.

Из 63 объектов списка Хейлеса [1] 17 имеют разные угловые диаметры при разных доплеровских сдвигах и рассматриваются как расширяющиеся оболочки. Из них 10 вытянуты вдоль плоскости Галактики, 1 — в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики; 2 имеют приблизительно сферическую форму, а угловые размеры оставшихся 4-х определены недостаточно надежно. Все эти объекты имеют гигантские размеры (100 пс $< R <$ 2000 пс, R — радиус оболочки) и требуют по обычной теории сверхновых [14] для своего образования энергии $10^{52} \lesssim E \lesssim 10^{54}$ эрг.

Идея о волнах звездообразования, поддерживаемых последовательностью взрывов сверхновых, высказывалась в ряде работ (см., например, [15, 16]). В настоящее время этот механизм применяется для объяснения многорукавной спиральной структуры и морфологических особенностей плоских галактик [17, 18]. Как известно, сверхновые в основном вспыхивают в сравнительно узком слое над плоскостью галактики [14], имеющем согласно данным работы [19], в зависимости от типа остатка, характерную полутолщину h в пределах $50 \leqslant h \leqslant 150$ пс. Таким образом, при рассмотрении оболочек с характерными размерами $R > h$ следует учитывать (см. также [10]), что волна звездообразования распространяется в основном вдоль плоскости галактики, а в газовое гало уходит ударная волна, за фронтом которой формируется плотная оболочка, положение которой в плоскости галактики совпадает с положением «детонационной» волны звездообразования.

В настоящее время имеются серьезные основания считать, что наиболее крупномасштабные группировки звезд в галактиках имеют характерные размеры до 1 кпс [20] и образуются в «сверхоблаках» нейтрального водорода с массами 10^6—10^7 $M_{\odot}$ и размерами 1—4 кпс [21]. В силу относительной однородности таких комплексов среднее число сверхновых, вспыхивающих на фронте волны звездообразования, отнесенное к единице площади поверхности галактического диска, должно быть постоянным. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать распространение стационарной волны звездообразования и считать, что среднее давление P_0 на фронте ударной волны и ее скорость D_0 в плоскости $z = 0$ постоянны:

$$P_0 = (\gamma - 1) \frac{\beta N E_0}{2\pi R^2 h} \simeq \text{const}, \qquad (1)$$

$$D_0 = \left(\frac{\gamma+1}{2}\frac{P_0}{\rho_0}\right)^{1/2} \simeq \text{const}, \tag{2}$$

где N — общее число вспыхнувших в полости сверхновых (SN), E_0 — средняя энергия взрыва, R — радиус сечения оболочки плоскостью $z = 0$, $\beta(\gamma)$ приближенно учитывает отличие плотности энергии у фронта от средней по объему, $\beta \simeq 2$, [22, 23], γ — отношение удельных теплоемкостей ρ_0 — плотность газа, окружающего оболочку, при $z = 0$. Принятое приближение теряет силу, когда волна звездообразования достигает края «сверхоблака» и начинает затухать. На ранних стадиях эволюции оболочка может вытягиваться в направлении, перпендикулярном плоскости галактики, в силу уменьшения плотности газа с увеличением расстояния z от плоскости галактики. Однако среднее давление внутри оболочки, объем которой при малых временах t можно аппроксимировать, например, объемом $V = \frac{4}{3}\pi R^2 z_0$ вытянутого в направлении z эллипсоида с малыми осями R и большой осью z_0;

$$R_{ev} = (\gamma - 1)\frac{NE_0}{V} = \frac{3}{2\beta}\frac{hP_0}{z_0}, \tag{3}$$

с увеличением z_0 падает. Поэтому при некотором критическом значении $z_0(t) = Z_c$ давление в верхней части полости сравняется с внешним P_{ex}, а в плоскости $z = 0$ будет по-прежнему превышать его. Критическое значение Z_c можно оценить из условия равенства давлений

$$P_{ev} = P_{ex}. \tag{4}$$

Характерное время существования сверхоболочек, определяемое по наблюдаемым скоростям расширения $u \simeq 20$ км/с и размерам $R \simeq 200$ — 1000 пс, составляет $\sim 10^7$ лет. Поэтому поддерживать распространение волны звездообразования должны вспышки массивных $M \gtrsim 10\, M_\odot$ звезд, время жизни которых на главной последовательности [24]

$$\tau = 5.3 \cdot 10^7\, (M/M_\odot)^{-0.614} \lesssim 10^7 \text{ лет.}$$

Интегральная функция масс таких звезд (число звезд с массами $M \gtrsim 20\, M_\odot$) определяется выражением [24]

$$\sigma = A\,(M/M_\odot)^{-\delta}\ \text{см}^{-2}, \tag{5}$$

где $A = 1.4 \cdot 10^{-38}$ см$^{-2}$, $\delta = 2.7$.

Используя (5), легко найти среднее число вспыхнувших в полости SN, $N = \pi R^2 \sigma$ и, полагая в (4) внешнее давление P_{ex} не зависящим от z [25], критическое значение Z_c:

$$Z_c = \frac{3A(\gamma-1)m_nE_0}{4(M/M_\odot)^{\circ}\rho_0 kT_0} = \frac{3}{(\gamma+1)\beta}\frac{m_nD_0^2}{kT_0}h \simeq 4h \simeq 400 \text{ пс}, \quad (6)$$

где $T_0 \simeq 10\,000$ К — температура окружающего оболочку газа при $z=0$ [26], $\rho_0 \simeq 10^{-24}$ г/см^3, $h \simeq 100$ пс, m_n — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана, $E_0 \simeq 5 \cdot 10^{50}$ эрг. При этом средняя скорость ударной волны в плоскости $z=0$:

$$D_0 = \left[\frac{(\gamma^2-1)\beta}{4}\frac{AE_0}{(M/M_\odot)^{\circ}h\rho_0}\right]^{1/2} \simeq 25 \text{ км/с} \quad (7)$$

неплохо согласуется с наблюдаемыми скоростями расширения сверхоболочек. Отметим, что при медленном падении плотности газа с увеличением z (большой полутолщине газового слоя) вытягивание оболочки вдоль плоскости галактики может начаться при $z < Z_c$. Но, при любом законе распределения плотности, оболочки, образовавшиеся в результате каскада вспышек сверхновых и имеющие размеры $R > Z_c$, должны быть вытянуты вдоль плоскости галактики.

При $R \gtrsim Z_c$ и выделяющаяся в результате взрывов сверхновых энергия, и объем полости, охваченной ударной волной, пропорциональны R^2. Поэтому при $R \gtrsim Z_c$ вдоль фронта волны должен установиться градиент давления, слабо меняющийся со временем. В этом случае можно рассчитать эволюцию формы оболочки со временем, аппроксимируя действительный градиент давления (который может быть найден при численном решении задачи) некоторой функцией $P(z)$.

Чтобы проиллюстрировать процесс вытягивания оболочки, образующейся в результате каскада вспышек сверхновых, вдоль плоскости галактики, примем для закона изменения давления внутри полости простейшую линейную аппроксимацию:

$$P(z)\left[1 - \frac{P_{ex}}{P(z)}\right] = P_0\left(1 - \frac{z}{Z_c}\right) \quad (8)$$

и рассмотрим распространение сильной $(P(z) \gg P_{ex})$* ударной волны в среде с однородным распределением плотности $\rho(r, z) = \rho_0$. Пренебрегая вторым членом в левой части (8) и следуя работе [22], запишем уравнение эволюции фронта ударной волны в цилиндрических координатах r и z в виде:

$$\left(\frac{\partial r}{\partial y}\right)^2 = \left(1 - \frac{z}{Z_c}\right)\left[1 + \left(\frac{\partial r}{\partial z}\right)^2\right], \quad (9)$$

где $r = r(y, z)$ — радиус фронта ударной волны,

* В верхней части полости при $z \sim Z_c$ это приближение, конечно, теряет силу.

$$y \equiv \left(\frac{\gamma+1}{2}\frac{P_0}{\rho_0}\right)^{1/2} t = D_0 t, \tag{10}$$

D_0 — нормальная составляющая скорости фронта в плоскости $z=0$, t — время, прошедшее с момента зарождения ударной волны.

Уравнение (9) решается методом разделения переменных:

$$\frac{\partial r}{\partial y} = \xi; \quad \frac{\partial r}{\partial z} = \pm\left(\frac{\xi^2 + z/Z_c - 1}{1 - z/Z_c}\right)^{1/2}. \tag{11}$$

$$r = \xi y \pm Z_c \{\sqrt{\xi^2 - 1} - \sqrt{1 - z/Z_c}\sqrt{\xi^2 - (1 - z/Z_c)} +$$
$$+ \xi^2[\arccos(\xi^{-1}\sqrt{1 - z/Z_c}) - \arccos \xi^{-1}]\} + b(\xi), \tag{12}$$

$$y = \pm 2Z_c \xi [\arccos \xi^{-1} - \arccos(\xi^{-1}\sqrt{1 - z/Z_c})] - \frac{db}{d\xi}. \tag{13}$$

В силу симметрии задачи относительно плоскости $z = 0$ будем в дальнейшем рассматривать только область $z \geqslant 0$, в которой производная $\partial r/\partial z$ отрицательна. Функция $b(\xi)$ определяется начальными данными и в силу сферичности ударной волны при малых t, когда градиент давления мал, равна нулю [22]. Полагая в (12) $b(\xi) = 0$, получим:

$$r = \frac{1}{2}\xi y + Z_c[\sqrt{1 - z/Z_c}\sqrt{\xi^2 - (1 - z/Z_c)} - \sqrt{\xi^2 - 1}], \tag{14}$$

$$y = 2Z_c\xi[\arccos(\xi^{-1}\sqrt{1 - z/Z_c}) - \arccos \xi^{-1}]. \tag{15}$$

Это решение, однако, как и в случае точечного взрыва в экспоненциальной атмосфере, рассмотреном в [27], описывает поверхность фронта лишь в области

$$z \geqslant z_+(y) = Z_c \sin^2\left(\frac{y}{2Z_c}\right). \tag{16}$$

Неравенство (16) следует из условия вещественности и положительности r и y, функция $z_+(y)$ находится из (15) при $\xi = 1$.

Решение, описывающее эволюцию фронта ударной волны в области $0 \leqslant z \leqslant z_+(y)$, должно удовлетворять двум условиям: непрерывно переходить в (14), (15) в плоскости $z = z_+(y)$; приводить к увеличению со временем радиуса R окружности, являющейся пересечением ударного фронта с плоскостью $z = 0$ со скоростью, не превышающей D_0 (согласно (2) нормальная составляющая скорости фронта D_0 в плоскости $z = 0$ постоянна, поэтому dR/dt определяется углом, под которым поверхность фронта пересекается с плоскостью $z = 0$):

$$\frac{dR}{dt} \leqslant D_0. \tag{17}$$

Из (11) следует, что в плоскости $z = 0$ $dR/dt = \xi D_0$ и $\xi \geqslant 1$. Поэтому условие (17) и требование непрерывности при $z = z_+(y)$ приводят к выводу, что равенства $\xi = 1$, $b(\xi) = 0$ должны выполняться как в плоскости $z = z_+(y)$, так и при $z = 0$. Единственным решением, удовлетворяющим такому условию, является полный интеграл уравнения (9), описываемый равенством (12) при $\xi = 1$, $b(\xi) = 0$. Таким образом, в области $0 \leqslant z \leqslant z_+(y)$ имеем:

$$\frac{z}{Z_c} = \frac{y}{Z_c} + \sqrt{\frac{z}{Z_c}\left(1 - \frac{z}{Z_c}\right)} - \arccos\left(\sqrt{1 - \frac{z}{Z_c}}\right). \tag{18}$$

Процесс «вытягивания» оболочки вдоль плоскости галактики, описываемый решением (14—15) и (18), показан на рис. 1.

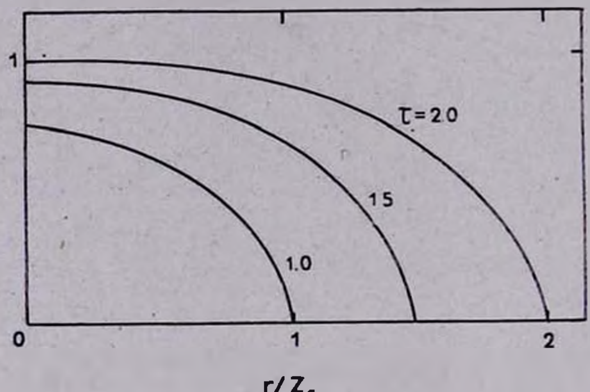

Рис. 1. Сечения фронта ударной волны, образующейся при распространении вдоль галактического диска каскада вспышек сверхновых, плоскостью проходящей через ось z, в разные моменты „времени" $\tau = t/\tau_0$, $\tau_0 = Z_c/D_0$.

Приведенные оценки показывают, что формы гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода должны быть связаны с механизмами их образования. Так, вытянутые вдоль плоскости галактики расширяющиеся оболочки, находят естественное объяснение в модели каскада вспышек обычных сверхновых. Вероятно, такая форма может быть понята и в том случае, когда рассматриваемые объекты не являются реальными оболочками, а отражают слоистое распределение нейтрального водорода в спиральных рукавах [12]. В последнем случае, однако, рентгеновское излучение от «полости» должно отсутствовать, в то время как в случае каскада вспышек сверхновых сверхоболочки могут быть источником мягкого рентгеновского излучения [7, 28]. В связи с этим представляется интересным детальное исследование статистической связи наблюдаемых сверхоболочек с другими галактическими объектами: областями рентгеновского и радиоизлучения, остатками вспышек сверхновых, областями интенсивного звездообразования.

Происхождение вытянутых в направлении, перпендикулярном плоскости галактики, или сферических сверхоболочек с характерными размерами $R > Z_c$ (6) должно быть связано не с каскадом вспышек сверхновых, а с каким-либо иным механизмом. Возможно, со столкновениями высокоскоростных облаков нейтрального водорода с галактическим диском [28] или взрывами очень массивных звезд [8, 30]. В последнем случае малое число таких объектов может быть следствием относительной редкости очень массивных звезд.

Автор благодарит И. Г. Колесника и Г. С. Бисноватого-Когана за полезные замечания и обсуждение работы.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

ON THE PROBLEM OF THE SHAPE OF EXPANDING SUPERSHELLS OF NEUTRAL HYDROGEN

S. A. SILICH

The dependence of the shape of supershells on its generating mechanisms is discussed. It is shown that in the case of the supernovae cascade propagating along the galactic disk all the supershells having radii greater than critical value Z_c must be stretched along the galactic plane. The origin of spherical shells or shells stretching along normal to the galactic plane direction with sizes exceeding Z_c must be connected with another mechanism.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C Heiles*, Ap. J., 229, 533, 1979.
2. *C. Goudis, J. Meaburn*, Astron. Astrophys., 68, 189, 1978.
3. *J. Meaburn*, M. N. RAS, 192, 365, 1980.
4. *J. Meaburn*, Highlights of Astronomy, 6, 665, 1983.
5. *E. Brinks*, Astron. Astrophys., 95, L1, 1981.
6. *J. A. Graham, D. G. Lawrie*, Ap. J., 253, L73, 1982.

7. *W. Cash, P. Charles, S. Bowyer, F. Walter, G. Garmire, G. Riegler*, Ap. J., 238, L71, 1980.
8. *С. И. Блинников, В. С. Имшенник, В. П. Утробин*, Письма АЖ, 8, 671, 1982.
9. *B. G. Elmegreen, W.-H. Chiang*, Ap. J., 253, 666, 1982.
10. *F. G. Bruhweiler, T. K. Gull, M. Kafatos, S. Sofia*. Ap. J., 238, 127, 1980.
11. *D. C. Abbott, J. H. Bieging, Ed. Churewell*, Ap. J., 250, 645, 1981.
12. *И. В. Госачинский*, Письма АЖ, 8, 214, 1982.
13. *Н. Г. Бочкарев, Т. Г. Ситник*, Астрон. цирк., № 1261, 1, 1983.
14. *И. С. Шкловский*, Сверхновые звезды, Наука, М., 1976.
15. *N. B. Ögelman, S. P. Maran*, Ap. J., 209, 124, 1976.
16. *B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen*, Ap. J., 220, 1051, 1978.
17. *M. W. Mueller, W. D. Arnett*, Ap. J., 210, 670, 1976.
18. *H. Gerola, R. E. Seiden*, Ap. J., 223, 129, 1978.
19. *Ф. Х. Сахибов, М. А. Смирнов*, Письма АЖ, 8, 281, 1982.
20. *Ю. Н. Ефремов*, Письма АЖ, 5, 21, 1979.
21. *B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen*, M. N. RAS, 203, 31, 1983.
22. *А. С. Компанеец*, ДАН СССР, 130, 1001, 1960.
23. *Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников*, Астрон. ж., 59, 876, 1982.
24. *G. F. Bisiacchi, C. Firmani, A. F. Sarmiento*, Astron. Astrophys., 119, 167, 1983.
25. *R. A. Chevalier, W. R. Oegerle*, Ap. J., 227, 398, 1979.
26. *Л. Спитцер*, Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981.
27. *С. А. Силич, П. И. Фомин*, ДАН СССР, 268, 861, 1983.
28. *С. А. Силич, Г. И. Фомин*, Препринт ИТФ АН УССР, № 84—65Р, 1984.
29. *G. Tenorio-Tagle*, Astron. Astrophys., 88, 61, 1980.
30. *V. P. Utrobin*. Astrophys. Space Sci., 98, 115, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 52—64

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДАХ СО СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ

А. К. КОЛЕСОВ

Поступила 13 июля 1984
Принята к печати 11 января 1985

Исследуется структура функций Грина задач теории переноса излучения в средах со сферической симметрией. Для коэффициентов отражения света от шара и от бесконечной среды со сферической абсолютно черной полостью получены линейные интегральные уравнения. Ядра и свободные члены этих уравнений выражаются через функцию Грина для бесконечного пространства. Угол падения излучения и оптический радиус шара входят в эти уравнения в качестве параметров. Выведены соотношения биортогональности собственных функций однородного уравнения переноса излучения на половинном промежутке изменения угловой переменной. Сопряженные функции, используемые в этих соотношениях, определяются через коэффициенты отражения света.

1. *Введение.* Для решения задач теории переноса излучения в плоских средах часто применяется метод Кейза [1]. Этот метод основан на разложении искомой интенсивности излучения (или соответствующей функции Грина) по полной системе собственных функций однородного уравнения переноса. Коэффициенты в таких разложениях определяются при помощи условий ортогональности. При этом в случае бесконечных сред используется ортогональность собственных функций в полном промежутке изменения угловой переменной μ $(-1 \leqslant \mu \leqslant 1)$ с весом μ. В случае же полубесконечных сред и плоских слоев конечной оптической толщины используется доказанная в работе [2] биортогональность системы собственных функций в половинных промежутках $(0 \leqslant \mu \leqslant 1$ или $-1 \leqslant \mu \leqslant 0)$ по отношению к системе сопряженных функций с весом $\mu H(\mu)$, где $H(\mu)$— введенная в теорию Чандрасекаром [3] H-функция. Условие биортогональности для половинного промежутка было сформулировано в другой форме Х. Домке [4]. Он показал, что собственные функции Кейза биортогональны в промежутке $0 \leqslant \mu \leqslant 1$ с весом μ собственным функциям обобщенной задачи Милна.

Метод собственных функций может быть применен и для исследования полей излучения в средах неплоских геометрий, в частности, в сферически симметричных средах.

Обобщение этого метода на бесконечные однородные среды со сферически симметричными распределениями источников было проведено в случае изотропного рассеяния Н. И. Лалетиным [5], [6], гл. 7, а в случае неизотропного рассеяния — автором [7]. В работах [5—7] построена полная система ортогональных на промежутке [— 1, 1] собственных функций однородного уравнения переноса для сред со сферической симметрией и определены функции Грина для указанных бесконечных сред.

Способ решения задач о переносе излучения в плоских средах, основанный на введении H-функции, как известно (см., например, [6], гл. 8), не обобщается на среды неплоских геометрий. Однако, как будет показано ниже, условие биортогональности, сформулированное X. Домке [4] для плоских сред, допускает обобщение и на случай сферически симметричных сред. При этом следует использовать соотношения между функциями Грина для бесконечного пространства, шара конечного оптического радиуса и бесконечной среды со сферической полостью.

В настоящей работе изучается общая структура функций Грина для различных сред со сферической симметрией. Для коэффициентов отражения света от шара и от бесконечной среды со сферической абсолютно черной полостью получены линейные неоднородные интегральные уравнения. Ядра и свободные члены этих уравнений выражаются через функцию Грина для бесконечного пространства. Угол падения излучения и оптический радиус шара (или сферической полости) входят в эти уравнения как параметры, так что искомые коэффициенты отражения по существу можно считать функциями одной переменной — угла отражения света. При помощи указанных коэффициентов отражения определены функции, образующие системы, биортогональные на промежутке [0, 1] с весом μ по отношению к системам собственных функций, исследованным в работе [7].

2. *Функция Грина.* Будем рассматривать перенос излучения в сферически симметричных однородных поглощающих и анизотропно рассеивающих средах. Обозначим через τ оптическое расстояние заданной точки среды от центра симметрии. Оптические свойства вещества этих сред будем характеризовать объемным коэффициентом поглощения α, альбедо однократного рассеяния $\lambda\,(0 \leqslant \lambda \leqslant 1)$ и усредненной по азимуту индикатрисой рассеяния $p(\mu, \mu_1)$. Здесь μ_1 и μ — косинусы углов, составляемых с радиус-вектором направлениями соответственно падающего и рассеянного излучения.

Поле излучения в таких средах при произвольных сферически симметричных распределениях источников можно определить, если известна функция Грина $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ уравнения переноса. Величина $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ представляет собой плотность вероятности следующего события: квант света, распространявшийся под углом $\arccos \mu_1$ к радиус-вектору $(-1 < \mu_1 \leqslant 1)$ в точке, находящейся на оптическом расстоянии τ_1 от центра симметрии, в результате диффузии попадет в некоторую точку, удаленную от центра симметрии на оптическое расстояние τ, и при этом направление его распространения будет составлять с радиус-вектором угол $\arccos \mu \, (-1 \leqslant \mu \leqslant 1)$.

Как известно (см., например, [6], гл. 7), функция Грина удовлетворяет однородному уравнению переноса:

$$\mu \frac{\partial G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\partial \tau} + \frac{1-\mu^2}{\tau} \frac{\partial G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)}{\partial \mu} + G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) -$$
$$- \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{1} p(\mu, \mu') \, G(\tau, \mu', \tau_1, \mu_1) \, d\mu' = 0 \quad (\tau \neq \tau_1), \tag{1}$$

условию скачка на излучающей поверхности $\tau = \tau_1$:

$$G(\tau_1 + 0, \mu; \tau_1, \mu_1) - G(\tau_1 - 0, \mu; \tau_1, \mu_1) = \frac{\delta(\mu - \mu_1)}{2\pi\tau_1^2 \mu} \tag{2}$$

и условию взаимности

$$G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G(\tau_1, -\mu_1; \tau, -\mu). \tag{3}$$

Свойства функции Грина, определяемые уравнением (1) и условиями (2) и (3) являются общими для всех сред со сферической симметрией и не зависят от расположения граничных поверхностей.

Определенные требования на вид этой функции накладывают также условия на граничных поверхностях исследуемых сред (например, условие отсутствия внешнего излучения), а также условия ограниченности при $\tau = 0$ (если центр симметрии находится внутри среды) и стремления к нулю при $\tau \to \infty$ (если среда простирается сколь угодно далеко при больших τ). Свойства функции $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, вытекающие из этих требований, различны для разных сред.

3. *Структура функции Грина.* Выясним общий вид функции Грина для произвольных сферически симметричных сред.

Условие скачка (2), которому удовлетворяет функция $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для любой из рассматриваемых сред, таково же, что и для функции Грина $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для бесконечного пространства. Поэтому $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ можно представить в виде суммы величины $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и некоторой непрерывной на излучающей поверхности $\tau = \tau_1$ функции.

Рассмотрим сначала первое из этих двух слагаемых. В работе [7] показано, что $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ имеет следующий вид:

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = -\frac{1}{2\pi} \underset{\nu>0}{S} \frac{\nu^2}{N(\nu)} f(\tau, \mu, \pm\nu) f^*(\tau_1, \mu_1, \pm\nu), \tag{4}$$

причем знаки „плюс“ и „минус“ перед аргументом ν относятся соответственно к случаям $\tau > \tau_1$ и $\tau < \tau_1$. В формуле (4) символ $\underset{\nu>0}{S}$ обозначает суммирование по всем положительным (расположенным в порядке убывания) дискретным собственным значениям ν_k $(k = 1, \ldots, K)$ и интегрирование по положительным собственным значениям ν непрерывного спектра, то есть

$$\underset{\nu>0}{S} F(\nu) = \sum_{k=1}^{K} F(\nu_k) + \int_0^1 F(\nu)\, d\nu, \tag{5}$$

$N(\nu)$ — нормировочные интегралы (см. [1, 7]), $f(\tau, \mu, \nu)$ — собственные функции рассматриваемого уравнения переноса, а $f^*(\tau, \mu, \nu) = f(\tau, -\mu, -\nu)$ — сопряженные собственные функции. Известно [7], что

$$f(\tau, \mu, \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\tau\nu^3}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) P_n(\mu) R_n(\nu) K_{n+1/2}\left(\frac{\tau}{\nu}\right) \tag{6}$$

$$\text{при } \nu > 0,$$

$$f(\tau, \mu, \nu) = -\sqrt{\frac{\pi}{2\tau\nu^3}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) P_n(\mu) R_n(\nu) I_{n+1/2}\left(\frac{\tau}{\nu}\right) \tag{7}$$

$$\text{при } \nu < 0,$$

$$f(\tau, \mu, +\infty) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n!}{\beta_n} \frac{P_n(\mu)}{\tau^{n+1}}, \tag{8}$$

$$f(\tau, \mu, -\infty) = -\frac{1}{2}. \tag{9}$$

Здесь $P_n(\mu)$ — полиномы Лежандра, $R_n(\nu)$ — полиномы, используемые в теории переноса излучения (см., например, [8], гл. 7), $I_{n+1/2}\left(\frac{\tau}{\nu}\right)$ и $K_{n+1/2}\left(\frac{\tau}{\nu}\right)$ — модифицированные функции Бесселя 1-го и 3-го родов соответственно,

$$\beta_0 = 1, \quad \beta_n = \prod_{m=1}^{n} \left(1 - \frac{x_m}{2m+1}\right), \quad n \geqslant 1, \tag{10}$$

x_m — коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. Отметим, что собственные функции вида (8) и (9) используются только в случае чистого рассеяния (при $\lambda = 1$).

Собственные функции $f(\tau, \mu, \nu)$ подчиняются условию ортогональности на полном промежутке изменения переменной μ, а именно,

$$\int_{-1}^{1} f(\tau, \mu, \nu) f^*(\tau, \mu, \zeta)\, \mu d\mu = -\frac{N(\nu)}{\tau^2\nu^2}\, \delta(\nu, \zeta), \tag{11}$$

где $\delta(\nu, \zeta) = \delta(\nu - \zeta)$ — дельта-функция при $\nu \in [-1, 1]$, $\zeta \in [-1, 1]$, $\delta(\nu, \zeta) = \delta_{ij}$ — символ Кронекера при $\nu = \nu_i \overline{\in} [-1, 1]$, $\zeta = \zeta_j \overline{\in} [-1, 1]$, $\delta(\nu, \zeta) = 0$ при $\nu \in [-1, 1]$, $\zeta \overline{\in} [-1, 1]$ или $\nu \overline{\in} [-1, 1]$, $\zeta \in [-1, 1]$.

Рассмотрим теперь второе из указанных слагаемых. Так как $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ — частные решения уравнения (1), то и это слагаемое тоже является частным решением уравнения (1), так что аналитическое выражение для него должно содержать собственные функции $f(\tau, \mu, \nu)$. Из условия (3) следует, что в это выражение должны входить также функции $f(\tau_1, -\mu_1, \zeta) = f^*(\tau_1, \mu_1, -\zeta)$. Следовательно, рассматриваемое слагаемое представляет собой линейную комбинацию произведений $f(\tau, \mu, \nu) f^*(\tau_1, \mu_1, -\zeta)$.

Таким образом, из вышеизложенного вытекает следующая формула, описывающая структуру функции Грина:

$$G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) - \\ -\frac{1}{2\pi} \underset{\nu\ \zeta}{SS} c(\nu, \zeta) f(\tau, \mu, \nu) f^*(\tau_1, \mu_1, -\zeta), \tag{12}$$

причем в соответствии с условием (3) $c(\nu, \zeta) = c(\zeta, \nu)$. Здесь S — символ суммирования и интегрирования по всем (и положительным, и отрицательным) собственным значениям.

Формула (12) дает общий вид функции $G(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ для любой сферически симметричной среды. При определении этой функции для конкретной среды следует найти величины $c(\nu, \zeta)$, используя условия на граничных поверхностях, в начале координат и на бесконечности. Выражения для $c(\nu, \zeta)$ будут содержать в качестве параметров оптические расстояния границ рассматриваемой среды от центра симметрии. Например, в случае шара величины $c(\nu, \zeta)$ будут зависеть от его оптического радиуса τ_0, а в случае сферической оболочки — от внутреннего t и внешнего τ_0 оптических радиусов. Если нас интересуют решения уравнения (1), регулярные в начале координат, то в соответствии со свойствами функций $f(\tau, \mu, \nu)$ (см. [7]) в формуле (12) мы должны положить $c(\nu, \zeta)=0$ при $\nu>0$ или $\zeta>0$. Если же мы строим решения, стремящиеся к нулю на бесконечности, то следует принять $c(\nu, \zeta)=0$ при $\nu<0$ или $\zeta<0$.

4. *Соотношения между функциями Грина.* Функции Грина для «внутренних» и «внешних» задач теории переноса излучения в шаре обозначим соответственно через $G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$. Таким образом, функция $G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ описывает световой режим в шаре оптического радиуса τ_0, а $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ — в бесконечной среде со сферической, абсолютно черной полостью такого же оптического радиуса.

Будем считать, что внешнее излучение, освещающее граничные поверхности исследуемых сред, отсутствует. Тогда граничные условия записываются следующим образом:

$$G_i(\tau_0, \mu; \tau_1, \mu_1)=0 \quad \text{при} \ -1\leqslant\mu\leqslant 0, \tag{13}$$

$$G_e(\tau_0, \mu; \tau_1, \mu_1)=0 \quad \text{при} \quad 0<\mu\leqslant 1. \tag{14}$$

Структура рассматриваемых функций Грина дается формулой (12). Величины $c(\nu, \zeta)$ в выражениях для $G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ обозначим соответственно через $c_i(\nu, \zeta)$ и $c_e(\nu, \zeta)$. Как было отмечено выше, из условий в начале координат и на бесконечности следует, что

$$c_i(\nu, \zeta)=0 \quad \text{при } \nu>0 \quad \text{или } \zeta>0, \tag{15}$$

$$c_e(\nu, \zeta)=0 \quad \text{при } \nu<0 \quad \text{или } \zeta<0. \tag{16}$$

Значения величин $c_i(-\nu, -\zeta)$ и $c_e(\nu, \zeta)$ при $\nu>0$, $\zeta>0$, определяемые граничными условиями (13) и (14) и зависящие от τ_0, будут получены в конце статьи.

Напишем соотношения между функциями $G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$, используя прием, предложенный в работе [9]. Представим себе сферический разрез в бесконечной среде на оптическом расстоянии τ_0 от центра симметрии. Анализируя траектории кванта, излученного на поверхности $\tau=\tau_1$ под углом $\arccos\mu_1$ к радиус-вектору, и принимая во внимание вероятностный смысл функций Грина, найдем, что

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)=G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)\,\theta(\tau_0-\tau)+$$

$$+2\pi\tau_0^2\int_0^1 G_i(\tau_0, \mu'; \tau_1, \mu_1)\,G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\,\mu' d\mu' \tag{17}$$

$$(0\leqslant\tau_1\leqslant\tau_0),$$

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)\,\theta(\tau-\tau_0) +$$
$$+ 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G_e(\tau_0, -\mu'; \tau_1, \mu_1)\, G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, -\mu')\,\mu' d\mu' \qquad (18)$$
$$(\tau_1 \geqslant \tau_0)$$

или же

$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)\,\theta(\tau_0-\tau_1) +$$
$$+ 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G_\infty(\tau_0, -\mu'; \tau_1, \mu_1)\, G_i(\tau, \mu; \tau_0, -\mu')\,\mu' d\mu' \qquad (19)$$
$$(0 \leqslant \tau \leqslant \tau_0),$$
$$G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1) = G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)\,\theta(\tau_1-\tau_0) +$$
$$+ 2\pi\tau_0^2 \int_0^1 G_\infty(\tau_0, \mu', \tau_1, \mu_1)\, G_e(\tau, \mu; \tau_0, \mu')\,\mu' d\mu' \qquad (20)$$
$$(\tau > \tau_0),$$

где $-1 \leqslant \mu, \mu_1 \leqslant 1$, а $\theta(x)$ — функция Хевисайда: $\theta(x) = 1$ при $x > 0$, $\theta(x) = 0$ при $x < 0$.

Легко убедиться, что из свойства взаимности (3) функций Грина следует эквивалентность формул (17) и (18) формулам (19) и (20).

Из (17) и (18) вытекают, в частности, выражения для функций $G_i(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1)$ и $G_e(\tau, \mu; \tau_0, \mu_1)$, соответствующих случаю, когда излучающая поверхность совпадает с граничной ($\tau_1 = \tau_0$, $0 < \mu_1 \leqslant 1$). Действительно, подставляя (4) в (17) и (18) и используя формулы (12), (15), (16) и условия (13), (14), (11), получаем

$$G_i(\tau, \mu; \tau_0, -\mu_1) = -\frac{1}{2\pi} \mathop{S}\limits_{\nu>0} \frac{\nu^2}{N(\nu)} U(\tau_0, \mu_1, \nu) f^*(\tau, -\mu, \nu), \qquad (21)$$

$$G_e(\tau, \mu; \tau_0, \mu_1) = -\frac{1}{2\pi} \mathop{S}\limits_{\nu>0} \frac{\nu^2}{N(\nu)} U^*(\tau_0, \mu_1, \nu) f(\tau, -\mu, \nu), \qquad (22)$$

где

$$U(\tau_0, \mu_1, \nu) = f(\tau_0, \mu_1, \nu) - \frac{N(\nu)}{\nu^2} \mathop{S}\limits_{\zeta>0} c_i(-\nu, -\zeta) f^*(\tau_0, -\mu_1, \zeta), \qquad (23)$$

$$U^*(\tau_0, \mu_1, \nu) = f^*(\tau_0, \mu_1, \nu) - \frac{N(\nu)}{\nu^2} \mathop{S}\limits_{\zeta>0} c_e(\nu, \zeta) f(\tau_0, -\mu_1, \zeta), \qquad (24)$$

причем $-1 \leqslant \mu \leqslant 1$, $0 < \mu_1 \leqslant 1$.

5. *Коэффициенты отражения.* Особый интерес для теории переноса излучения в сферически симметричных средах представляют коэффициенты

$\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1, \tau_0)$ диффузного отражения света от шара и от бесконечной среды со сферической полостью соответственно. Эти величины определяются при помощи соотношений

$$\pi\tau_0^2 G_i(\tau_0, \mu; \tau_0, -\mu_1) = \rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0) + \frac{\delta(\mu - \mu_1)}{2\mu} e^{-2\tau_0\mu_1}, \tag{25}$$

$$\pi\tau_0^2 G_e(\tau_0, -\mu; \tau_0, \mu_1) = \rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0), \tag{26}$$

где $0 < \mu, \mu_1 \leqslant 1$.

По аналогии с коэффициентами отражения $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$ введем величину $\rho_\infty(\mu, \mu_1; \tau_0)$ для бесконечной среды, используя равенство

$$\pi\tau_0^2 G_\infty(\tau_0 - 0, \mu; \tau_0, \mu_1) = \rho_\infty(\mu, -\mu_1; \tau_0) + \\ + \frac{\delta(-\mu_1)}{2\mu}[\delta(\mu + \mu_1) e^{-2\tau_0\mu} - \delta(\mu - \mu_1)], \tag{27}$$

где $-1 \leqslant \mu, \mu_1 \leqslant 1$.

Отметим, что в выражениях (25) и (27) выделены сингулярные (содержащие дельта-функции) слагаемые, описывающие прямое излучение источников.

Из формул (25)—(27) и свойства (3) функций Грина следует симметрия коэффициентов отражения относительно угловых аргументов, то есть

$$\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0) = \rho_i(\mu_1, \mu; \tau_0), \quad \rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0) = \rho_e(\mu_1, \mu; \tau_0), \\ \rho_\infty(\mu, \mu_1; \tau_0) = \rho_\infty(\mu_1, \mu; \tau_0). \tag{28}$$

Полагая в формулах (17) и (18) $\tau = \tau_1 = \tau_0$ и используя (25)—(27), а также условие (2) скачка функции $G_\infty(\tau, \mu; \tau_0, \mu_1)$ при $\tau = \tau_0$, находим следующие линейные неоднородные интегральные уравнения для коэффициентов отражения:

$$\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0) = \rho_\infty(\mu, \mu_1; \tau_0) - \rho_\infty(\mu, -\mu_1; \tau_0) e^{-2\tau_0\mu_1} - \\ -2\int_0^1 \rho_\infty(\mu, -\mu'; \tau_0)\rho_i(\mu', \mu_1; \tau_0)\mu' d\mu', \tag{29}$$

$$\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0) = \rho_\infty(-\mu, -\mu_1; \tau_0) - \\ -2\int_0^1 \rho_\infty(-\mu, \mu', \tau_0)\rho_e(\mu', \mu_1; \tau_0)\mu' d\mu'. \tag{30}$$

Аналогичное интегральное уравнение для коэффициента отражения света от плоской полубесконечной среды ранее было получено В. В. Ивановым [10].

Зная функцию $G_\infty(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ (см. [7]) и определив по формуле (27) величину $\rho_\infty(\mu, \mu_1; \tau_0)$, путем численного решения уравнений (29) и (30) можно вычислить и функции $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$.

В работах [11—13] исследовался световой режим в сферических оболочках и изучались функции пропускания и отражения света, частными случаями которых являются величины $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$. Для указанных функций были выведены интегродифференциальные уравнения, содержащие производные по τ_0. Преимущество уравнений (29) и (30) перед этими интегродифференциальными уравнениями состоит в том, что в них отсутствуют производные по τ_0, а аргументы τ_0 и μ_1 выполняют роль параметров, в результате чего при решении интегральных уравнений (29) и (30) искомые величины $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$ можно считать функциями одного аргумента — угловой переменной μ. Это обстоятельство сильно упрощает вычисления.

6. *Интенсивности излучения, выходящего из среды.* Если известны коэффициенты отражения $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$, то можно вычислить и интенсивности $I_i(\tau_0, \mu)$ и $I_e(\tau_0, -\mu)$ диффузного излучения, выходящего из рассматриваемых сред при любых сферически симметричных распределениях источников. Действительно, подставляя в формулы (19) и (20) при $\tau = \tau_0$ соотношения (25)—(27), получим выражения для $G_i(\tau_0, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_e(\tau_0, -\mu; \tau_1, \mu_1)$. Умножая каждое из этих выражений на функцию распределения источников в соответствующей среде, интегрируя по направлениям излучения и пространственному распределению источников и выделяя выражения, не содержащие дельта-функций, найдем $I_i(\tau_0, \mu)$ и $I_e(\tau_0, -\mu)$.

Рассмотрим, в частности, случай центрального точечного источника мощности L. В этом случае

$$I_i(\tau_0, \mu) = \frac{La^2}{4\pi}\left[G_i(\tau_0, \mu; 0, 1) - \frac{\delta(\mu-1)}{2\pi\tau_0^2}e^{-\tau_0}\right], \tag{31}$$

$$I_e(\tau_0, -\mu) = \frac{La^2}{4\pi} G_e(\tau_0, -\mu; \tau_0, 1), \tag{32}$$

так что из формул (19), (20), (25)—(27) следует, что

$$I_i(\tau_0, \mu) = I_\infty(\tau_0, \mu) - I_\infty(\tau_0, -\mu)e^{-2\tau_0\mu} - $$
$$-2\int_0^1 \rho_i(\mu, \mu'; \tau_0) I_\infty(\tau_0, -\mu')\mu' d\mu', \tag{33}$$

$$I_e(\tau_0, -\mu) = I_\infty(\tau_0, -\mu) - 2\int_0^1 \rho_e(\mu, \mu'; \tau_0)\, I_\infty(\tau_0, \mu')\, \mu' d\mu' \qquad (34)$$

$$(0 < \mu \leqslant 1),$$

где $I_\infty(\tau_0, \pm\mu)$ — интенсивность излучения в бесконечной однородной среде на оптическом расстоянии τ_0 от точечного источника. Величина $I_\infty(\tau_0, \pm\mu)$ связана с функцией Грина $G_\infty(\tau_0, \pm\mu; 0, 1)$ соотношениями, аналогичными равенствам (31) и (32).

При решении более сложных задач теории переноса излучения в сферически симметричных средах можно воспользоваться сформулированными в следующем разделе статьи свойствами биортогональности собственных функций.

7. *Биортогональность на половинном промежутке.* Рассмотрим функции $U(\tau_0, \mu_1, \nu)$ и $U^*(\tau_0, \mu_1, \nu)$, входящие в выражения (21) и (22).

Получим сначала формулы, связывающие эти функции с собственными функциями $f(\tau, \mu, \nu)$ и $f^*(\tau, \mu, \nu)$ и коэффициентами отражения $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$. Подставляя равенства (4), (5), (21), (22), (25), (26) в (17) при $\tau \leqslant \tau_0$ и в (18) при $\tau \geqslant \tau_0$ и используя условие ортогональности (11), находим:

$$U(\tau_0, \mu_1, \nu) = f(\tau_0, \mu_1, \nu) - f(\tau_0, -\mu_1, \nu)\, e^{-2\tau_0/\mu_1} -$$

$$- 2\int_0^1 f(\tau_0, -\mu, \nu)\, \rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)\, \mu d\mu, \qquad (35)$$

$$U^*(\tau_0, \mu_1, \nu) = f^*(\tau_0, \mu_1, \nu) - 2\int_0^1 f^*(\tau_0, -\mu, \nu)\, \rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)\, \mu d\mu, \qquad (36)$$

где $0 \leqslant \mu_1 < 1$, $\nu > 0$. Формулы (35) и (36) определяют системы функций $U(\tau_0, \mu_1, \nu)$ и $U^*(\tau_0, \mu_1, \nu)$ для всех положительных собственных значений как дискретного, так и непрерывного спектров.

Из формул (17) при $\tau > \tau_0$ и (18) при $\tau < \tau_0$ вытекают дополнительные соотношения между $f(\tau_0, \mu_1, \nu)$, $f^*(\tau_0, \mu_1, \nu)$, $\rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)$ и $\rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)$, а именно,

$$f^*(\tau_0, -\mu_1, \nu) - f^*(\tau_0, \mu_1, \nu)\, e^{-2\tau_0/\mu_1} = 2\int_0^1 f^*(\tau_0, \mu, \nu)\, \rho_i(\mu, \mu_1; \tau_0)\, \mu d\mu, \qquad (37)$$

$$f(\tau_0, -\mu_1, \nu) = 2\int_0^1 f(\tau_0, \mu, \nu)\, \rho_e(\mu, \mu_1; \tau_0)\, \mu d\mu, \qquad (38)$$

где $0 \leqslant \mu_1 \leqslant 1$, $\nu > 0$.

Покажем, что системы функций $U(\tau_0, \mu_1, \nu)$ и $U^*(\tau_0, \mu_1, \nu)$ биортогональны на промежутке $[0, 1]$ с весом μ по отношению к системам собственных функций $f^*(\tau_0, \mu_1, \nu)$ и $f(\tau_0, \mu_1, \nu)$ соответственно (при $\nu > 0$). Умножая обе части уравнения (35) на $\mu_1 f^*(\tau_0, \mu_1, \zeta)$, интнгрируя по μ_1 в пределах от 0 до 1 и принимая во внимание (37) и (11), приходим к следующему условию биортогональности систем $U(\tau_0, \mu, \nu)$ и $f^*(\tau_0, \mu, \nu)$:

$$\int_0^1 U(\tau_0, \mu, \nu) f^*(\tau_0, \mu, \zeta) \mu d\mu = -\frac{N(\nu)}{\tau_0^2 \nu^2} \delta(\nu, \zeta). \quad (39)$$

Аналогично из уравнений (36) и (38) вытекают условия биортогональности систем $U^*(\tau_0, \mu, \nu)$ и $f(\tau_0, \mu, \nu)$:

$$\int_0^1 U^*(\tau_0, \mu, \nu) f(\tau_0, \mu, \zeta) \mu d\mu = -\frac{N(\nu)}{\tau_0^2 \nu^2} \delta(\nu, \zeta). \quad (40)$$

Можно доказать и полноту систем функций $U(\tau_0, \mu, \nu)$ и $U^*(\tau_0, \mu, \nu)$.

Отметим, что функции $U(\tau_0, \mu, \nu)$ и $U^*(\tau_0, \mu, \nu)$ представляют собой аналоги собственных функций обобщенной задачи Милна для плоских сред (см. [4]).

Используя граничные условия (13), (14) и свойства (39), (40) биортогональности собственных функций, найдем коэффициенты $c_i(\nu, \zeta)$ и $c_e(\nu, \zeta)$, входящие в выражения вида (12) для функций Грина $G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$. Подставляя в (12) равенства (15), (16), (21) и (22) и принимая во внимание (23) и (24), а также условие ортогональности (11), получаем следующие соотношения:

$$f(\tau_0, -\mu, \nu) = \frac{N(\nu)}{\nu^2} \mathop{S}_{\zeta>0} c_i(-\nu, -\zeta) f^*(\tau_0, \mu, \zeta), \quad (41)$$

$$f^*(\tau_0, -\mu, \nu) = \frac{N(\nu)}{\nu^2} \mathop{S}_{\xi>0} c_e(\nu, \zeta) f(\tau_0, \mu, \zeta), \quad (42)$$

где $0 \leqslant \mu < 1$, $\nu > 0$. Умножая обе части уравнения (41) на $\mu U(\tau_0, \mu, \eta)$, интегрируя по μ в пределах от 0 до 1 и пользуясь условием (39), находим, что

$$c_i(-\nu, -\zeta) = -\frac{\tau_0^2 \nu^2 \zeta^2}{N(\nu) N(\zeta)} \int_0^1 U(\tau_0, \mu, \zeta) f(\tau_0, -\mu, \nu) \mu d\mu. \quad (43)$$

Аналогичным образом из (42) и (40) следует, что

$$c_e(\nu, \zeta) = -\frac{\tau_0^2\nu^2\zeta^2}{N(\nu)\,N(\zeta)}\int_0^1 U^*(\tau_0, \mu, \zeta)\,f^*(\tau_0, -\mu, \nu)\,\mu d\mu. \tag{44}$$

В формулах (43) и (44) $\nu > 0$, $\zeta > 0$.

Таким образом, формулы (12), (15), (16), (43) и (44) полностью определяют структуру рассматривавшихся функций $G_i(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ и $G_e(\tau, \mu; \tau_1, \mu_1)$ при произвольной индикатрисе рассеяния.

Отметим, что указанные функции Грина при изотропном рассеянии ранее исследовались в работе [14]. Эти величины представлены в виде разложений по собственным функциям уравнения переноса излучения в плоских средах. Коэффициенты в этих разложениях определены как решения некоторых линейных сингулярных интегральных уравнений.

Изложенный в настоящей работе метод исследования полей излучения в сферически симметричных средах может быть применен и к средам других типов симметрии, в частности, к средам с цилиндрической симметрией.

В дальнейшем автор предполагает изучить световой режим в сферических оболочках конечной оптической толщины и привести результаты соответствующих расчетов.

Ленинградский государственный
университет

THE RADIATION FIELD IN MEDIA WITH RADIAL SYMMETRY

A. K. KOLESOV

The structure of the problems of radiation transfer theory Green's functions for the media with radial symmetry is investigated. Linear integral equations for the light reflection coefficients are found for the cases of a sphere and an infinite space with a spherical black-body hollow. The kernel functions and the free terms of the equations are expressed in terms of the infinite space Green's function. The light incidence angle and the optical radius of the sphere or the spherical hollow are parameters in these equations. The half-range biorthogonality relations for the eigenfunctions of the homogeneous radiative transfer equation are derived. The adjoints are determined by means of the light reflection coefficients.

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. Кейз, П. Цвайфель*, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
2. *N. J. McCormick, I. Kuscer*, J. Math. Phys., 7, 2036, 1966.
3. *С. Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
4. *H. Domke*, J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer, 15, 681, 1975.
5. *Н. И. Лалетин*, Атомная энергия, 20, 509, 1969.
6. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов, Под ред. Я. В. Шевелева, Атомиздат, М., 1974.
7. *А. К. Колесов*, Астрофизика, 20, 133, 1984.
8. *В. В. Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
9. *В. В. Соболев*, ДАН СССР, 273, 573, 1983.
10. *В. В. Иванов*, Астрофизика, 12, 565, 1976.
11. *R. E. Bellman, R. E. Kalaba*, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 54, 1293, 1965.
12. *R. E. Bellman, H. H. Kagiwada, R. E. Kalaba, S. Ueno*, J. Math. Phys., 9, 909, 1968.
13. *S. Ueno, H. H. Kagiwada, R. E. Kalaba*, J. Math. Phys., 12, 1279, 1971.
14. *K. M. Case, R. Zelazny, M. Kanal*, J. Math. Phys., 11, 223, 1970.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.4—726

О ВОЗМОЖНОСТИ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ МАГНИТОСФЕРЫ ПУЛЬСАРА В ОБЛАСТИ ЗАМКНУТЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

М. А. МАМЕДОВ

Поступила 24 февраля 1984
Принята к печати 11 января 1985

В равномерно вращающейся с нейтронной звездой системе координат получено дисперсионное уравнение для спектра колебаний плазмы в области замкнутых силовых линий магнитосферы пульсара. В приближении холодной плазмы проанализированы дисперсионные соотношения для колебаний распространяющихся вдоль и поперек замкнутых силовых линий магнитосферы пульсара. В частности показано, что в пульсарной плазме в области замкнутых силовых линий могут излучаться высокочастотные циклотронные радиоволны.

1. *Введение.* По современным представлениям [1, 2] магнитосферу пульсаров делят на две области: открытых и замкнутых силовых линий. Силовые линии дипольного поля пульсара, берущие начало в полярной шапке пульсара и пересекающие световой цилиндр, оказываются открытыми. В большинстве работ, посвященных плазменным процессам в магнитосфере пульсаров, исследуется область открытых силовых линий [3, 4]. Предполагается, что излучение пульсаров формируется в этой области магнитосферы. Однако, несомненно, представляет интерес исследование возможности возбуждения и распространения волн в области замкнутых силовых линий, с последующим исследованием влияния этих волн на излучение пульсара. Эти задачи тем более интересны, что эмиссионные линии, обнаруженные в Крабовидной туманности на 73 и 77 кэВ [5, 6], отождествляются с циклотронным излучением, исходящим из области замкнутых силовых линий. Естественно, информация, полученная из этих областей, стимулирует их тщательное исследование. В данной работе ограничимся исследованием возбуждения и распространения волн в указанной области.

Рассмотрим некоторый объем нерелятивистской плазмы, расположенной в экваториальной полосе магнитосферы $(\vec{\Omega} \| \vec{B}(r))$. В макроскопическом объеме, с линейными размерами значительно больше дебаевского радиуса экранирования, плазму можно считать квазинейтральной.

В настоящее время многие авторы предполагают, что плазма в областях магнитосферы пульсаров с замкнутыми силовыми линиями зарядоворазделенная. Отметим, что это предположение может иметь место в «авроральных» областях магнитосферы. Однако предположение о том, что пульсарная плазма всюду в области замкнутых силовых линий зарядоворазделенная, нельзя считать обоснованным.

Состояние плазмы пульсара в области магнитосферы с замкнутыми силовыми линиями, конечно, нельзя отождествлять с плазмой в ловушке с магнитными пробками. Однако структура магнитосферы пульсара очень похожа на поле в пробкотроне. Поскольку поле усиливается вдоль силовых линий в обе стороны от некоторой средней области магнитосферы, то заряженные частицы окажутся запертыми между магнитными «пробками». Они, не выходя за пределы области пространства с замкнутыми силовыми линиями, совершают колебания вдоль силовых линий, отражаясь от областей усиленного магнитного поля вблизи магнитных полюсов, где $B \sim 10^{12}$ Гс. Если нарушение квазинейтральности происходит в некоторой малой средней области магнитосферы, то напряженность электрического поля моментально достигает необычайно больших значений. Даже в гораздо более разреженной плазме резкое нарушение квазинейтральности будет немедленно ликвидироваться возникающими электрическими полями. Очень сильное электрическое поле будет выталкивать из этого объема, где произошла декомпенсация зарядов, частицы одного знака и втягивать в эту область частицы противоположного знака. На основе этих экстраполяционных соображений плазму в рассматриваемом малом объеме будем считать квазинейтральной.

2. *Постановка задачи и формулировка исходных уравнений.* Рассмотрим осесимметричный ротатор, т. е. предполагается, что магнитный момент нейтронной звезды направлен вдоль оси вращения z. Магнитное поле пульсара $\vec{B}(\vec{r})$ считается вмороженным в плазму, заполняющую магнитосферу. Предполагается, что в области замкнутых силовых линий имеет место синхронное вращение плазмы с дипольным магнитным полем, т. е. замагниченная плазма с центральным телом звезды вращается как одно целое с общей постоянной угловой скоростью $\vec{\Omega}$.

Особенности пульсарной плазмы, заполняющей область замкнутых силовых линий, заключаются в том, что она сильно замагниченна и помимо электромагнитных сил на ее частицы действуют еще силы инерции, обусловленные быстрым вращением системы в целом. В этом ее сложность в отличие от покоящейся или прямолинейно равномерно движущейся лабораторной магнитоактивной плазмы. В работе ставится задача: выяснить, какие колебания могут происходить и распространяться в плазме пульсара в области замкнутых силовых линий магнитосферы; выявить влияние быстрого вращения на спектр колебаний плазмы. В системе координат, вращающейся со звездой, интересующая нас плазма и удерживающие ее магнитные силовые линии будут в покое, и только тогда можно воспользоваться методом существующей линейной теории колебаний магнитоактивной плазмы [7—10].

Для построения теории колебаний бесстолкновительной магнитоактивной плазмы будем исходить из кинетического уравнения [11, 12], описывающего поведение плазмы в произвольном гравитационном поле. Воспользуемся кинетическим уравнением относительно функции распределения заряженных частиц $f(x, p)$ по координатам x^i и импульсам p^i в так называемом фазовом пространстве:

$$p^i \frac{\partial}{\partial x^i} f(x, p) - \left[\Gamma^{\alpha}_{ik}(x) p^i p^k - \frac{e}{c} F^{\alpha}_{\cdot i}(x) p^i \right] \frac{\partial}{\partial p^{\alpha}} f(x, p) = 0,$$

где $\Gamma^{\alpha}_{ik}(x)$ — символы Кристоффеля 2-го рода, $F^{\alpha}_{\cdot i} = g^{\alpha l} F_{li} = g_{il} F^{\alpha l}$, $g^{kl} = g^{lk}$ и $g_{il} = g_{li}$ — соответственно контровариантный и ковариантный метрические тэнзоры и F_{li} — ковариантный тензор электромагнитного поля.

В соответствии с газокинетической моделью описания плазмы, к этим уравнениям надо присоединить систему уравнений электромагнитного поля в четырехмерном виде:

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} = 0,$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^k} (\sqrt{-g} F^{ik}) = -\frac{4\pi}{c} j^i,$$

где $g = \det(g_{ik})$ — определитель метрического тензора. В этих уравнениях по индексам, повторяющимся дважды, производится суммирование. Четырехмерные индексы обозначены латинскими буквами, а трехмерные — греческими.

При переходе к равномерно вращающейся системе координат с угловой скоростью $\vec{\Omega}$, направленной вдоль оси вращения пульсара z, матричные элементы метрического тензора будут иметь вид [13, 14]:

$$g_{00} = \Psi = 1 - \frac{\Omega^2}{c^2}(x^2 + y^2), \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1,$$

$$g_{03} = g_{12} = g_{13} = g_{23} = 0, \quad g_{01} = \frac{\Omega y}{c}, \quad g_{02} = -\frac{\Omega x}{c}.$$

С помощью метрического тензора g_{ik} определитель которого $g = -1$, можно записать эту систему уравнений в равномерно вращающейся системе отсчета. При этом переход между различными формами тензора электромагнитного поля $F^{ik} = g^{il}g^{kn}F_{ln}$ совершается с помощью контравариантного метрического тензора:

$$g^{03} = g^{13} = g^{23} = 0, \; g^{00} = 1, \; g^{11} = \frac{\Omega^2 y^2}{c^2} - 1, \; g^{22} = \frac{\Omega^2 x^2}{c^2} - 1,$$

$$g^{33} = -1, \; g^{01} = \frac{\Omega y}{c}, \; g^{02} = -\frac{\Omega x}{c}.$$

При переходе к равномерно вращающейся системе координат трехмерная форма кинетического уравнения для нерелятивистской плазмы и вторая пара уравнений электромагнитного поля приобретают вид:

$$m\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{p}\,\mathrm{grad}\frac{f}{\Psi} + \frac{e}{c}\Bigg\{mc\left(\Psi\vec{E} + \frac{[\vec{u}\vec{B}]}{c} + \frac{[\vec{u}\vec{H}]}{c}\right) -$$

$$-\frac{\vec{E}}{c}(\vec{u}\vec{p}) + [\vec{p}\vec{H}] + [\vec{p}\vec{B}]\Bigg\} = m\left\{c^2 m\,\mathrm{grad}\,\Psi^{1/2} - 2\Psi^{-3/2}\cdot[\vec{p}\vec{\Omega}]\right\}\frac{\partial f}{\partial \vec{p}}, \quad (1)$$

$$\mathrm{div}\,\vec{E} = \left\{\sum\frac{4\pi e}{\sqrt{\Psi}}\int f d^3p + \frac{1}{c}\,\mathrm{div}\left([\vec{u}\vec{B}] + [\vec{u}\vec{H}]\right)\right\}, \quad (2)$$

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c}\Bigg\{\sum\frac{4\pi e}{\sqrt{\Psi}}\int\vec{p}fd^3p + \mathrm{rot}\,[\vec{u}\vec{E}] -$$

$$-\frac{1}{c}\left(\mathrm{rot}\,[\vec{u}[\vec{u}(\vec{B}+\vec{H})]] + \left[\vec{u}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}\right]\right)\Bigg\}. \quad (3)$$

Здесь суммирование производится по всем сортам заряженных частиц плазмы, $\vec{u} = [\vec{\Omega} r]$ — линейная скорость синхронного вращения; все остальные обозначения общепринятые. Первая пара уравнений поля не изменяется при переходе к рассматриваемой равномерно вращающейся неинерциальной системе отсчета. Решением системы самосогласованных уравнений (1)—(3) можно получить дисперсионные соотношения для возможных ее колебаний.

3. *Дисперсионное уравнение.* Представив в (1) $f = f_0(p) + \tilde{f}(\vec{p}, \vec{r}, t)$ и пренебрегая при этом членами второго порядка малости [7, 8], можно

получить линеаризованное кинетическое уравнение для возмущенной функции распределения заряженных частиц данного сорта:

$$m\frac{\partial \bar{f}}{\partial t}+\vec{p}\,\mathrm{grad}\,\bar{f}+\frac{e}{c}[\vec{p}\vec{B}(\vec{r})]\frac{\partial \bar{f}}{\partial \vec{p}}=-\frac{e}{c}\left\{mc\left(\Psi\vec{E}+\frac{1}{c}[\vec{u}\vec{B}]\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{\vec{E}}{c}(\vec{u}\vec{p})+[\vec{p}\vec{H}]\right\}\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}+m\left\{mc^2\,\mathrm{grad}\,\Psi^{1/2}+2\Psi^{-3/2}[\vec{\Omega}\vec{p}]\right\}\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}. \qquad (4)$$

Равновесное состояние рассматриваемого плазменного слоя, характеризуемое функцией распределения $f_0(p)$, предполагаем пространственно-однородным. Благодаря этому зависимость от времени и координат всех возмущенных величин можно принимать в виде плоской волны $\tilde{f}=\bar{f}(\vec{p})\exp[i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)]$.

Уравнение (4) можно решать для плазмы, расположенной на сравнительно больших расстояниях от центра $r=r_0\gg R_0$, где R_0 — радиус нейтронной звезды. Положение фиксированного $\vec{r}=\vec{r}_0$ малого объема плазмы в пространстве можно ориентировочно определить радиус-вектором $\vec{r}_0=\vec{r}_0(x_0=r_0\cos\theta_0,\ y_0=r_0\sin\theta_0,\ z_0)$. Представим небольшой объем плазмы, в пределах которого силовые линии $\vec{B}(\vec{r}_0)$ можно считать прямыми и параллельными оси вращения. При этом в пространстве импульсов удобно перейти к цилиндрической системе координат $(p_\perp,\ \varphi,\ p_z=p_\parallel)$ с полярной осью, параллельной магнитному полю $\vec{B}(\vec{r}_0)$, причем $p_x=p_\perp\cos\varphi$ и $p_y=p_\perp\sin\varphi$. Полагая далее, что $f_0=f_0(p^2)$ не зависит от полярного угла φ в пространстве импульсов, общее решение (4) можно представить в виде

$$\bar{f}=\exp\left\{-\frac{i}{\omega_B}\int_0^{\varphi}[m\omega-(\vec{p}\vec{k})]\,d\varphi'\right\}\left\{\frac{e}{c\omega_B}\int_0^{\varphi}\left[\left\{\left[cm\Psi-\frac{(\vec{u}\vec{p})}{c}-\right.\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{c}{\omega}(\vec{p}\vec{k})\right]\vec{E}+\frac{c\vec{k}}{\omega}(\vec{p}\vec{E})\right\}\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}+$$

$$\left.+\frac{cm\Omega}{e}\left(\omega_B+\frac{m\Omega}{\Psi}\right)(x_0\cos\varphi'+y_0\sin\varphi')\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}\right]\times$$

$$\left.\times\exp\left[\frac{i}{\omega_B}\int_0^{\varphi'}\{m\omega-(\vec{p}\vec{k})\}\,d\varphi''\right]d\varphi'+C(p_\perp,\ p_\parallel)\right\}. \qquad (5)$$

Здесь $\omega_B = \dfrac{eB(r_0)}{c}$ и постоянную интегрирования $C(p_\perp, p_\|)$ следует определить из условия периодичности функции $\tilde{f}$ по φ [7, 15]. Без нарушения общности положим, что волновой вектор $\vec{k}$ лежит в плоскости xz, т. е. $k_x = k_\perp = k\sin\theta$, $k_y = 0$ и $k_\| = k_z = k\cos\theta$. Используя разложение $\exp(-i\rho\sin\varphi) = \sum\limits_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\varphi} J_n(\rho)$, представление $J_n(\rho) = \int\limits_0^{2\pi} \dfrac{d\varphi}{2\pi} e^{i(\rho\sin\varphi - n\varphi)}$ и существующие рекуррентные соотношения для функций Бесселя $J_n(\rho)$, интегрирование по углу в (5) можно проводить полностью. На основе полученного при этом выражения для $\tilde{f}$ можно определить матричные элементы тензора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \delta_{ij} + \dot{\varepsilon}_{ij}(\Omega) +$$

$$+ \sum \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{8\pi^2 e^2}{\omega} \int_0^\infty p_\perp dp_\perp \int_{-\infty}^{\infty} dp_\| \left\{ \frac{\left(m\Psi - \dfrac{k_\| p_\|}{\omega}\right) \dfrac{\partial f_0}{\partial p_\|} \Pi_{ij} + G_{ij}}{m\omega - n\omega_B - k_\| p_\|} - \right.$$

$$\left. - \frac{b_i b_j}{\omega} \left(f_0 + \frac{p_\|^2}{p_\perp} \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp} \right) J_n^2 \right\} \qquad i, j = 1, 2, 3,$$

где $\vec{b}$ — единичный вектор в направлении силовых линий магнитной индукции $B(r_0)$ в пределах рассматриваемого малого объема, $\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ji}$,
$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j, \\ 0 & i \neq j, \end{cases}$

$$\dot{\varepsilon}_{11} = \left(\frac{\Omega y_0 k_\|}{\omega}\right)^2, \qquad \dot{\varepsilon}_{22} = \frac{\Omega}{\omega^2}[\Omega x_0^2 k^2 + k_\perp y_0(\Omega y_0 k_\perp - 2\omega)],$$

$$\dot{\varepsilon}_{33} = \frac{\Omega y_0 k_\perp}{\omega}(\Omega y_0 k_\perp - 2\omega), \qquad \dot{\varepsilon}_{12} = -\frac{\Omega x_0}{\omega^2}(\omega k_\perp + \Omega y_0 k_\|^2),$$

$$\dot{\varepsilon}_{13} = \frac{\Omega y_0 k_\|}{\omega^2}(\omega - \Omega y_0 k_\|), \qquad \dot{\varepsilon}_{23} = \frac{\Omega x_0 k_\|}{\omega^2}(\Omega y_0 k_\perp - \omega),$$

$$\Phi = \frac{\Omega p_\perp}{c^2}\left(\frac{ny_0}{\rho}J_n - ix_0J_n'\right), \qquad \overset{+}{\Phi} = y_0(R+\overset{+}{R}) + ix_0\overset{-}{R},$$

$$\overset{-}{\Phi} = x_0(\overset{+}{R}-R) - iy_0\overset{-}{R}, \qquad J_n' = \frac{d}{d\rho}J_n(\rho), \qquad \rho = \frac{k_\perp p_\perp}{\omega_B},$$

$$R = \frac{\Omega p_\perp}{2c^2}J_n\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}, \qquad \overset{\pm}{R} = \frac{\Omega p_\perp}{4c^2}\left[J_{n+2}(\rho) \pm J_{n-2}(\rho)\right]\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp},$$

$$\Pi_{ij} = \begin{pmatrix} \frac{n^2p_\perp}{\rho^2}J_n^2 & i\frac{np_\perp}{\rho}J_nJ_n' & \frac{np_\parallel}{\rho}J_n^2 \\ -i\frac{np_\perp}{\rho}J_nJ_n' & p_\perp J_n'^2 & -ip_\parallel J_nJ_n' \\ \frac{np_\parallel}{\rho}J_n^2 & ip_\parallel J_nJ_n' & \frac{p_\parallel^2}{p_\perp}J_n^2 \end{pmatrix},$$

$$G_{ij} = \begin{pmatrix} \frac{np_\perp}{\rho}J_n\Phi^+ & \frac{np_\perp}{\rho}J_n\Phi^- & \frac{np_\perp}{\rho}J_n\Phi \\ -ip_\perp J_n'\Phi^+ & -ip_\perp J_n'\Phi^- & -ip_\perp J_n'\Phi \\ p_\parallel J_n\Phi^+ & p_\parallel J_n\Phi^- & p_\parallel J_n\Phi \end{pmatrix}.$$

Используя эти выражения, из (2) и (3) получим следующую систему неоднородных алгебраических уравнений для амплитуд компонентов электрического поля колебаний плазмы в рассматриваемом объеме:

$$\sum_j\left[\left(\frac{k_ik_j}{k^2} - \delta_{ij}\right)\frac{k^2c^2}{\omega^2} + \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})\right]E_j = -\frac{4\pi}{\omega}J_i'(\omega, \vec{k}), \qquad (6)$$

$$i, j = 1, 2, 3$$

$$(k_\perp\varepsilon_{11} + k_\parallel\varepsilon_{31})E_x + (k_\perp\varepsilon_{12} + k_\parallel\varepsilon_{32})E_y + (k_\perp\varepsilon_{13} + k_\parallel\varepsilon_{33})E_z =$$

$$= -i4\pi\rho'(\omega, \vec{k}). \qquad (7)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\rho'(\omega, \vec{k}) = \int_0^\infty p_\perp dp_\perp \int_{-\infty}^{\infty} S(p_\perp, p_\parallel)\,dp_\parallel,$$

$$\begin{pmatrix} J'_x(\omega, \vec{k}) \\ J'_y(\omega, \vec{k}) \\ J'_z(\omega, \vec{k}) \end{pmatrix} = \int\limits_0^\infty p_\perp^2 dp_\perp \int\limits_{-\infty}^\infty dp_\parallel \begin{pmatrix} \frac{2n}{\rho} J_n(\rho) \\ -i2J'_n(\rho) \\ \frac{p_\parallel}{p_\perp} J_n(\rho) \end{pmatrix} S(p_\perp p_\parallel)$$

$$S = i\pi \sum \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{em\Omega(\omega_B + m\Omega/\Psi)}{k_\parallel p_\parallel - m\omega + n\omega_B} \left(\frac{nx_0}{\rho} J_n + iy_0 J'_n\right) \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}.$$

Решая (6) правилом Крамера, можно определить компоненты амплитуды электрического поля колебаний в рассматриваемом плазменном объеме пульсара:

$$E_x = \frac{\Lambda_1(\omega, \vec{k})}{\Lambda(\omega, \vec{k})}, \qquad E_y = \frac{\Lambda_2(\omega, \vec{k})}{\Lambda(\omega, \vec{k})}, \qquad E_z = \frac{\Lambda_3(\omega, \vec{k})}{\Lambda(\omega, \vec{k})}.$$

Здесь Λ — определитель системы (6), а Λ_1, Λ_2 и Λ_3 — определители, полученные из Λ заменой в нем соответственно первого, второго и третьего столбцов столбцом свободных членов, стоящих в правой стороне. Подставляя эти соотношения в (7), исключив амплитуду поля, получаем дисперсионное уравнение, для колебаний, происходящих в рассматриваемом плазменном объеме, расположенном в области замкнутых силовых линий магнитосферы.

$$(k_\perp \varepsilon_{11} + k_\parallel \varepsilon_{31}) \Lambda_1(\omega, \vec{k}) + (k_\perp \varepsilon_{12} + k_\parallel \varepsilon_{32}) \Lambda_2(\omega, \vec{k}) +$$
$$+ (k_\perp \varepsilon_{13} + k_\parallel \varepsilon_{33}) \Lambda_3(\omega, \vec{k}) = -i4\pi\rho'(\omega, \vec{k}) \Lambda(\omega, \vec{k}). \qquad (8)$$

Это уравнение представляет собой спектр возможных колебаний, которые могут происходить в пульсарной плазме, заполняющей область замкнутых силовых линий магнитосферы. Для максвелловского распределения $f_0(p_\perp, p_\parallel)$ можно вычислить входящие в (8) величины ρ', J'_i и матричные элементы $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$. Воспользуемся при этом для каждого сорта заряженных частиц интегралами

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dv_\parallel \exp(-v_\parallel^2/v_T^2)}{v_\parallel - (\omega - n\omega_c)/k_\parallel} = i\pi W(z_n), \qquad \int\limits_0^\infty dv_\perp v_\perp J_n^2(\rho) \exp(-v_\perp^2/v_T^2) = \frac{v_T^2 A_n(\lambda)}{2}$$

и их производными по тепловой скорости v_T. Здесь $\lambda = \frac{1}{2}\left(\frac{k_\perp v_T}{\omega_c}\right)^2$,

$A^n = I_n(\lambda) e^{-\lambda}$, $z_n = \dfrac{\omega - n\omega_c}{k_\parallel v_T}$, W — функция Крампа, I_n — модифицированная функция Бесселя и $\omega_c = \dfrac{eB(r_0)}{mc}$ — локальная циклотронная частота на расстоянии $r = r_0$.

4. *Заключение. Результаты, полученные при анализе дисперсионного уравнения.* Дисперсионное уравнение (8) при $\Omega = 0$ переходит к дисперсионному уравнению покоящейся магнитоактивной плазмы и дает все известные колебания $\omega = \omega(\vec{k})$, о чем подробно изложено в работах [7—10]. Влияние вращения на спектр колебаний плазмы становится существенным при больших значениях линейной скорости синхронного вращения Ωr_0. Быстрое вращение приводит к появлению ряда новых и разветвлению уже известных ветвей электромагнитных колебаний намагниченной плазмы. В отличие от нелинейного распада плазменных волн нижегибридной частоты [16], эти разветвления следует называть линейным распадом волн магнитоактивной плазмы, обусловленным быстрым вращением. Однако невозможно дать подробный анализ всех ветвей этих колебаний даже для наиболее простого случая холодной плазмы. Простые аналитические соотношения для спектров частот холодной магнитоактивной плазмы удается получить только в предельных случаях. В этом приближении считается, что тепловая скорость заряженных частиц v_T гораздо меньше фазовой скорости колебаний $\dfrac{\omega}{k}$. Следовательно, при $\dfrac{kv_T}{\omega} \ll 1$ и $|z_n| \gg 1$ уравнение (8) существенно упрощается.

1. Сначала рассмотрим колебания, распространяющиеся по направлению магнитных силовых линий $(\vec{k} \parallel \vec{b})$, т. е. случай $k_\parallel = k$, $k_\perp = k \sin\theta = 0$. Для областей плазмы, расположенных при углах θ_0 близких $\pi/2$, дисперсионное уравнение (8) принимает вид

$$\Omega k r_0 \sum \omega_0^2 \left[\frac{\omega \varepsilon_2}{\omega^2 - \omega_c^2} (\varepsilon\omega_c + 3\omega^3\varepsilon_2) + \frac{\Omega r_0 k \varepsilon}{2\omega_c} \right] =$$

$$= \varepsilon_3 \sum \omega_0^2 \left[\frac{\varepsilon^2 - \omega^4 \varepsilon_2^2}{2\omega_c} + \frac{\Omega r_0 k \omega}{\omega^2 - \omega_c^2} (\varepsilon\omega_c + 3\omega^3\varepsilon_2) \right], \tag{9}$$

где

$$\varepsilon = k^2c^2 - \omega^2\varepsilon_1, \quad \varepsilon_1 = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_c^2},$$

$$\varepsilon_2 = -\sum \frac{\omega_0^2 \omega_e}{\omega(\omega^2 - \omega_e^2)}, \qquad \varepsilon_3 = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

$\omega_0 = \sqrt{\dfrac{4\pi e^2 n_0(r_0)}{m}}$ — плазменная частота и $n_0(r_0)$ — равновесная концентрация при $r = r_0$. Из (9) следует, что в области замкнутых силовых линий, где электронная циклотронная частота $\omega_e(r_0)$ гораздо больше электронной плазменной частоты $\omega_0(r_0)$, при $\Omega r_0 k\omega_0^2 > 2\omega_e(k^2c^2 - \omega_e^2)$ генерируются высокочастотные колебания, частота которых близка к ω_e. Эти колебания могут распространяться по направлениям, параллельным $\vec{b}$, в виде радиоволн с электронной циклотронной частотой. Положим в (9) $\omega - \omega_e \approx i\gamma$. Для инкремента нарастания неустойчивости этих колебаний находим следующую оценку:

$$\gamma \approx \omega_0^2 \{\Omega r_0 \omega_e k/(\Omega r_0 \omega_0 k)^2 - 2(k^2c^2 - \omega_e^2)(\omega_0^2 + \Omega r_0 \omega_e k)]\}^{1/2}.$$

Раскачка этих колебаний происходит при сильном магнитном поле, когда $\omega_e(r_0) \approx kc$. Их неустойчивость обусловлена быстрым вращением сильно намагниченной плазмы. Дисперсионное уравнение (9) в приближении электронной плазмы в узкой области частот, близких ω_0, при $\omega \ll \omega_e$ допускает следующее решение для спектра колебаний:

$$\omega^2 \approx k^2c^2(\Omega r_0 \omega_e k - 2\omega_0^2)\Big/\left(\Omega r_0 \omega_e k - 2\omega_0^2 + \frac{6\omega_0^4}{\omega_e^2}\right).$$

В области частот $\omega_i \ll \omega \ll \omega_e$, $\omega \lesssim \omega_0^2/\omega_e$ (где $\omega_i(r_0)$ — ионная циклотронная частота) решение (9) показывает, что вследствие быстрого вращения плазмы геликон с частотой $\Gamma = \omega_e\left(\dfrac{kc}{\omega_0}\right)^2$ разветвляется на два геликона, распространяющихся по направлению силовых линий:

$$\omega \approx \omega_e(ck/\omega_0)^2(1 - \Omega r_0 \omega_e k/\omega_0^2),$$

$$\omega \approx \frac{kc\omega_e}{\omega_0^2}\left[k^2c^2 + \frac{\Omega r_0}{\omega_e}\frac{k\Gamma^2}{\Gamma^2 - \omega_0^2}(2\omega_0^2 - \Omega r_0 k\omega_e)\right]^{1/2} - \frac{\Omega r_0 c^2 k^3 \omega_e^2}{\omega_0^4}.$$

Из спектра колебаний видно, что эти геликонные волны распространяются с разными фазовыми и групповыми скоростями.

Решение (9) для спектра частот колебаний продольной плазменной волны имеет вид

$$\omega^2 \approx \omega_0^2\left[1 + \frac{\Omega k}{\omega_e}\left(\frac{cr_0}{\omega_0}\right)^2 \frac{2\omega_0^2 - \Omega r_0 \omega_e k}{\omega_0^4/\omega_e^2 + 2\Omega c^2 k^3 r_0/\omega_0 - k^4c^4/\omega_0^2}\right].$$

В отличие от покоящейся плазмы в пульсарной плазме, даже с нулевой температурой, эти продольные колебания распространяются с отличной от нуля групповой скоростью.

Для разреженных слоев пульсарной плазмы, при $\Omega r_0 k \gg \frac{v_0 \omega_{0i}}{c}$, в узком интервале частот, ниже ионной циклотронной частоты $\omega \sim \omega_0 < \omega_i$ решение уравнения (9) приводит к следующим спектрам колебаний:

$$\omega \approx (k v_0/2)^{3/2} \cdot (\Omega r_0/3c\omega_{0i})^{1/2}, \qquad \omega^2 \approx \frac{k^2 v_0^2}{1+v_0^2/c^2}\,[1 \pm \beta^{1/2}(\Omega)],$$

где

$$\beta = 2\Omega\delta r_0 c^2 k\,(6\delta^2/v_0^2 + k^2) - \frac{3\Omega r_0 \delta^2 k}{\delta^2 - \omega_0^2}\left[k^2 c^2\left(\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_i} + \frac{k}{4}\,\Omega r_0\right) + \frac{6\delta^2\omega_{0i}^4}{\omega_i^3}\right],$$

$\delta^2 = \Omega r_0 (k v_0)^3/6c\omega_{0i}$, ω_{0i} — ионная плазменная частота и $v_0 = \frac{c\omega_i}{\omega_{0i}}$ —альфвеновская скорость. Первое решение представляет собой колебания, возникающие только вследствие быстрого вращения, которые не существуют в покоящейся плазме. Второе решение по существу описывает разветвление альфвеновской волны в результате быстрого вращения намагниченной плазмы в целом. Все эти колебания распространяются вдоль силовых линий с различными фазовыми и групповыми скоростями.

2. Рассмотрим теперь колебания, распространяющиеся поперек замкнутых силовых линий пульсара ($\vec{k} \perp \vec{b}$, $\vec{k} = \vec{k}_\perp$). Поскольку волновой вектор этих колебаний перпендикулярен силовым линиям, то положим в (8) $k_\parallel = k\cos\theta = 0$, $k_\perp = k$ и получаем для электронной плазмы в предыдущем случае дисперсионное соотношение

$$\varepsilon_1 \varepsilon(\omega, k) + \omega^2 \varepsilon_2^2 = \Omega r_0 k \varepsilon_1 (\Omega r_0 k - 2\omega). \tag{10}$$

Из (10) следует, что при $\Omega r_0 k > \omega_0$ в пульсарной плазме генерируются высокочастотные колебания, частота которых близка к электронной циклотронной частоте. Для инкремента нарастания неустойчивости находим следующую оценку:

$$\gamma \approx \omega_* \omega_0^{5/2}/2\,(\omega_*^2 - \omega_0^2)\,(\Omega r_0 k - \omega_0)^{1/2}.$$

Соответствующие этим колебаниям циклотронные волны могут излучаться пульсарной плазмой и достигать наблюдателя в виде радиоволн.

В узком интервале частот, близких к электронной плазменной частоте, при $\omega_0 \ll \omega_e$, уравнение (10) дает решение

$$\omega^2 \approx [\omega_0^4 + k^2c^2\omega_e^2 + 2\Omega r_0\omega_0 k(\omega_e^2 - \omega_0^2)]/(k^2c^2 + \omega_e^2).$$

Эти колебания также распространяются поперек замкнутых силовых линий магнитосферы пульсара с дисперсией.

В приближении холодной электронной плазмы дисперсионное уравнение (8) для плазменного слоя, расположенного при углах $\theta_0 \to 0$, получается в виде

$$\varepsilon_1 \cdot \varepsilon(\omega, k) + \omega^2\varepsilon_2^2 = \Omega^2 r_0^2 k^2 (\varepsilon_1 - 1).$$

Из этого соотношения следует, что при $2\omega_c^2 + \omega_0^2 + \Omega^2 r_0^2 k^2 > k^2c^2$ в пульсарной плазме генерируются колебания, частота которых близка $\omega_e(r_0)$. Эти волны также могут достигать наблюдателя в виде радиоволн.

Автор выражает благодарность Г. З. Мачабели за многочисленные полезные обсуждения и Д. Г. Ломинадзе за внимание к работе.

Азербайджанский государственный
университет

ON POSSIBILITY OF PULSAR PLASMA OSCILLATIONS IN THE CLOSED LINES OF THE FORCE REGION OF THE MAGNETOSPHERE

M. A. MAMEDOV

The dispersive equation for the spectrum of the pulsar plasma oscillations in the closed lines of force of the magnetosphere are obtained in the uniformly rotatable coordinate system with the neutron star. The dispersive relationship for the oscillations propagating far and wide in the closed lines of force of the magnetosphere's pulsar are analysed. It has been shown that high-frequency radio waves can radiate in the pulsar plasma of the closed lines of the force region.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ф. Г. Смит*, Пульсары, Мир, М., 1979.
2. *Р. Манчестер, Д. Тейлор*, Пульсары, Мир, 1980.
3. *Д. Г. Ломинадзе, Г. З. Мачабели, В. В. Усов*, Astrophys. Space Sci., 90, 19, 1983.
4. *М. Э. Гедалин, Г. З. Мачабели*, Астрофизика, 19, 153, 1983.

5. *R. K. Manchanda, A. Bazzano, V. Polcaro. P. Ubertani* Ap. J., 252, 172, 1982.
6. *M. S. Strikman, J. D. Kurfess, W. N. Johnson*, Ap. J. Lett., 253, 23, 1982.
7. *А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов*, ЖЭТФ, 31, 642, 1956.
8. *А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Стенко, К. Н. Степанов*, Электродинамика плазмы, Наука, М., 1974.
9. *В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе*. Волны в магнитоактивной плазме, Наука, М., 1970.
10. *А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе*, Основы электродинамики плазмы, М., 1978.
11. *Н. А. Черников*, ДАН СССР, 144, 89, 1962; Препринт р-1028, ОИЯИ.
12. *Ю. Г. Игнатьев*, в сб. «Гравитация и теория относительности», вып. 12, Казань, 1977, стр. 73.
13. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1967.
14. *O. Kabuki*, Astrophys. Space Sci., 58, 427, 1978.
15. *М. А. Мамедов, А. М. Федорченко*, УФН, № 11, 1885, 1972.
16. *M. A. Mamedov, P. K. Shukla*, Plasma Physics, H36, 714, P A, 724, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 52—64—67

О ЗАДАЧЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ

М. С. ГЕВОРКЯН, А. Х. ХАЧАТРЯН

Поступила 29 июня 1984
Принята к печати 11 января 1985

Предлагается эффективный метод решения задачи переноса излучения некогерентного изотропного рассеяния в одномерном приближении в полубесконечной среде и в слое конечной толщины. Приводятся результаты численных расчетов, выполненных в четвертом и восьмом приближениях в случае доплеровского уширения линии. Сопоставлены результаты некоторых численных расчетов, выполненных двумя различными способами.

1. *Введение.* Задачам переноса излучения при общих законах некогерентного рассеяния посвящен ряд работ [1—10].

Впервые в работе [1] был предложен метод решения задач некогерентного рассеяния, в основе которого лежит представление функции перераспределения $r(x, x')$ в виде билинейного разложения

$$r(x, x') = \sum_{k=0}^{n} A_k a_k(x) a_k(x'); \quad n \leqslant \infty, \tag{1}$$

где x — безразмерная частота, выраженная в доплеровских ширинах, A_k — неотрицательные постоянные. Представление (1) является естественным обобщением закона полного перераспределения по частотам, соответствующего $n = 0$. Указанный метод нашел дальнейшее развитие в работах [2—6].

В работе [11] развит общий операторный подход к линейным задачам переноса, который с одной стороны обобщает ряд известных результатов, а с другой устанавливает связь между решениями задач переноса в полубесконечной среде и в слое конечной толщины. Этот подход существенным образом опирается на принцип инвариантности Амбарцумяна.

На основании методов работы [1, 6, 11] удается получить эффективное решение задачи некогерентного рассеяния в одномерном приближении как в полубесконечной среде, так и в слое конечной толщины, чему и посвящена настоящая работа.

2. *Уравнения переноса* для задачи некогерентного изотропного рассеяния в одномерном приближении при отсутствии внутренних источников энергии имеют вид (см. [12—14]):

$$\pm \frac{dI^{\pm}(\tau, x)}{d\tau} = -\alpha(x) I^{\pm}(\tau, x) + $$

$$+ \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') [I^{+}(\tau, x') + I^{-}(\tau, x')] dx', \tag{2}$$

где $I^{\pm}(\tau, x)$ — искомые интенсивности излучения, распространяющегося соответственно в сторону возрастания и убывания τ, $\alpha(x)$ — контур коэффициента поглощения, λ — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния.

К уравнениям (2) присоединяются граничные условия

$$\begin{aligned} I^{+}(0, x) &= I_0^{+}(x), \\ I^{-}(\tau_0, x) &= 0, \end{aligned} \qquad \tau_0 \leqslant \infty. \tag{3}$$

Следуя работе [11], перепишем задачу (2), (3) в операторной форме

$$\pm \frac{d\widehat{I}^{\pm}}{d\tau} = -A\widehat{I}^{\pm} + L(\widehat{I}^{+} + \widehat{I}^{-}), \quad \widehat{I}^{+}(0) = \widehat{I}_0^{+}; \quad \widehat{I}^{-}(\tau_0) = 0. \tag{4}$$

Здесь $\widehat{I}^{\pm}$ — интенсивности, которые принимают значения из пространства M ограниченных вектор-функций, $I_0^{+} \in M$; A — оператор умножения на функцию α, L — интегральный оператор вида

$$(Lf)(x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') f(x') dx'. \tag{5}$$

Сначала рассмотрим задачу (4) для полубесконечной среды.

Интенсивности $\widehat{I}^{+}$ и $\widehat{I}^{-}$ связаны соотношением (см. [11])

$$\widehat{I}^{-}(\tau) = \rho \widehat{I}^{+}(\tau), \tag{6}$$

где ρ — оператор отражения от полубесконечной среды и является каноническим решением следующего операторного квадратного уравнения (обобщенное уравнение Амбарцумяна):

$$A\rho + \rho A = (J + \rho) L (J + \rho), \tag{7}$$

где J — единичный оператор.

Каноническим решением уравнения (7) называется предел итераций ρ_n, определенных посредством

$$A\rho_{n+1} + \rho_{n+1}A = (J + \rho_n)L(J + \rho_n); \quad \rho_0 = 0.$$

Существование канонического решения уравнения (7) и ряд важных свойств этого решения установлены в работе [6]. Эти результаты нами будут использованы в разделе 3.

В [11] показано, что знание оператора ρ не только позволяет решить задачу диффузного отражения, но и определить внутренний режим полубесконечной среды. Действительно, из уравнения (4) с учетом (6) получаем, что $\widehat{I}^+$ определяется из задачи Коши

$$\frac{d\widehat{I}^+}{d\tau} = -\overline{G}\widehat{I}^+, \quad \widehat{I}^+(0) = \widehat{I}_0^+, \tag{8}$$

где

$$\overline{G} = A - L(J + \rho).$$

Теперь рассмотрим среду конечной толщины. Следуя методу работы [11], введем оператор $Y(\tau)$. Рассмотрим полубесконечную среду. Поместим перед средой слой толщиной τ. Пусть на границу τ этого слоя справа падает излучение интенсивностью f_0. Тогда из среды выйдет излучение

$$f = Y(\tau)f_0. \tag{9}$$

Из определения Y, следует, что она обладает полугрупповым свойством

$$Y(\tau_1 + \tau_2) = Y(\tau_1)\,Y(\tau_2). \tag{10}$$

Y определяется из следующей задачи Коши:

$$\frac{dY}{d\tau} = -GY, \tag{11}$$

$$Y(0) = J,$$

где

$$G = A - (J + \rho)L. \tag{12}$$

Введем также интегральные операторы отражения R и пропускания Q среды конечной толщины

$$\begin{aligned} \hat{I}^{+}(\tau_0) &= Q(\tau_0)\hat{I}_0^{+}, \\ \hat{I}^{-}(0) &= R(\tau_0)\hat{I}_0^{+}. \end{aligned} \tag{13}$$

Операторы R и Q связаны с операторами Y и ρ следующими соотношениями:

$$\rho = R + Y\rho Q, \tag{14}$$

$$Y = Q + Y\rho R, \tag{15}$$

Из (14) и (15) будем иметь

$$R = \frac{1}{2}[(J + Y\rho)^{-1}(\rho + Y) + (J - Y\rho)^{-1}(\rho - Y)], \tag{16}$$

$$Q = \frac{1}{2}[(J + Y\rho)^{-1}(\rho + Y) - (J - Y\rho)^{-1}(\rho - Y)]. \tag{17}$$

Таким образом знание операторов Y и ρ позволяет найти R и Q, которые в свою очередь дают возможность определить поле излучения внутри среды конечной толщины.

3. *Среди существующих разложений* вида (1) функции перераспределения особой важностью обладает разложение по ортонормированным системам с весом $\frac{1}{\alpha(x)}$ (см. [6]).

В случае доплеровского уширения линии имеем

$$\alpha(x) = e^{-x^2}; \qquad r(x, x') = \int\limits_{\max(|x|, |x'|)}^{\infty} e^{-t^2} dt, \tag{18}$$

Тогда отмеченным свойством ортонормированности с весом $\frac{1}{\alpha(x)}$ обладает разложение, в котором

$$A_k = \frac{1}{2k+1}; \qquad \alpha_k(x) = \frac{(-1)^k e^{-x^2} H_{2k}(x)}{2^k \sqrt{(2k)!\sqrt{\pi}}}. \tag{19}$$

Здесь $H_{2k}(x)$ — полиномы Эрмита порядка $2k$ [8, 9].

Ниже мы будем считать, что система $\{\alpha_k(x)\}$ ортонормирована с весом $\frac{1}{\alpha(x)}$.

Раскрывая операторное уравнение (7) с учетом композиции ядер при умножении интегральных операторов, приходим к следующему уравнению (см. [12]):

$$[\alpha(x)+\alpha(x')]\rho(x, x') = \frac{\lambda}{2} r(x, x') + \frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty} r(x, x'')\rho(x'', x')\,dx'' +$$

$$+\frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\rho(x, x'')\,r(x'', x')\,dx'' +$$

$$+\frac{\lambda}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\rho(x, x'')\,dx''\int_{-\infty}^{\infty} r(x'', x''')\rho(x''', x')\,dx'''. \tag{20}$$

Решение уравнения (20) можно представить в виде

$$\rho(x, x') = \sum_{i=0}^{n}\sum_{k=0}^{n}\rho_{ik}\frac{\alpha_i(x)\alpha_k(x')}{\alpha(x)}, \tag{21}$$

где

$$\rho_{ik} = \iint_{-\infty}^{\infty}\rho(x, x')\frac{\alpha_i(x)\,\alpha_k(x')}{\alpha(x')}\,dx\,dx'. \tag{22}$$

Умножая обе части уравнения (20) на $\frac{\alpha_i(x)\,\alpha_k(x')}{\alpha(x')}$, интегрируя по x и x' от $-\infty$ до ∞ с учетом ортонормированности функций $\{\alpha_k(x)\}$ с весом $\frac{1}{\alpha(x)}$, в n-м приближении, получаем следующую систему нелинейных уравнений относительно ρ_{ij}:

$$\sum_{k=0}^{n}\rho_{ik}\gamma_{kj} + \sum_{k=0}^{n}\gamma_{ik}\rho_{kj} = \frac{\lambda}{2}\Big[C_{ij} + \sum_{k=0}^{n}C_{ik}\rho_{kj} +$$

$$+\sum_{k=0}^{n}\rho_{ik}C_{kj} + \sum_{k=0}^{n}\sum_{m=0}^{n}\rho_{ik}C_{km}\rho_{mj}\Big]. \tag{23}$$

Здесь

$$\gamma_{mk} = \int_{-\infty}^{\infty}\alpha_m(x)\,\alpha_k(x)\,dx, \quad C_{ij} = A_j\gamma_{ij}. \tag{24}$$

В случае доплеровского уширения линии имеем

$$\gamma_{mk} = \frac{[2(k+m)-1]!!}{2^{k+m+1/2}\sqrt{(2k)!\,(2m)!}}.$$

Уравнение (23) может быть решено последовательным приближением. Однако для реализации итераций более целесообразно, чтобы вместо $A=(\gamma_{il})$ иметь диагональную матрицу. Для этого представим симметричную матрицу A в виде

$$A = UDU^{-1}, \tag{25}$$

где $D=(\delta_{ij}d_i)$ — диагональная матрица с положительными элементами, а U — унитарная матрица: $U^* = U^{-1}$. Такое представление матрицы A всегда возможно, поскольку A — очевидно положительно определенная матрица.

Умножая обе части равенства (7) слева на U^{-1}, а справа на U, с учетом (25), будем иметь

$$U^{-1}UDU^{-1}\rho U + U^{-1}\rho UDU^{-1}U =$$
$$= U(J + UU^{-1}\rho UU^{-1})L(J + UU^{-1}\rho UU^{-1})U^{-1}. \tag{26}$$

Это соотношение можно переписать в виде матричного уравнения

$$D\tilde{\rho} + \tilde{\rho}D = (J+\tilde{\rho})\tilde{L}(J+\tilde{\rho}),$$
$$\tilde{\rho} = U^{-1}\rho U; \quad \tilde{L} = U^{-1}LU. \tag{27}$$

Рассмотрим итерационный процесс для уравнения (27). Пусть $\tilde{\rho}^0 = 0$ и на k-ом шагу итераций в правой части (27) поставлена уже известная матрица $\tilde{\rho}^k$ и тем самым правая часть (27) обращается в известную матрицу B^k. Матрица $\tilde{\rho}^{k+1}$ определяется из следующего уравнения:

$$D\tilde{\rho}^{k+1} + \tilde{\rho}^{k+1}D = B^k. \tag{28}$$

Диагональный вид матрицы D дает возможность весьма элементарно решить уравнение (28). Действительно, из (28) имеем

$$\tilde{\rho}_{ij}^{k+1} = \frac{b_{ij}^k}{d_i + d_j}, \tag{29}$$

где

$$b_{ij}^k = \frac{\lambda}{2}\left[\tilde{C}_{ij} + \sum_{p=0}^{n}\tilde{\rho}_{ip}^k\tilde{C}_{pj} + \sum_{p=0}^{n}\tilde{C}_{ip}\tilde{\rho}_{pj}^k + \sum_{p=0}^{n}\sum_{q=0}^{n}\tilde{\rho}_{ip}^k\tilde{C}_{pq}\tilde{\rho}_{qj}^k\right]. \tag{30}$$

После определения матрицы $\tilde{\rho}$ (с надлежащей точностью) матрица ρ определяется по формуле

$$\rho = U\tilde{\rho}U^{-1}. \tag{31}$$

Обратимся к решению задачи (11), (12).

Умножая обе части уравнения (11) (записанного в терминах ядер) на $\frac{\alpha_m(x)\alpha_k(x')}{\alpha(x')}$ и интегрируя по x и x' от $-\infty$ до $+\infty$, в n-м приближении получаем

$$\frac{dY_{ik}}{d\tau} = -\sum_{m=0}^{n} G_{im} Y_{mk}, \tag{32}$$

$$Y_{ik}(0) = \delta_{ik}; \quad i,\ k = 0,\ 1,\ 2,\ \dots\ n,$$

где

$$G_{im} = \gamma_{im} - \frac{\lambda}{2}\left[C_{im} + \sum_{p=0}^{n} \rho_{ip} C_{pm}\right]. \tag{33}$$

Аналогично ядра оператора R и Q представим в форме

$$R(x,\ x',\ \tau_0) = \sum_{i=0}^{n}\sum_{k=0}^{n} R_{ik}(\tau_0)\frac{\alpha_i(x)\alpha_k(x')}{\alpha(x)}, \tag{34}$$

$$Q(x,\ x',\ \tau_0) = \sum_{i=0}^{n}\sum_{k=0}^{n} Q_{ik}(\tau_0)\frac{\alpha_i(x)\alpha_k(x')}{\alpha(x)}. \tag{35}$$

Тогда R_{ik} и Q_{ik} определяются из следующей алгебраической системы:

$$R_{ik} \pm Q_{ik} = \sum_{j=0}^{n} (Z_{ij}^{\pm})^{-1}(\rho_{jk} \pm Y_{jk}), \tag{36}$$

где

$$(Z_{ij}^{\pm})^{-1} = \left(\delta_{ij} \pm \sum_{k=0}^{n} Y_{ik}\rho_{kj}\right)^{-1}. \tag{37}$$

Отметим, что τ_0 здесь считается фиксированным.

Ниже мы опишем второй способ решения вышеизложенной задачи, который был предложен в работе [6] и был применен в [7, 15].

Подставляя (1) в (20), получаем

$$\rho(x,\ x') = \frac{\lambda}{2}\sum_{m=0}^{n} A_m \frac{\varphi_m(x)\varphi_m(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')}, \tag{38}$$

где

$$\varphi_m(x) = \alpha_m(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x') \alpha_m(x') dx'. \tag{39}$$

Подставляя в полученное соотношение выражение для $\rho(x, x')$, можно убедиться, что функции $\varphi_m(x)$ удовлетворяют следующему функциональному уравнению (система уравнений Амбарцумяна):

$$\varphi_m(x) = \alpha_m(x) + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=0}^{n} A_k \varphi_k(x) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_k(x') \alpha_m(x') dx'}{\alpha(x) + \alpha(x')}. \tag{40}$$

Подставляя (21) в (39), умножая обе части на $\frac{\alpha_m(x)}{\alpha(x)}$ и интегрируя по x, находим

$$\rho_{kl} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_k(x) \alpha_l(x)}{\alpha(x)} dx - \delta_{kl}. \tag{41}$$

Снова рассмотрим задачу (11).

Поступая таким же образом, получаем, что матрица — функция $Y_{ik}(\tau)$ определяется из задачи (32), где элементы матрицы G_{ik} задаются посредством

$$G_{ik} = \gamma_{ik} - \frac{\lambda}{2} A_l C_{ik}, \tag{42}$$

Здесь

$$C_{ik} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_l(x) \alpha_k(x) dx. \tag{43}$$

4. *Приводим результаты некоторых численных расчетов.* Они относятся как к первому (уравнение (29)), так и ко второму способу (система уравнений Амбарцумяна (40)) определения ρ. При нахождении элементов матрицы $\tilde{\rho} = \tilde{\rho}_{ij}$ из уравнения (29) итерационный процесс продолжается до тех пор пока разности последующего и предыдущего членов итерационного ряда становятся меньше 10^{-6}.

Как известно, наибольшую трудность представляет случай $1 - \lambda \ll 1$. Ниже приведены результаты по вычислению матрицы $\rho = \rho_{ij}$, при значении $\lambda = 0.995$, выполненному в 4-ом приближении первым способом.

$$\rho_{ik} = \begin{bmatrix} 0.8721; & 0,6681; & 0.1914; & 0.0475 \\ 0.0575; & 0.2387; & -0.1597; & 0.0057 \\ -0.0163; & 0.0701; & 0.0687; & -0.0469 \\ -0.0034; & -0.0219; & 0.0493; & 0.0393 \end{bmatrix}.$$

Приведены также матрицы R_{ik} к Q_{ik} при значениях

$$\lambda = 0.995,\ \tau_0 = 1.$$

$$R_{ik} = \begin{bmatrix} 0.2498; & 0.0047; & -0.0055; & -0.0041 \\ 0.0781; & 0.0237; & 0.0081; & 0.0024 \\ 0,0284; & 0.0186; & 0.0111; & 0.0062 \\ 0.0099; & 0.0117; & 0.0110; & 0.0074 \end{bmatrix}.$$

$$Q_{ik} = \begin{bmatrix} 0.7469; & -0.1511; & -0.0610; & -0.0227 \\ -0.0792; & 0.8266; & -0.1323; & -0.0838 \\ -0.0288; & -0.1220; & 0.8615; & -0.1186 \\ -0.0101; & -0.0744; & -0.1149; & 0.8758 \end{bmatrix}.$$

Заметим, что способ дискретизации (21) сводит вопрос о построении функции $\rho(x, x')$, симметричной по своим аргументам, к построению матрицы ρ_{ik}, которая не является симметричной. После перехода из матриц ρ_{ik} к функции $\rho(x, x')$ построенная функция $\tilde{\rho}(x, x')$ тоже может оказаться несимметричной, вследствие приблизительного характера вычисления. Величина отклонения $\tilde{\rho}(x, x') - \tilde{\rho}(x', x)$ дает дополнительную информацию о точности численных результатов. С этой целью в табл. 1 приведены значения функций $\tilde{\rho}(x, x')$ и $\tilde{\rho}(x', x)$ в 4-ом приближении.

Из приведенной таблицы видно, что величина отклонения составляет несколько процентов.

На рис. 1 приведены профили спектральных линий $(\lambda = 0.9)$

$$R(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x')\, dx'; \qquad R(x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x', \tau_0)\, dx' \tag{44}$$

для полубесконечной среды и для слоя конечной толщины $(\tau_0 = 2.5)$, вычисленные в 4-ом приближении первым способом.

Для численного решения уравнения (40) сперва интеграл заменяется интегральной суммой согласно квадратурной формуле Гаусса—Эрмита, а затем используется итерационный процесс, определяемый посредством

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $\tilde{\rho}(x, x')$ И $\tilde{\rho}(x', x)$

$x \backslash x'$	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1	1.2	1.4	1.6	1.8	2
0	0.3622	0.3518	0.3225	0.2828	0.2371	0.1909	0.1503	0.1110	0.0768	0.0522	0.0102
0.2	0.3528	0.3432	0.3173	0.2805	0.2388	0.1959	0.1536	0.1136	0.0780	0.0421	0.0094
0.4	0.3248	0.3195	0.3018	0.2752	0.2419	0.2038	0.1626	0.1212	0.0832	0.0506	0.0098
0.6	0.2846	0.2819	0.2770	0.2650	0.2445	0.2141	0.1805	0.1356	0.0916	0.0545	0.0092
0.8	0.2347	0.2376	0.2439	0.2482	0.2426	0.2248	0.1980	0.1463	0.1052	0.0841	0.0924
1	0.1827	0.1899	0.2051	0.2228	0.2321	0.2250	0.1995	0.1709	0.1352	0.1145	0.0963
1.2	0.1428	0.1489	0.1620	0.1871	0.2065	0.2057	0.2028	0.1811	0.1489	0.1501	0.1201
1.4	0.1045	0.1055	0.1177	0.1407	0.1683	0.1806	0.1948	0.1767	0.1613	0.1641	0.1224
1.6	0.0814	0.0782	0.0752	0.0850	0.1124	0.1476	0.1723	0.1733	0.1501	0.1426	0.1168
1.8	0.0412	0.0381	0.0451	0.0592	0.0891	0.1023	0.1423	0.1600	0.1331	0.1311	0.1105
2	0.0081	0.0072	0.0069	0.0082	0.0918	0.0851	0.1001	0.1121	0.1092	0.1059	0.0921

$$\varphi_m^{k+1}(x_p) = \alpha_m(x_p) + \lambda \sum_{q=0}^{n} A_q \varphi_q^k(x_p) \sum_{p=0}^{N} D_p \frac{\varphi_q^k(x_p')\,\alpha_m(x_p')}{\sigma(x_p) + \alpha(x_p)}, \tag{45}$$
$$\varphi_m^0(x_p) = 0,$$

где D_p — заданные числа — веса, а x_p — заданные точки — узлы.

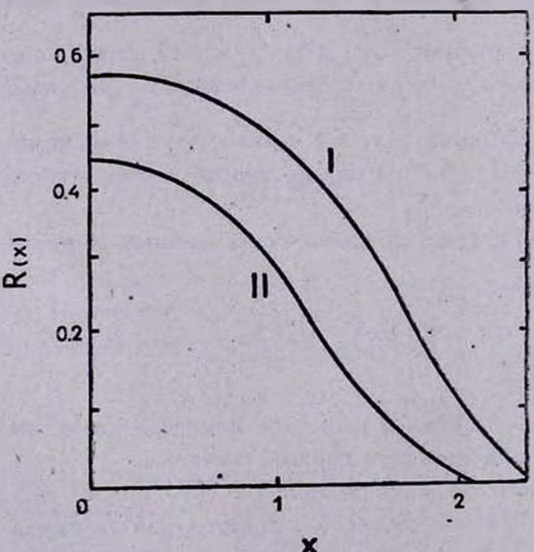

Рис. 1. Профили спектральных линий ($\lambda = 0.9$) в 4-ом приближении: I — полубесконечная среда; II — среда конечной толщины ($\tau_0 = 2, 5$).

После численного решения уравнения (45) ρ_{ik} и C_{ik} из формул (41) и (43) определяются посредством

$$\rho_{kl} = \sum_{\mu=0}^{N} D_\mu \frac{\varphi_k(x_\mu)\,\alpha_k(x_\mu)}{\alpha(x_\mu)} - \delta_{kl}, \tag{46}$$

$$C_{ik} = \sum_{\mu=0}^{N} D_\mu \varphi_i(x_\mu)\,\alpha_k(x_\mu). \tag{47}$$

Ниже приводятся элементы матрицы $\rho = \rho_{ik}$, рассчитанные по формуле (46) в 8-ом приближении при значении $\lambda = 0.7$ в $N = 17$-и точках (корни полиномов Эрмита [16, 17]):

$$\rho_{ik} = \begin{bmatrix} 0.2925; & -0.0803; & -0.0138; & 0.0014; \\ 0.0503; & 0.0676; & -0.0226; & -0.0063; \\ 0.0081; & 0.0217; & 0.0378; & -0.0136; \\ -0.0006; & 0.0057; & 0.0132; & 0.0264; \\ -0.0003; & -0.0074; & 0.0176; & -0.0002; \\ -0.0011; & -0.0010; & 0.0013; & 0.0022; \\ -0.0006; & -0.0001; & -0.0024; & 0.0037; \\ 0.0012; & -0.0098; & 0.0312; & -0.0577; \end{bmatrix}.$$

$$\rho_{ik} = \begin{bmatrix} 0.0053; & 0.0020; & 0.0008; & 0,0022 \\ -0.0093; & 0.0006; & 0.0018; & -0.0095 \\ 0.0098; & -0.0005; & -0.0024; & 0.0331 \\ -0.0197; & -0.0032; & 0.0033; & -0.0579 \\ 0.0258; & -0.0081; & -0,0056; & 0.0617 \\ 0.0084; & 0.0163; & -0.0061; & -0.0401 \\ -0.0003; & 0.0085; & 0.0134; & 0.0051 \\ 0.0631; & -0.0367; & 0.0206; & 0.0177 \end{bmatrix}.$$

На рис. 2, 3 приведены графики «интегральных коэффициентов» пропускания и отражения

$$R(x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x', \tau_0)\,dx'; \qquad Q(x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} Q(x, x', \tau_0)\,dx', \tag{48}$$

вычисленные в 8-ом приближении для слоя конечной толщины при значениях $\tau_0 = 0.2$; 0.4; 0.6; 0.8; 1.

Следует отметить, что аналогичные расчеты для определения ρ (вторым способом) выполнены в работах [6, 7].

Естественно, представляет большой интерес сравнение друг с другом двух способов решения.

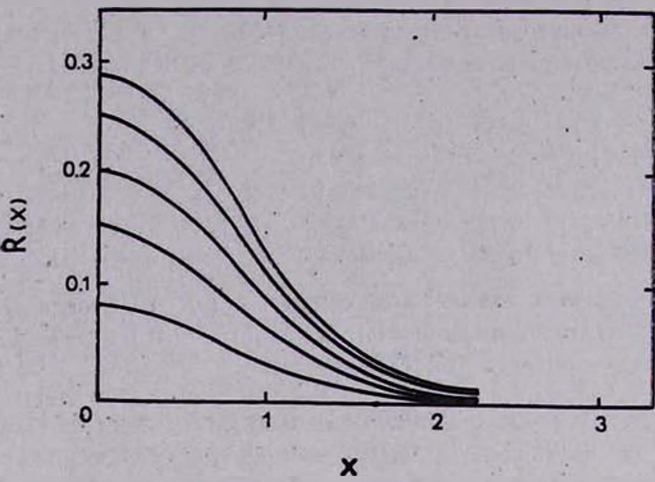

Рис. 2. Интегральный коэффициент отражения среды при $\lambda = 0.9$ для различных значений τ_0.

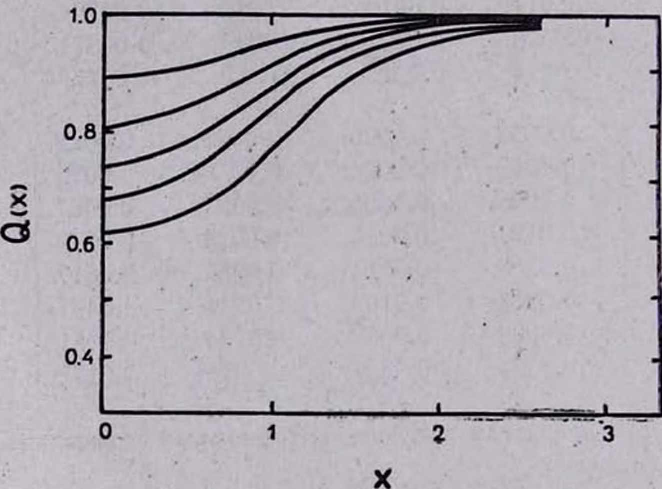

Рис. 3. Интегральный коэффициент пропускания среды при $\lambda = 0.9$ для различных значений τ_0.

На рис. 4 изображены профили поглощения линии

$$\overline{R}(x) = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x')\, dx', \tag{49}$$

для полубесконечной среды в 4-ом приближении, вычисленные первым (на графике соответствуют сплошные линии) и вторым (пунктирные линии) способами. Различие между данными, полученными на основе первого и второго методов, незначительно (в третьем знаке после запятой).

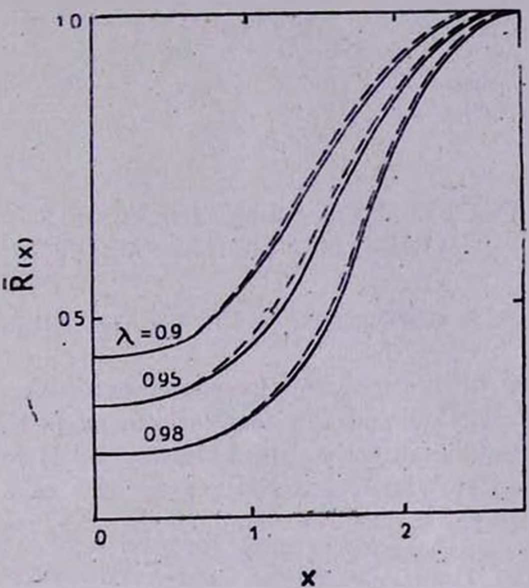

Рис. 4. Профили поглощения линии при некоторых значениях λ для полубесконечной среды.

Ниже приводятся элементы матрицы $\rho = \rho_{ij}$, вычисленные первым и вторым способами соответственно, при значении $\lambda = 0.9$.

$$\rho_{ij} = \begin{bmatrix} 0.5209; & -0.3052; & -0.0149; & 0.0182 \\ 0.0776; & 0.1004; & -0.0389; & -0.0110 \\ 0.0047; & 0.0372; & 0.0500; & -0.0185 \\ -0.0063; & 0.0081; & 0.0176; & 0.0346 \end{bmatrix},$$

$$\rho_{ij} = \begin{bmatrix} 0.5209: & -0.2050; & -0.0158; & 0.0167 \\ 0.0779; & 0.1004; & -0.0404; & -0.0120 \\ 0.0054; & 0.0389; & 0.0498; & -0.0199 \\ -0.0055; & 0.0093; & 0.0189; & 0.0345 \end{bmatrix}.$$

Из знакомства с приведенными числами можно сделать вывод, что первый способ более эффективен по сравнению со вторым с вычислительной точки зрения. Действительно, во втором случае мы заменяем интегралы интегральными суммами и, в отличие от первого метода, не располагаем критерием, обеспечивающим надлежащую точность решения задачи.

Метод, описанный в настоящей работе, предполагается в дальнейшем применить к нелинейным задачам переноса некогерентного рассеяния.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н. Б. Енгибаряну за постановку задачи и ценные указания.

Армянский государственный
педагогический институт
им. Х. Абовяна
Отдел прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

ON THE PROBLEM OF NONCOHERENT SCATTERING IN ONE-DIMENSIONAL MEDIUM

M. S. GEVORKIAN, A. KH. KHACHATRIAN

The problem of noncoherent isotropic scattering radiation in one-dimensional approximation in the semi-infinite medium and in the layer of finite thickness is effectively solved. Results of numerical calculations in the fourth and eighth approximations for the case of Doppler line broadening are given. Results of certain numerical calculations performed by two different methods are compared.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Б. Енгибарян*, Астрофизика, 7, 573, 1971.
2. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 8, 71, 1972.
3. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 8, 213, 1972.
4. *Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 9, 79, 1973.
5. *N. B. Yengibarian, A. G. Nikoghossian*, J. Q. S. R. T., 13, 787, 1973.
6. *М. С. Геворкян, Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 11, 455, 1975.
7. *H. A. Harutyunian A. G. Nikoghossian*, J. Q. S. R. T., 19, 135, 1978.
8. *W. Unno*, Ap. J., 129, 359, 1959.
9. *D. G. Hummer*, M. N. RAS, 125, 21, 1962.
10. *D. G. Hummer*, M. N. RAS, 145, 95, 1969.
11. *Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян*, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
12. *В. В. Соболев*, Вестн. ЛГУ, 11, 99, 1955.
13. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
14. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
15. *М. С. Геворкян*, Тематический сб. научных трудов, Ереван, 1979.
16. *А. Н. Тихонов, А. А. Самарский*, Уравнения математической физики, Наука, М., 1977.
17. *Е. Н. Деконосидзе*, Таблицы корней и весовых множителей обобщенных полиномов Лагерра, М., 1966.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.5—355+536.7

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ТЕОРЕМЫ РОССЕЛАНДА

А. М. СОБОЛЕВ, В. С. СТРЕЛЬНИЦКИЙ, Н. Н. ЧУГАЙ

Поступила 18 июня 1984

Принята к печати 20 января 1985

Приводится доказательство теоремы Росселанда для любых областей спектра основанное на использовании яркостной температуры для описания неравновесного поля излучения. При таком способе доказательства выявляется простой термодинамический смысл теоремы.

1. *Введение*. Классическим объяснением флуоресценции газовых туманностей в оптических линиях атомов является теорема Росселанда [1—3]: в трехуровенной квантовой системе (рис. 1), находящейся в поле

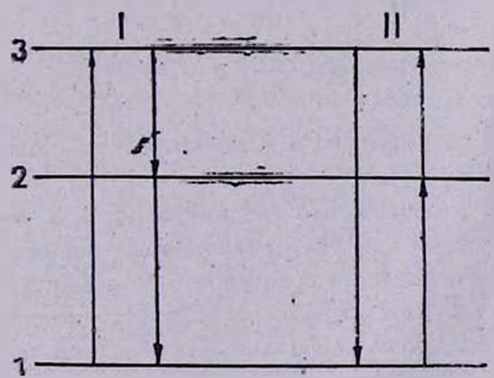

Рис. 1. Прямые (I) и обратные (II) циклы переходов в трехуровенной системе.

дилютированного планковского излучения, прямые циклы (1—3—2—1) идут чаще обратных (1—2—3—1). Обычно теорему Росселанда доказывают, прослеживая решение уравнений стационарности для населенностей уровней [1], либо (что близко по смыслу) непосредственным подсчетом и сравнением вероятностей прямых и обратных циклов [2, 3]. К сожалению, такой кинетический подход оставляет в тени простой и наглядный термодинамический смысл этой важной в методическом отношении теоремы. Представляется поэтому полезным дополнить традиционные кинетические способы доказательства термодинамическим способом, основанным на использовании температурных параметров для описания полей излучения и населенностей уровней. Таким способом в работе [4] теорема Росселанда была доказана для виновской области спектра, которой можно ограничиться при анализе оптической флуоресценции газовых туманностей. Однако в методическом отношении интересно рассмотреть и противоположный предельный случай — рэлей-джинсовскую область, а также весь спектр в целом. Такой более общий термодинамический анализ теоремы Росселанда, а также более строгое обоснование самого термодинамического подхода — цель данной статьи.

2. *Термодинамическое условие преобладания прямых (обратных) циклов.* Рассмотрим взаимодействие фотонов с трехуровенной системой в том приближении, которое обычно принимается при доказательстве теоремы Росселанда: слой газа оптически тонок во всех трех линиях; ширина каждой линии пренебрежимо мала по сравнению с ее частотой; столкновительными переходами можно пренебречь по сравнению с радиативными; вероятности радиативных переходов не зависят от направления и состояния поляризации излучения и определяются только его плотностью ρ. Для описания зависимости ρ от частоты ν введем среднюю яркостную температуру $T(\nu)$, определяемую соотношением:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\left(e^{\frac{E(\nu)}{T(\nu)}} - 1\right)^{-1}, \tag{1}$$

где $E = h\nu$, T — температура в энергетических единицах, а константы имеют обычный смысл.

В работе [4] показано, что средняя яркостная температура характеризует поле излучения как квазиравновесный тепловой резервуар, в том смысле, что оно обменивается с квантовым переходом, имеющим температуру возбуждения T_x, по обычному правилу термодинамики: энергия передается от объекта с меньшим значением обратной температуры к объекту с бо́льшим ее значением. Эти представления позволили вывести следующие необходимые и достаточные условия преобладания в трехуровенной системе прямых (верхний знак неравенства) или обратных (нижний знак неравенства) циклов:

$$\frac{E_{12}}{T(\nu_{12})} + \frac{E_{23}}{T(\nu_{23})} - \frac{E_{13}}{T(\nu_{13})} \gtrless 0. \tag{2}$$

В работе [4] $T(\nu)$ рассматривалась просто как удобный параметр; вопрос о том, можно ли эту величину считать термодинамической температурой (т. е. может ли ее обратная величина быть представлена как производная от энтропии соответствующей макроскопической подсистемы по ее энергии) не исследовался. Ниже будет показано, что в принятом здесь приближении такое представление действительно возможно, и благодаря этому условия (2) могут быть записаны сразу, на основании II начала термодинамики.

Мы исходим из выражения для энтропии неравновесного бозе-газа [5], которое для фотонов частоты ν в расчете на единичный интервал частот и на единицу объема запишется так:

$$S_\nu = (G_\nu + N_\nu)\ln(G_\nu + N_\nu) - G_\nu \ln G_\nu - N_\nu \ln N_\nu, \tag{3}$$

где $N_\nu = \rho(\nu)/h\nu$ — число фотонов, а $G_\nu = 8\pi\nu^2/c^3$ — число их возможных квантовых состояний на единицу объема и единичный интервал частот. Изменение энтропии поля излучения, обусловленное поглощением или излучением одного фотона, очевидно, равно

$$\frac{\partial S_\nu}{\partial N_\nu} = \ln\left(1 + \frac{G_\nu}{N_\nu}\right) = \ln\left(1 + \frac{8\pi h\nu^3}{c^3\rho(\nu)}\right). \tag{4}$$

Воспользовавшись определением средней яркостной температуры (1), перепишем (4) так:

$$\frac{\partial S_\nu}{\partial N_\nu} = \frac{E(\nu)}{T(\nu)}. \tag{5}$$

Соотношение (5) показывает, что в рассматриваемом приближении средняя яркостная температура действительно является полноценной термодинамической температурой, определяющей изменения энтропии фотонного газа, связанные с излучением и поглощением отдельных фотонов. При этом вскрывается простой смысл неравенств (2): они выражают условие возрастания энтропии при выполнении необратимого цикла переработки излучения квантовой системой. Таким образом, с учетом (5) неравенства (2) можно было бы записать сразу, на основании II начала термодинамики.

Подставив в (2) очевидное равенство $E_{13} = E_{12} + E_{23}$, легко убедиться в том, что *достаточным* условием преобладания прямого (обратного) цикла является монотонное убывание (возрастание) $T^{-1}(\nu)$ с ν:

$$\left[\frac{1}{T(\nu)}\right]' \lessgtr 0. \tag{6}$$

3. *Виновская и рэлей-джинсовская области спектра.* Итак, для доказательства теоремы Росселанда достаточно убедиться в том, что дилютированное планковское излучение обладает свойством (6) с верхним знаком неравенства.

Рассмотрим сначала предельные случаи — рэлей-джинсовскую и виновскую области спектра. Плотность дилютированного планковского излучения равна

$$\rho(\nu) = W\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}(e^{E(\nu)/T_*} - 1)^{-1}, \tag{7}$$

где T_* — температура источника, $W < 1$ — фактор дилюции. Из (1) и (7) для виновской области спектра, $E \gg T_* > T(\nu)$, находим:

$$\frac{1}{T(\nu)} \simeq \frac{1}{T_*} - \frac{1}{E(\nu)}\ln W, \tag{8}$$

откуда непосредственно видно, что $1/T(\nu)$ монотонно убывает с ν. Это доказывает теорему для виновской области спектра.

В рэлей-джинсовской области, $E \ll T(\nu) < T_*$, ограничившись членом первого порядка в разложении экспоненты по степеням, получим из (1) и (7):

$$\frac{1}{T(\nu)} \simeq \frac{1}{WT_*}. \tag{9}$$

Таким образом, в первом приближении $T(\nu)$ вообще не зависит от ν в рэлей-джинсовской области, т. е. в данном случае циклические процессы превращения фотонов практически сведены к нулю.

4. *Доказательство теоремы Росселанда для всего спектра.* Теперь покажем, что условие (6) выполняется для всего спектра. Из (1) и (7) получаем следующее явное выражение для $1/T(\nu)$:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{E}\ln\left[1 + \frac{1}{W}(e^{E/T_*} - 1)\right]. \tag{10}$$

Дифференцирование дает:

$$\frac{d}{dE}\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{\frac{E}{WT_*}e^{E/T_*} - y\ln y}{E^2 y}, \tag{11}$$

где $y = 1 + (e^{E/T_*} - 1)/W$. Знаменатель в (11) положителен при всех E. Оба слагаемых в числителе (обозначим их f_1 и f_2) положительны при всех E и равны нулю при $E = 0$, однако производная $df_1/dE < df_2/dE$ для всех $E > 0$ и $W < 1$:

$$\frac{d(f_1 - f_2)}{dE} = \frac{1}{WT_*}e^{E/T_*}\ln\left|\frac{1 + (e^{E/T_*} - 1)}{1 + \frac{1}{W}(e^{E/T_*} - 1)}\right| < 0.$$

Следовательно, для всех $E>0$ и $W<1$ имеем $f_1<f_2$, т. е. $d(1/T)/dE<0$, что и требовалось доказать.

5. *Количественные оценки.* Переход на температурный язык делает более наглядным также вывод количественных оценок эффекта. Воспользуемся формулой для отношения скоростей прямых и обратных радиационных переходов, легко выводимой с помощью соотношения (1) и известных соотношений между коэффициентами Эйнштейна (см., например, [4]):

$$\frac{R_{ik}}{R_{ki}} = \frac{B_{ik}\rho_{ik}}{B_{ki}\rho_{ik} + A_{ki}} = \exp\left(-\frac{E_{ik}}{T(\nu_{ik})}\right). \tag{12}$$

С помощью (12) отношение вероятностей прямых и обратных циклов выражается следующей наглядной формулой:

$$\frac{N_{\mathrm{I}}}{N_{\mathrm{II}}} = \frac{R_{13}R_{32}R_{21}}{R_{31}R_{23}R_{12}} = \exp\left(-\frac{E_{13}}{T(\nu_{13})} + \frac{E_{23}}{T(\nu_{23})} + \frac{E_{21}}{T(\nu_{21})}\right), \tag{13}$$

показывающей, что степень преобладания одних циклов над другими экспоненциально зависит от разности энтропий исходных и конечных фотонов. Подставляя в (13) выражение $E/T(\nu)$ согласно (8) и (9), получаем количественную оценку эффекта: для виновской области $N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} \simeq \simeq 1/W$, для рэлей-джинсовской — $N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} \simeq 1$.

Обычно указывают, что термодинамической причиной преобладания прямых циклов над обратными является несоответствие средней яркостной температуры излучения $T(\nu)$ его цветовой температуре T_*. При этом может возникнуть естественное предположение, что эффект больше в той области спектра, где $T(\nu)$ и T_* различаются сильнее. Это, однако, неверно: количественно эффект оказывается максимальным как раз там, где различие $T(\nu)$ и T_* минимально (виновская область), и асимптотически стремится к нулю в рэлей-джинсовской области, где это различие максимально. Например, при $E_{12} \approx E_{23}$ 0.5 E_{13} из (13) получаем

$$\ln(N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}}) \approx -E^2 \frac{d}{dE}\left(\frac{1}{T}\right),$$

где $E = (E_{13} + E_{12})/2 \approx 0.75\ E_{13}$. В рэлей-джинсовской области $E \to 0$ и $(1/T)' \to 0$, поэтому $N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} \to 1$. В виновской области $(1/T)' \to \to \ln W/E^2$ и, следовательно, $N_{\mathrm{I}}/N_{\mathrm{II}} \to 1/W$.

Астрономический совет
АН СССР

THE THERMODYNAMIC PROOF OF ROSSELAND'S THEOREM

A. M. SOBOLEV, V. S. STRELNITSKY, N. N. CHUGAI

The proof of Rosseland's theorem for any area of spectra has been rendered, based on the use of brightness temperature for the description of the nonequilibrium radiation field. Such a proof elucidates a simple thermodynamic sense of the theorem.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Rosseland*, Ap. J., 63, 218, 1926.
2. *В. А. Амбарцумян*, Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, Л., 1939, стр. 146.
3. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967, стр. 287.
4. *В. С. Стрельницкий*, Научные информации Астросовета АН СССР, вып. 52, 75, 1983.
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1967, стр. 181.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК 52:530.145.61

КВАНТОВАЯ КОСМОГОНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

М. Ф. ХОДЯЧИХ

Поступила 11 июня 1984

Принята к печати 20 января 1985

Получено выражение для полной механической энергии сжимающегося однородного шара с учетом давления и вращения (сфероида Маклорена). Найдено точное решение уравнения Шредингера, описывающее стационарные состояния массивной частицы — квантона, в которые может переходить самогравитирующее тело при коллапсе. Рассмотрены реакции деления квантонов. При достаточно малой величине множителя, перенормирующего гравитационную постоянную, массы квантонов, обнаруживаемых по их внешнему гравитационному полю, попадают в диапазон масс космических тел. В процессе распада квантоны могут превращаться в макротела. Полученные формулы позволяют проводить расчет моделей образования конкретных систем объектов, наблюдаемых во Вселенной.

1. *Введение.* Из трех фундаментальных констант: постоянной Планка $\hbar$, скорости света c и гравитационной постоянной G можно образовать величины размерности длины, массы и плотности, которые, вероятно, определяют границы применимости общей теории относительности (ОТО) [1]. Была также выдвинута гипотеза о существовании в природе частиц, имеющих подобные массы и размеры. Свойства таких частиц исследовались в [2], а в [3, 4] рассматривались также частицы с массами 10^{-5}—10^{55} г. Оценим размер массивной частицы r^*, свойства которой при больших сжатиях определяются гравитацией и квантовыми эффектами, то есть будут зависеть от M, G и $\hbar$. Из соображений размерности получим: $r^* \simeq \hbar^2 G^{-1} M^{-3}$. Возможно, что такие массивные частицы могут образовываться в процессе гравитационного коллапса.

Гравитационный коллапс однородного пылевого шара исследовался в [5] в рамках суперпространственного метода квантования ОТО (там же приведены ссылки на более ранние работы). Возможность остановки гравитационного коллапса обсуждалась в [6, 7].

В настоящей работе проведен расчет стационарных состояний, в которые может переходить самогравитирующее тело при коллапсе, и рассмотрены реакции деления этих тел. Размер частиц, образующихся при коллапсе однородного пылевого шара (расчет можно провести по аналогии с рассмотренной ниже задачей), с точностью до числового множителя совпадает с приведенной выше величиной r^*. Гравитационное самозамыкание происходит при $M_a \simeq c^2 G^{-1} r^* \simeq \sqrt{chG^{-1}}$. Представим гравитационную постоянную при больших плотностях (перенормировка G) в виде $G = \delta G_0$[8—10]. Тогда обнаружение частицы по внешнему гравитационному полю будет возможно при

$$M < M_a \simeq \sqrt{\frac{ch}{\delta G_0}}. \tag{1}$$

2. *Гамильтониан сфероида Маклорена.* Релятивисткое выражение для полной механической энергии сжимающегося однородного пылевого шара имеет вид

$$H = \frac{3}{10} M \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{r}, \tag{2}$$

где r — радиус шара, и совпадает с аналогичным выражением в ньютоновой теории тяготения. При $M \ll M_a$ выполняется условие $r \ll a$, где a — радиус кривизны пространства, и задача сводится к ньютоновскому случаю. Точное решение можно найти для однородного шара — сфероида Маклорена. Динамика вращающегося сжимаемого сфероида Маклорена описана в [11], где давление внутри шара определялось выражением

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} = P_0 \left(\frac{r_0}{r_0}\right)^{3\gamma}, \tag{3}$$

в котором P_0, ρ_0 — давление и плотность в сфероиде при радиусе r_0, а показатель адиабаты γ считается постоянным по всей массе. В более общем случае представим давление в виде

$$P = P_0 \sum \varphi_i \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma_i} = P_0 \sum \varphi_i \left(\frac{r_0}{r}\right)^{3\gamma_i}. \tag{4}$$

Используя уравнение состояния (4) и проделав последовательно все операции, выполненные при выводе соотношения (23) ([11], разд. 14.2), получим

$$I_0 \frac{d^2 w}{dt^2} = \frac{|W_0|}{w^2} \left(\sum \varphi_i w^{4-3\gamma_i} - 1\right) + 2 \frac{K_0}{w^3} \left(1 - \sum \varphi_i w^{5-3\gamma_i}\right), \tag{5}$$

где $w = \frac{r}{r_0}$, а I_0, W_0, K_0, r_0 — центральный момент инерции, гравитационная энергия, энергия вращения и радиус сфероида в состоянии стационарного вращения. Умножив (5) на $w\,dt$, проинтегрируем его и после перехода от w к r найдем полную механическую энергию сфероида:

$$H=\frac{1}{2}\frac{I_0}{r_0^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2-\frac{|W_0|\,r_0}{r}+\frac{K_0r_0^2}{r^2}+$$

$$+(|W_0|-2K_0)\sum\frac{\varphi_i}{3\gamma_i-3}\left(\frac{r_0}{r}\right)^{3\gamma_i-3}. \qquad (6)$$

Для однородного сфероида

$$|W_0|=\frac{3}{5}\frac{GM^2}{r_0},\quad K_0=\frac{5}{4}\frac{L^2}{Mr_0^2},\quad \frac{I_0}{r_0^2}=\frac{3}{5}M, \qquad (7)$$

где L — момент вращения. Примем, что γ_i принимает значения 4/3, 5/3 и 2, описывающие уравнения состояния релятивистского и нерелятивистского вырожденного ферми-газа и предельно жесткое уравнение состояния. Тогда будет выполняться $3\gamma_i-3=i$ при $i=1, 2, 3$ и вместо (6) с учетом (7) будем иметь

$$H=\frac{3}{10}M\dot{r}^2-\frac{3}{5}\frac{GM^2}{r}S_1(r)+\frac{5}{4M}\frac{L^2}{r^2}S_2(r), \qquad (8)$$

где введены сокращения

$$S_k(r)=1-k\sum\frac{\varphi_i}{i}\left(\frac{r_0}{r}\right)^{i-k}.$$

Полученное выражение для гамильтониана в отсутствие давления ($\varphi_i=0$) и вращения ($L=0$) совпадает с (2). Давление в нашей квантовой модели появляется на последних стадиях гравитационного коллапса. Как следует из соотношений неопределенностей, величина импульса хаотических движений элемента массы внутри сжимающегося сфероида возрастает обратно пропорционально радиусу сфероида. Появление хаотических движений вещества внутри шара можно рассматривать как причину появления давления. Примем, что на последних стадиях гравитационного коллапса давление описывается уравнением состояния (4). Тогда в рассматриваемом случае ($M\ll M_*$) полная механическая энергия будет определяться выражением (8).

3. *Квантовая модель гравитационного коллапса.* Используя обозначения

$$m = \frac{3}{5} M, \qquad p_r = m \frac{dr}{dt},$$

перепишем (8) в виде

$$H = \frac{1}{2m} \left[p_r^2 + \frac{3}{2} \frac{L^2}{r^2} S_2(r) \right] - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{r} S_1(r). \tag{9}$$

Гамильтониан однородного пылевого шара без вращения будет равен

$$H = \frac{p_r^2}{2m} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{r}. \tag{9a}$$

Уточним постановку рассматриваемой задачи. Сжимающийся пылевой шар является динамической системой, механическая энергия которого определяется канонически сопряженной парой: обобщенной координатой системы r в пространстве конфигураций и соответствующего импульса p_r. При $r \to 0$ произведение $rp_r \to 0$, и согласно соотношениям неопределенности при больших сжатиях параметры шара должны описываться законами квантовой механики. Аналогично можно проанализировать и гамильтониан (9). При расчете стационарных состояний применим метод канонического квантования [12]. Следуя правилам применения принципа соответствия [13], справедливым в самых общих случаях, сопоставим нашу классическую систему с полной механической энергией $E = H(r, p_r, L)$ с квантовой системой, динамическое состояние которой определяется волновой функцией $\psi(r, \theta, \varphi)$. Введя операторы $\hat{p}_r$ и $\hat{L}^2$, представим уравнение Шредингера в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{3}{2} \frac{S_2(r)}{r^2} \Lambda \psi + \left[\lambda + \frac{2\alpha S_1(r)}{r} \right] \psi = 0, \tag{10}$$

где

$$\lambda = \frac{6}{5} \frac{M}{\hbar^2} E, \qquad \alpha = \frac{9}{25} \frac{G}{\hbar^2} M^3,$$

ψ и E — собственные функции и собственные значения оператора $\hat{H}$; Λ — оператор Лежандра. После разделения переменных в (10) получим для радиальной функции $R(\rho)$ уравнение

$$R'' + \frac{2}{\rho} R' + \left[-\frac{1}{4} + \frac{\alpha}{\sqrt{-\lambda}} \frac{1}{\rho} S_1(\rho) - \frac{3}{2} \frac{l(l+1)}{\rho^2} S_2(\rho) \right] R = 0, \tag{11}$$

где

$$\rho = 2\sqrt{-\lambda}\, r, \quad l = 0, 1, 2, \ldots .$$

Представим $R(\rho)$ в виде

$$R = e^{-\frac{\rho}{2}} \rho^{\mu} \sum_{j=0}^{\infty} a_j \rho^j. \tag{12}$$

После подстановки (12) в (11) с учетом (8) найдем

$$\mu(\mu+1) = \beta\varphi_1 + \mu_0, \quad \beta = \frac{3}{2} l(l+1), \quad \mu_0 = \alpha r_0 \varphi_2, \tag{13}$$

$$\varphi_3(\beta - \alpha r_0)\sqrt{-\lambda}\, r_0 = 0. \tag{13'}$$

Из (13) следует

$$\mu = \sqrt{\frac{1}{4} + \mu_0 + \beta\varphi_1} - \frac{1}{2}. \tag{13''}$$

Уравнение (13′) в общем случае имеет два решения: $\varphi_3 = 0$ и $\beta = \alpha r_0$. Неясно, реализуется ли второе решение, но при $l = 0$ имеет место только первое. Поэтому в дальнейшем примем $\varphi_3 = 0$. Следует отметить, что из анализа (9) также следует $\varphi_3 = 0$ при $L = 0$, так как в противном случае при $r \to 0$ величина $r \cdot p_r$ не стремится к нулю и не может сравняться с $\hbar$.

Рекуррентная формула для коэффициентов a_j имеет вид

$$a_{j+1} = \frac{\mu + j + 1 - \dfrac{\alpha}{\sqrt{-\lambda}}\varphi_2 - \dfrac{\beta\varphi_1}{r_0\sqrt{-\lambda}}}{(\mu+j+1)(\mu+j+2) - \mu(\mu+1)}\, a_j. \tag{14}$$

Из условия ограниченности волновой функции следует, что стационарные состояния возможны только в случае, если ряд (12) конечен. Пусть номер последнего, неравного нулю члена в (12) равен n_r. Введем главное квантовое число

$$n = n_r + 1 + l \quad \text{и} \quad \bar{n} = n_r + 1 + \mu. \tag{15}$$

Тогда полная механическая энергия $E_{n,l}$, гравитационная энергия $U_{n,l}$ и внутренняя энергия $T_{n,l}$ будут равны:

$$\left.\begin{aligned} &E_{n,l} = -\frac{27}{250}\frac{G^2M^5}{\hbar^2\bar{n}^2}\tau^2, \qquad U_{n,l} = -\frac{27}{125}\frac{G^2M^5}{\hbar^2\bar{n}^2}\tau, \\ &T_{n,l} = \frac{27}{250}\frac{G^2M^5}{\hbar^2\bar{n}^2}\tau(2-\tau), \quad \tau = \varphi_2 + \frac{\beta\varphi_1}{\alpha r_0}, \quad \Delta = -\frac{E}{c^2}, \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

где Δ — гравитационный дефект массы.

При $\varphi_2 = 1$ выражения (16) согласуются с соответствующими выражениями для модели без давления после замены в них n на $\bar{n}$.

Рассмотрим более подробно состояния с $l = 0$. Как отмечалось выше, в этом случае $\varphi_3 = 0$, т. е. член с $\gamma = 2$ в уравнении состояния вещества (4) равен нулю. Нетрудно убедиться, что условие ограниченности волновой функции может быть выполнено только при условии, что в (4) присутствуют члены с $\gamma_i \leqslant 5/3$, то есть предельно жестким в рассматриваемой квантовой модели является уравнение состояния с $\gamma = 5/3$. При $\varphi_2 = 0$, то есть в случае полностью релятивистски вырожденного ферми-газа, стационарные состояния невозможны, так как ряд в (12) при $\varphi_2 = 1 - \varphi_1 = 0$ бесконечен и расходится при $\xi \to \infty$.

Отметим также, что r_0 есть радиус равновесной конфигурации в классической задаче и фактически является параметром уравнения состояния вещества в (3) или в (4). В качестве независимых параметров уравнения состояния можно также принять величины μ_0 и φ_2, которые, как следует из (13), удовлетворяют условию: $\mu_0 = 0$ при $\varphi_2 = 0$.

Выше было найдено решение уравнения Шредингера для уравнения состояния (4). Если уравнение состояния задано выражением (3), то его можно заменить уравнением (4), наложив на (4) условия: давление P и dP/dr при $r = \bar{r}_n$ должны быть равны соответствующим величинам, найденным по соотношению (3). Аналогичное представление уравнения состояния выражением (4) можно выполнить и для произвольной зависимости $P(r)$.

Для неоднородной конфигурации формула (5) точная в состоянии стационарного вращения и приближенно описывает его динамику вблизи этого состояния [11]. Если $K_0 = 0$, то при гомологических движениях неоднородного сфероида она точная. То же справедливо и для (6). Поэтому найденное решение будет описывать стационарные состояния, в которые может переходить неоднородное самогравитирующее тело, если положить

$$\alpha = |\overline{W}_n| \cdot \overline{I}_n \cdot \bar{r}_n^{-1}. \tag{17}$$

Отсюда следует, что α определяется распределением плотности внутри тела в стационарном состоянии. Ради краткости в дальнейшем тела в стационарном состоянии будем называть квантонами.

Средний радиус квантона в стационарном состоянии равен

$$\bar{r}_n = \frac{25}{6} \frac{\hbar^2 \bar{n}^2}{\eta_1 G_0 M^3}, \qquad \eta = \delta\tau. \tag{18}$$

Так как величины δ и τ неизвестны, оценить численное значение $\overline{r_n}$ не представляется возможным. Это также не позволяет корректно оценить роль эффектов поляризации вакуума.

4. *Распад квантонов.* Квантоны могут образовываться при гравитационном коллапсе самогравитирующих тел. Другая возможность их образования — реакции деления. Рассмотрим процесс деления квантонов более подробно. Определим состояние квантона с массой M набором квантовых чисел (n, l) и параметров (μ, φ_2). Пусть f означает совокупность квантовых чисел и параметров. Тогда реакцию деления символически можно записать в виде

$$q_0^{f_0} \to q_1^{f_1} + q_2^{f_2} + \dots + q_s^{f_s}, \tag{19}$$

что соответствует распаду квантона q_0 в состоянии f_0 на s квантонов q_i в состояниях f_i. В приложении выведены формулы, определяющие энергию распада (П4, П5) и соотношение масс продуктов реакции при распаде квантона на два (П11). Обобщая (П11) на случай произвольного числа частиц q_i, перепишем (П3) и (П11) в виде

$$\sum x_i = 1, \quad x_i = \frac{M_i}{M_0},$$

$$\sum_{i=1}^{s} \frac{x_i^5 \eta_i}{\tilde{n}_i^2}\left(1 - \frac{\tau_i}{2}\right) = \frac{\eta_0}{\tilde{n}_0}\left[1 - \frac{\tau_0}{2} - \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{s} x_i(1 - x_i)\right]. \tag{20}$$

Таким образом, массы продуктов реакции распада должны удовлетворять соотношениям (20), а их энергетические характеристики — выражениям (П4, П5). Эти соотношения можно использовать как критерий при поиске групп объектов, образовавшихся в процессе распада квантона. Величины η_i, τ_i в этих соотношениях в явном виде неизвестны. Поэтому имеет смысл рассмотреть некоторые частные случаи. Наиболее простым является случай $\eta_i = \text{const}$ при $\tau_i \ll 1$ и при $\tau_i = 1$.

При $\eta_i = \text{const}$ и $\tau \ll 1$ представим (П5, 20) в виде

$$E_p = \frac{27}{250}\,\frac{\eta_i G_0^2 M_0^5}{\hbar^2 c^2}\left(\sum_{i=1}^{s} \frac{x_i^5 \tau_i}{\tilde{n}_i^2} - \frac{\tau_0}{\tilde{n}_0^2}\right), \tag{21}$$

$$\sum \frac{x_i^5}{\tilde{n}_i^2} = \frac{1}{\tilde{n}_0^2}\left[1 - \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{s} x_i(1 - x_i)\right]. \tag{22}$$

Рассмотрим распад квантона q с $n = 1$ на две частицы. Пусть $x_2 = x$. Тогда $x_1 = 1 - x$ и, учитывая (13) и (15), перепишем (22) в виде

$$\frac{(1-x)^5}{(1+\mu_1)^2} + \frac{x^5}{n_2^2} = \frac{1}{(1+\mu)^2}[1 - x(1-x)]. \tag{23}$$

Если $x \ll 1$, можно считать, что происходит испускание квантоном q частицы q_2 в состоянии с n_2. При этом происходит уменьшение параметра μ, поскольку согласно (23) $\mu_1 < \mu$. При $\mu \neq 0$ квантон находится в возбужденном состоянии и он будет стремиться перейти на нижний уровень, так что $n \to 1$, $\mu \to 0$. Такие переходы возможны при испускании частиц. При $\mu = 0$ в соответствии с (13) $\varphi_2 = 0$. Но при $\varphi_2 = 0$, как отмечалось выше, стационарные состояния самогравитирующих тел — квантоны не реализуются. Допустим, что существует предельно малое значение μ, равное μ_p, при котором тело еще может существовать как квантон.

В процессе испускания одной или многих частиц величина μ может стать меньше μ_p. В этом случае существование тела в состоянии квантона прервется и оно должно перейти в какое-то иное состояние. Наиболее вероятными представляются две возможности: сжатие с переходом в сингулярное состояние и расширение с превращением в макротело. Действительно, при $\varphi_2 \to 0$ показатель адиабаты $\gamma \to 4/3$. При $\gamma = 4/3$ тело находится в неустойчивом равновесии и при небольшом возмущении оно начнет расширяться или сжиматься. Таким возмущением может послужить испускание частицы. Поскольку радиус квантона пропорционален M^{-3}, при испускании частицы его радиус увеличивается. Поэтому в процессе испускания частиц квантон расширяется, и в пределе при $\varphi_2 \to 0$ тело должно расширяться. Учитывая вышесказанное примем, что квантон в возбужденном состоянии с $n = 1$ после испускания одной или многих частиц превращается в макротело.

Состояния квантонов с $n > 1$, по-видимому, кратковременны, то есть вследствие распада они в конечном итоге превращаются в частицы с $n_i = 1$, и если квантоны существуют в природе, их, вероятно, можно обнаружить только в основном состоянии, когда $n_i = 1$. Массы продуктов распада должны удовлетворять соотношениям (20). Так, при распаде на две частицы в основном состоянии и при $\mu_i \ll 1$ отношение масс продуктов реакции будет равно 2.618 и 1.454 при $n = 2$ и $n = 3$ соответственно ($l = 0$). При $n \geqslant 4$ распад на две частицы невозможен, то есть продуктов реакции должно быть больше двух. Образовавшиеся при делении квантоны со временем в процессе испускания частиц, в соответствии с вышесказанным, должны превратиться в макротела, массы которых также должны удовлетворять соотношениям (20). В конечном итоге в процессе распада квантона образуется группа объектов.

Величина энергии распада квантона определяется выражением (21). Если считать величины τ_i не зависящими от масс квантонов, то E_p будет возрастать пропорционально M^5, что неприемлемо при интерпретации наблюдаемых систем космических объектов как систем, образовавшихся в процессе распада квантонов. Отсюда можно сделать вывод, что величина τ должна убывать с ростом массы квантона.

Аналогично можно рассмотреть случай $\eta_i = \mathrm{const}$, $\tau_i = 1$. Отметим, что здесь энергия распада, как следует из (П5), будет возрастать пропорционально M^5, и этот случай, по-видимому, не представляет интереса в космогоническом плане.

Обсудим возможность обнаружения групп объектов, образовавшихся в процессе распада. Здесь следует рассмотреть несколько наиболее характерных случаев:

1. Распад свободного квантона.

а) Энергия распада $E_p > 0$. Объекты разлетаются, и для выявления таких групп необходимы благоприятные условия.

б) $E_p < 0$. Объекты, образовавшиеся после распада, образуют гравитационно связанную систему. В зависимости от числа членов она будет наблюдаться как скопление объектов или кратная система. Полный момент вращения системы $\vec{L} = 0$.

2. Распад квантона в гравитационном поле массивного центрального тела. Пусть квантон q движется по кеплеровской орбите и его полная механическая энергия в поле центрального тела и момент вращения равны E и $\vec{L}$ соответственно, эксцентриситет орбиты равен e.

а) $E_p > 0$. После распада в конечном итоге образуются макротела с массами M_i, которые также будут обращаться по кеплеровским орбитам с определенными E_i, $\vec{L}_i$ (предполагается, что M_i существенно меньше массы центрального тела M_c, так что взаимными возмущениями можно пренебречь и энергии распада недостаточно, чтобы тела M_i покинули систему). Очевидно

$$L = \sum \vec{L}_i, \quad E = -\frac{G_0^2 M_c^2 M^3}{2L^2}(1 - e^2) \tag{24}$$

и E_p определится как работа по переводу тел M_i с орбиты, соответствующей $\vec{L}$, E, на орбиты с параметрами $\vec{L}_i$, $\vec{E}_i$. В случае компланарных орбит

$$E_p = \sum |E_i - x_i E\ . \qquad (25)$$

б) $E_p < 0$. При распаде на две частицы образуется двойная система $q_1 - q_2$ (ограничим рассмотрение этим случаем). В отличие от распада на две частицы в случае 1б возможно орбитальное движение одного объекта вокруг другого, так как это не противоречит закону сохранения полного момента вращения всей системы (центральное тело и тела q_1 и q_2).

5. *Заключение.* Рассмотренные случаи распада свободного квантона и квантона в гравитационном поле массивного центрального тела позволяют в общих чертах объяснить образование скоплений объектов и гравитационно связанных систем, наблюдаемых во Вселенной, на основе квантовых представлений. Первоначальные квантоны могли образоваться на начальных стадиях эволюции Вселенной. Нетрудно видеть, что наша теоретическая квантовая космогоническая модель находится в хорошем соответствии с концепцией В. А. Амбарцумяна [17], построенной путем анализа наблюдательных астрофизических данных. Используя приведенные в настоящей статье формулы как рабочие, можно строить квантовые космогонические модели конкретных систем объектов Вселенной. Сравнение таких теоретических моделей с наблюдательными данными позволит решить вопрос о существовании квантонов в природе.

Автор благодарит В. М. Пыжа за полезную дискуссию по работе.

Приложение

Ввиду очевидных трудностей рассчитать процесс превращения квантона $q_0^{f_0}$ в частицы $q_i^{f_i}$ не представляется возможным. Поэтому в соответствии с основными положениями кинематики элементарных частиц [14, 15] рассмотрим начальное и конечное состояния частиц в реакции (19). Наложим на начальное и конечное состояния условие сохранения 4-импульса, которое представим в виде законов сохранения энергии и импульса:

$$E_0 = \sum_{i=1}^{s} E_i + \sum_{i=2}^{s} \sum_{j=1}^{i-1} E_{ij}, \qquad (\text{П1})$$

$$\vec{p}_0 = \sum_{i=1}^{s} \vec{p}_i, \quad E_i^2 = p_i^2 c^2 + m_i^2 c^4, \qquad (\text{П1}')$$

где E_i — полная энергия частицы q_i, E_{ij} — энергия взаимодействия частиц q_i и q_j, p_i — импульс i-ой частицы. В дальнейшем ограничимся рассмотрением реакций, когда скорости частиц малы, $v_i \ll c$. Соотношения (П1, П1′) в этом случае в системе центра масс примут вид

$$m_0c^2 = c^2\sum_{i=1}^{s} m_i + \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{s} m_i v_i^2 - G_0\sum_{i=2}^{s}\sum_{j=1}^{i-1}\frac{m_i m_j}{r_{ij}}, \tag{П2}$$

$$\sum_{i=1}^{s} m_i \vec{v}_i = 0, \quad m_i = M_i - \Delta_i. \tag{П2′}$$

Здесь принято, что взаимодействие частиц q_i и q_g — гравитационное, r_{ij} — расстояние между i-ой и j-ой частицами, $i \neq j$. Если в процессе реакции происходят только механические процессы в гравитационном поле, имеет место равенство

$$M_0 = M_1 + M_2 + \ldots + M_s. \tag{П3}$$

Тогда из соотношений (П2, П2′) следует:

$$E_p = \left(\sum_{i=1}^{s}(\Delta_i - \Delta_0\right)c^2 = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{s} m_i v_i^2 - G_0\sum_{i=2}^{s}\sum_{j=1}^{i-1}\frac{m_i m_j}{r_{ij}}, \tag{П4}$$

где E_p — энергия, выделяющаяся при распаде частицы q_0^f. Учитывая (16), первое равенство перепишем в виде

$$E_p = \frac{27}{250}\,\frac{G_0^2}{h^2c^2}\left(\sum_{i=1}^{s}\frac{\delta_i^2\tau_i^2 M_i^5}{\tilde{n}_i^2} - \frac{\delta_0^2\tau_0^2 M_0^5}{\tilde{n}_0^2}\right). \tag{П5}$$

Поскольку величина δ неизвестна, в (П5) учтена возможная зависимость δ от массы и состояния f квантона, и в общем случае величину и знак E_p определяет вид зависимости величины $\delta\tau$ от f и M. При $E_p \geqslant 0$ частицы q_i могут разойтись на произвольно большие расстояния, при $E_p < 0$ они образуют гравитационно связанную систему.

Получим еще одно соотношение для масс частиц, участвующих в реакции. Полная механическая энергия квантона равна

$$E^f = \frac{27}{250}\,\frac{G^2M^5}{\tilde{n}^2h^2}\,\tau(2-\tau) - \frac{27}{125}\,\frac{G^2M^5}{\tilde{n}^2h^2}\,\tau. \tag{П6}$$

Здесь первый член справа — внутренняя энергия квантона T^f, второй — потенциальная энергия вещества квантона U^f в собственном гравитационном поле или энергия связи вещества в квантоне. Представим ее в виде

$$U^f = -GM^2\left(\widetilde{\frac{1}{r}}\right), \tag{П7}$$

где $\widetilde{r^{-1}}$ — среднее гармоническое расстояний между всеми возможными парами элементов массы квантона, которое определим, сравнивая (П7) и второй член справа в (П6),

$$\left(\widetilde{\frac{1}{r}}\right) = \frac{27}{125}\,\frac{GM^3\tau}{\hbar^2\tilde{n}^2}. \tag{П8}$$

Рассмотрим вначале реакцию деления квантона $q_0^{f_0}$ на два: $q_1^{f_1}$ и $q_2^{f_2}$. Примем, что выполняется условие малости энергии распада: $|E_p| \ll \ll T^{f_0}$. В процессе деления квантона $q_0^{f_0}$ его внутренняя энергия превращается во внутреннюю энергию частиц $T_1^{f_1}$, $T_2^{f_2}$ и частично затрачивается на преодоление энергии связи вещества q_1 и вещества q_2 в q_0. Поскольку до начала реакции вещество q_1 и вещество q_2 идеально перемешаны в q_0, среднее гармоническое расстояний между элементами массы q_0 будет равно $\widetilde{r^{-1}}$ из (П8) и энергия связи q_1 и q_2 определится так:

$$U_{12} = -\frac{27}{125}\,\frac{G_0^2 M^3 M_1 M_2}{\hbar^2 \tilde{n}_0^2}\,\delta_0^2\tau_0. \tag{П9}$$

Тогда для внутренней энергии частиц получим соотношение

$$T_0^{f_0} = T_1^{f_1} + T_2^{f_2} - U_{12}. \tag{П10}$$

Учитывая (П6), (П9), из (П10) получим

$$\frac{M_1^5\eta_1}{\tilde{n}_1^2}\left(1-\frac{\tau_1}{2}\right) + \frac{M_2^5\eta_2}{\tilde{n}_2^2}\left(1-\frac{\tau_2}{2}\right) = \frac{M_0^5\eta_0}{\tilde{n}_0^2}\left(1-\frac{\tau_0}{2}-\frac{M_1M_2}{M_0^2}\right), \tag{П11}$$

где $\eta_i = \delta_i^2\tau_i$. Следовательно, массы частиц, участвующих в реакции деления, должны удовлетворять двум соотношениям: (П2) и (П11).

Как показал Хокинг, черные дыры со временем испаряются. Скорость их испарения быстро убывает при возрастании массы ($\propto M^{-2}$) [16], так что по крайней мере при $M > 10^{15}$ г влияние этого эффекта, как возможного канала распада квантонов, не может играть существенной роли.

Харьковский государственный
университет

THE QUANTUM COSMOGONICAL MODEL

M. F. KHODYACHIKH

An expression for the total mechanical energy of the compressing uniform bell with due regard for pressures and rotations (the Maklauran spheroids) has been obtained. The exact solution of Schrodinger's equation describing stationary states of body-quanton has been found. The division reactions of quantons are considered. The quantons might turn into macrobodies in the process of disintegration. The obtained formulas allow us to realize the calculation of formation models of concrete systems of objects observed in the Universe.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
2. *М. А. Марков*, ЖЭТФ, 51, 878, 1966.
3. *К. П. Станюкович*, Гравитационное поле и элементарные частицы, Атомиздат, М., 1965.
4. *К. П. Станюкович*, ДАН СССР, 168, 781, 1966.
5. *В. Г. Лапчинский, В. А. Рубаков*, Проблемы теории гравитации элементарных частиц, вып. 10, 99, 1979.
6. *M. J. Gotay, J. A. Isenberg*, Phys. Rev. D, 22, 235, 1980.
7. *F. Lund*, Phys. Rev. D, 8, 3253, 1973.
8. *В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, А. А. Любушкин*, ЖЭТФ, 60, 451, 1971.
9. *Я. Б. Зельдович*, в кн. «Космология. Теория и наблюдения», Мир, М., 1978, стр. 417.
10. *Н. Бирелл, П. Девис*, Квантовые поля в искривленном пространстве-времени, Мир, М., 1984.
11. *Ж.-Л. Тассуль*, Теория вращающихся звезд, Мир, М., 1982.
12. *Ю. С. Владимиров*, Эйнштейновский сборник, 1972, Наука, М., 1974.
13. *А. Мессиа*, Квантовая механика, т. I, Наука, М., 1978.
14. *Е. Бюклинг, К. Каянти*, Кинематика элементарных частиц, М., 1975.
15. *А. М. Балдин, В. И. Гольданский, В. М. Максименко, И. Л. Розенталь*, Кинематика ядерных реакций, М., 1968.
16. *B. S. De Witt*, Phys. Rep., 19C, 295, 1975.
17. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.338.6+524.38

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ВОПРОСУ О ДВОЙСТВЕННОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

Среди вспыхивающих звезд окрестности Солнца около 85% являются двойными [1—2]. Долгое время считалось, что в звездной паре вспыхивает слабый компонент, однако дальнейшие одновременные спектральные и фотометрические наблюдения показали, что вспыхивать может как слабый, так и яркий компонент. Так, у вспыхивающей звезды YY Gem, по данным Моффетта и Боппа [3], в двойной системе вспыхивают обе звезды. Такая же картина наблюдалась в системах BD + 19° 5116, BD + + 43° 44, Gl 669 [4—7]. Вспышки яркого компонента наблюдались у звезды Gl 852 [8].

По нашим наблюдениям, у звезды ВЗП 18 также вспыхивают оба компонента.

Согласно Кункелю [9] в среднем двойственность продлевает фазу вспышечной активности звезд. Однако исследование вспышечной активности UV Cet близ периастра и в то время, когда разделение между компонентами было около трех раз больше, чем в периастре, не показало резкого изменения вспышечной активности звезды [1]. Эти результаты, однако, предварительные. К ним можно добавить также и результаты Родоно [2], который не обнаружил зависимости средней частоты вспышек от расстояния между компонентами визуально-двойных систем, хотя согласно его же наблюдениям в системе BD + 19° 5116, в близких по времени трех парах вспышек, каждый раз сперва вспышка происходила на А-компоненте, потом уже на В.

Все приведенные данные, а их перечень можно еще продолжить, показывают, что однозначно в настоящее время ответить на вопрос о роли двойственности во вспышечной активности вспыхивающих звезд невозможно. Необходимы новые наблюдательные данные, более подробные исследования вспыхивающих звезд на двойственность не только в окрестности Солнца, но, по мере возможности, в агрегатах различных возрастов.

В частности, представляет интерес вопрос определения процента широких визуально-двойных звезд среди вспыхивающих звезд Плеяд (ВЗП).

Наблюдательный материал был получен на 52″ телескопе системы Шмидта Таутенбургской обсерватории (масштаб 53″/мм). В табл. 1 приводятся данные об использованном фотографическом материале.

Таблица 1

№ пл.	Сорт пластинки	Фильтр	Эксп.	Дата
3148	Kodak 103a E	RG-2	30^m	23.XI.1970
3179	Orwo Zu-2	GG-13	5	25.XI.1970
3968	"	"	33	21.I. 1974
4017	"	"	35	16.II. 1974
4019	Kodak 103a-D	GG-11	20	16.II. 1974

Визуально-двойными считались звезды, расстояние между которыми не превышало 18″, что на расстоянии скопления Плеяды составляет около 2300 а. е. Основная работа производилась на пластинке № 4019, остальные использовались для контроля. Предел пластинки в визуальных лучах $\sim 19.^m5$. Следовательно, самые слабые компоненты имели блеск $\sim 19^m$. На этой пластинке ($3^\circ.5 \times 3^\circ.5$) были просмотрены 244 вспыхивающие звезды на двойственность. При выбранных критериях относительно расстояний компонентов, у 26 звезд (11%) оказались компоненты. Влияние проекции не учитывалось.

На этой же пластинке были выбраны случайные области внутри окружности радиусом 1° вокруг Альционы и вне этой окружности. В этих областях оказалось 1400 звезд. Из них у 44 звезд (3%) обнаружены компоненты. Таким образом, процент двойных среди вспыхивающих более чем в 3 раза выше, чем среди звезд в случайно выбранных площадках, куда несомненно попали и некоторые вспыхивающие звезды.

Если же учесть, что часть визуально-двойных звезд может быть результатом проектирования, то мы должны получить еще более высокое значение для отношения процента визуально-двойных среди вспыхивающих к проценту визуально-двойных среди звезд окружающего фона. Полученный результат вряд ли можно считать случайным.

Автор выражает глубокую благодарность д-ру Ф. Бёрнгену за получение наблюдательного материала.

On the Problem of Duplicity of Flare Stars. It has been shown that the percentage of visual binary stars among flare stars is more than 3 times higher than in randomly selected areas.

30 октября 1984

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Э. С. ПАРСАМЯН

1. *Д. С. Эванс*, Вспыхивающие звезды, ред. Л. В. Мирзоян, АН АрмССР, Ереван, 1977, стр. 40.
2. *M. Rodono*, Astron. Astrophys., 66, 175, 1978.
3. *T. J. Moffett, B. W. Bopp*, Ap. J., 168, L117, 1971.
4. *F. N. Owen, B. W. Bopp, T. J. Moffett, F. J. Lazor*, Astrophys. Lett., 10, 37, 1972.
5. *А. Н. Кулапова, Н. И. Шаховская*, Изв. Крымской обс., 49, 65, 1974.
6. *Н. И. Шаховская*, Изв. Крымской обс., 47, 111, 1973.
7. *N. I. Shakovskaya, W. Sofina*, IBVS, No. 730, 1972.
8. *W. E. Kunkel*, IBVS, No. 748, 1972.
9. *W. E. Kunkel*, Variable Stars and Stellar Evolution, eds. V. Sherwood and L. Plaut, Dordrecht, 1975, p. 15.

УДК: 524.3

ЦЕПОЧКА ТРЕХ H_α-ЗВЕЗД В ЛИСИЧКЕ

Внутри анонимного облака в Лисичке обнаружена цепочка, состоящая из трех H_α-звезд, две из которых (№ 1 и 2 на рис. 1) соединены туманной перемычкой и входят в список новых туманных объектов [1] под номером 12. В [1] приведены координаты центра перемычки ($\alpha_{1950} = 19^h24^m\!.5$, $\delta_{1950} = 23°53.'8$). Третья звезда расположена на 0.'2 южнее первой. Вероятно, они составляют физическую систему эмиссионных звезд, т. к. эффект проекции маловероятен вследствие того, что они наблюдаются на фоне одного и того же темного облака. Отметим также, что конфигурация звезд удовлетворяет определению Амбарцумяна [2] систем типа Трапеции. Если наблюдения первых двух звезд были продиктованы существованием диффузной перемычки между ними, то третьей — образованием системы типа Трапеции с двумя первыми, что сильно повышало вероятность проявления нестационарности и у нее.

В данной области еще ранее была обнаружена еще одна H_α-звезда LH_α 483—41 (HRC—293n) с $m_{pg} = 13^m\!.0$ [3], которая расположена на 3′ южнее цепочки обнаруженных нами звезд.

Спектральные наблюдения были проведены на 6-м теелскопе САО АН СССР со спектрографом UAGS с ЭОП УМК-91В с дисперсией 100 A/мм 24. 6. 1984 г.

Кроме того, используя метод оценки звездных величин звездообразных объектов по измерениям их диаметров [4] на синих картах ПА и пластинке 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории (любезно полученной для нас Г. А. Абрамяном 2. 9. 1984 г.), определены фотографические величины этих звезд. Точность определения составляет $\sim 0^m.5$.

В табл. 1 приведены результаты измерений звездных величин и эквивалентных ширин эмиссионных линий H_α, обнаруженных в спектрах указанных звезд.

Таблица 1

№ зв.	m_{pg}	W_{H_α} ( )
1	17.5	2.3
2	18.0	37.5
3	18.8	3.3

Из таблицы видно, что необычно сильная эмиссия наблюдается у второй звезды.

Таким образом, обнаружение группы молодых нестационарных H_α-звезд в небольшой области, наряду с ранее известной звездой L H_α 483—41, является стимулирующим фактором для дальнейших поисков H_α-звезд в данной области.

The Chain of Three H_α-Stars in Vulpecula. Three new H_α-stars were discovered inside of a dark nebula in Vulpecula. These stars form a Trapezium type system.

6 декабря 1984

В. М. ПЕТРОСЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Петросян*, Астрофизика, 22, 423, 1985.
2. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
3. *G. H. Herbig, N. K. Rao*, Ap. J., 174, 401. 1972.
4. *P. G. Hayman, C. Hazard*, M. N. RAS, 189, 853, 1979.

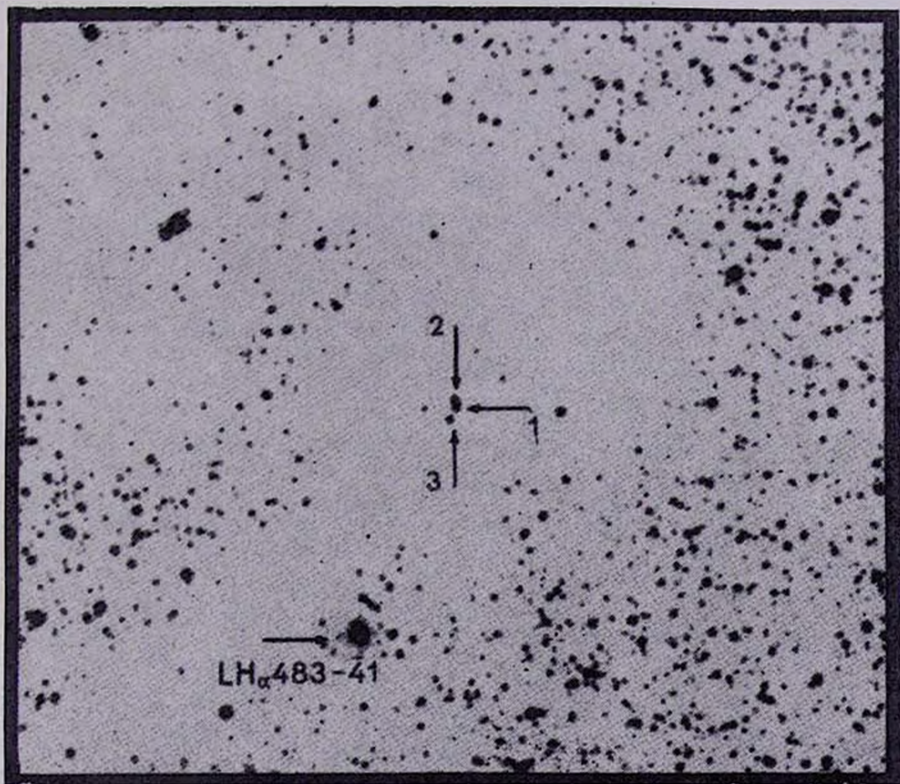

Рис. 1. Карта отождествления объектов.

К ст. В. М. Петросян

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 22, 1985 ГОД

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 22, 1985 ГОД

Выпуск 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Выпуск 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

INDEX OF AUTHORS

CONTENTS

Number 1

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Сдано в набор 5.04. 1985. Подписано к печати 28. 06. 1985. ВФ 06767.
Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 14,0+5 вкладышей.
Усл. печ. лист. 19,6. Учет.-изд. 13,9. Тираж 900. Заказ 327. Издат. 6407.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт., 14 к., т. 52-70-03.
Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

C O N T E N T S

NOTES

ЦЕНА 1 Р. 80 К. ИНДЕКС 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)