

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I. ГАЛАКТИКИ № 7 И 8	<i>Ф. Бёртисен, А. Т. Каллоляян</i>	159
ОБЪЕКТ МАРКАРЯНА 94 И ЕГО СВЯЗЬ С ГАЛАКТИКОЙ III Zw 0834	<i>Г. Арп, Э. Е. Хачикян</i>	173
УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ СПЕКТРОГРАММЫ ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫЕ НА „ОРНОНЕ-2“	<i>Г. А. Гуррадян, А. А. Кашиш, М. Н. Крмоян, Дж. Б. Оганесян</i>	177
МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ОДНОРОДНОМ ШАРЕ	<i>В. В. Соболев</i>	185
АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ	<i>В. В. Иванов</i>	193
ГЛУБИННЫЙ РЕЖИМ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ	<i>Х. Домже</i>	205
О СВЯЗИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДАХ	<i>И. А. Кацев, Э. П. Зете</i>	219
О ДИФФУЗНОМ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДОЙ	<i>А. С. Аниконов</i>	227
ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ	<i>В. П. Гринин</i>	239
ВНУТРЕННЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ	<i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Я. Мюкет</i>	257
КОНВЕКТИВНО-ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА И ПРОИСХОЖДЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ НІ	<i>А. А. Сучков, Ю. А. Щекинов</i>	265
ПОЧЕМУ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЗВЕЗДЫ ИЗБЕГАЮТ ДВОЙСТВЕННОСТИ?	<i>О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова</i>	273
О СУЩНОСТИ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ	<i>А. Я. Киппер</i>	283
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ТЕСНАЯ СИСТЕМА ГОЛУБЫХ ГАЛАКТИК	<i>А. Т. Каллоляян, Ф. Бёртисен</i>	295
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 5360	<i>Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян, В. Сарджент</i>	297
О СПЕКТРЕ ГОЛУБОГО ОБЪЕКТА НЕДАЛЕКО ОТ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 520	<i>Г. Арп, В. Сарджент, Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян</i>	298
АКТИВНОСТЬ В АТМОСФЕРЕ V 380 ORI	<i>И. Р. Салманов</i>	300

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն Կ ո լ լ Ե գ ի ա

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

Редакционная коллегия

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

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

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

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

«ԱՍՏՂԱՆԻՉԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆեռատիկ հողվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից քննարկումների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանողագիրը 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանողագրվել կառելի է «Սայուգպիչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասանմանում «Մեծղունարողեյա կեհիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I. ГАЛАКТИКИ № 7 и 8

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 2 марта 1974

Приводятся результаты UBVR поверхностной фотометрии галактик с ультрафиолетовым континуумом Маркаряна 7 и 8. Определены интегральные звездные величины и показатели цвета $U - B$, $B - V$, $V - R$ для галактик и входящих в них ярких сгущений. Эти сгущения, по-видимому, являются яркими сверхассоциациями. По своим фотометрическим параметрам, как и по морфологической структуре, исследуемые галактики сходны между собой. Сбе они, скорее всего, являются неправильными галактиками I типа.

1. *Введение.* В последние пять лет галактики Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом [1]* исследовались весьма интенсивно. Благодаря работам Д. Видмана и Э. Е. Хачикяна [2], М. А. Аракеляна, Э. А. Дибая, В. Ф. Есипова и Б. Е. Маркаряна [3*, 4], В. Сарджента [5], М. Ульрих [6] и других уже известны красные смещения около 400 галактик из 604 обнаруженных [1]. В результате этих работ было выяснено, что не менее 85% галактик с ультрафиолетовым континуумом обладают эмиссионными линиями, а около 10% проявляют признаки сейфертовских галактик. Другим важным результатом является широкий диапазон абсолютных величин галактик от -14^m до -22^m . Это указывает на то, что активные процессы, прямо или косвенно связанные с ядром, могут происходить как у абсолютно ярких, так и у абсолютно слабых галактик.

Морфологическое исследование около 40 галактик Маркаряна проводилось А. Т. Каллогляном [7]. Хотя для большинства галактик масштаб снимков недостаточно велик ($51''$ на мм), однако нет сомнения в том, что почти все галактики обладают хорошо выраженными структур-

* См. также предыдущие работы этой серии.

ными пекулярностями. Это касается тех случаев, когда галактики имеют достаточно большие угловые размеры. По имеющимся данным среди галактик Маркарьяна много компактных или звездоподобных объектов, которые также могут быть отнесены к числу пекулярных.

Галактики Маркарьяна наблюдались также в радиодиапазоне на различных длинах волн. Ни одна из 60 галактик, исследованных М. Лонгейером, В. Г. Малумяном и В. Сарджентом, на волне 75 см не показала радиоизлучения [8]. По наблюдениям Г. М. Товмасына на волне 9.5 мм, из 29 галактик только Маркарян 42 (типа Сейферта), по-видимому, обладает эмиссией [9]. Таким образом, как правило, галактики Маркарьяна не испускают интенсивного радиоизлучения. Л. Ботинелли и др. наблюдали 11 галактик Маркарьяна в линии 21 см [10]. Результаты этих наблюдений показывают, что значения массы нейтрального водорода от одной галактики к другой меняются в очень больших пределах.

Полученные до сих пор данные относительно галактик с ультрафиолетовым континуумом в основном касаются ядер этих галактик или же галактик в целом. Очень важным является вопрос о роли ядер как в формировании внешних структурных деталей, так и в образовании характерных физических условий во внешних частях галактик. На эту весьма важную проблему обратил внимание В. А. Амбарцумян [11]. Для подхода к решению этого вопроса необходимо детальное исследование внешних областей галактик и сопоставление полученных данных с особенностями соответствующих ядер. В этом направлении наряду со спектральными исследованиями следует вести работы еще двух видов: морфологические и фотометрические. Настоящим сообщением мы начинаем публикацию результатов четырехцветной поверхностной фотометрии галактик Маркарьяна. Для дальнейшего сравнения одновременно планируется тем же методом вести колориметрию нормальных галактик, полученных на тех же пластинках.

2. *Некоторые данные о галактиках Маркарян 7 и 8.* Согласно Б. Е. Маркаряну [12], галактика № 7, по-видимому, является иррегулярной галактикой, а № 8 — представляет две как бы слившиеся тесно двойные галактики или же гнездо голубых объектов. О двойственном характере этого объекта ранее высказал предположение Б. А. Воронцов-Вельяминов [13]. Согласно Ф. Цвикки [14], Маркарян 8 является голубым квартетом, находящимся в послезеруптивном состоянии. По определению А. Т. Каллогляна [7] обе галактики — Маркарян 7 и 8 — являются иррегулярными I типа. По характеру спектра галактики принадлежат к диффузному типу d [12]. Лучевая скорость Маркарян 8 равняется 3420 км/сек [7], а Маркарян 7 равна 3178 км/сек [5]. По радионаблюдениям, согласно [10], для характеристической массы Маркарян 7 получено значение

$4.0 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Исходя из внешнего сходства и пространственной близости Маркарян 7 и 8 Ж. Айдманн и А. Т. Каллоглян [15] считали их парой галактик. При этом предположении для устойчивости системы необходима минимальная суммарная масса, равная $3.2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, т. е. пара Маркарян 7 и 8 должна иметь положительную энергию.

Э. Е. Хачикян [16] исследовал поле скоростей в Маркарян 8. Из анализа этих данных он нашел некоторые доводы в пользу двойственности объекта.

3. Методика наблюдений и измерений. Наблюдательный материал получен в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории. Снимки в цветах U и B получены на пластинках ZU-2 через светофильтры UG-2 и GG-13, соответственно. В качестве стандартов в этих цветах сняты внефокальные изображения звезд в области рассеянного скопления NGC 188, звездные величины которых в системе UBV приведены в [17]. Снимки в цвете V сняты на пластинках Истмэн Кодак 103а-D через светофильтр GG-11. Здесь стандартной областью послужило скопление звезд в Яслях, V-величины которых взяты из [18]. Наконец, в красном цвете R снимки получены на пластинках Истмэн Кодак 103а-E через светофильтр RG-1. В этом цвете стандартами явились звезды Северного полярного ряда, R-величины которых взяты из [19].

Связь таутенбургской цветовой системы со стандартной UBV системой дается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}
 U &= U_T + 0.007(U - B) + 0.013 \\
 &\quad \pm 0.027 \quad \pm 0.026 \\
 B &= B_T - 0.091(B - V) - 0.004 \\
 &\quad \pm 0.027 \quad \pm 0.030 \\
 V &= V_T - 0.02(B - V) + 0.02 \\
 &\quad \pm 0.03 \quad \pm 0.02
 \end{aligned}$$

Величины с индексом „Т“ относятся к таутенбургской системе, в которой здесь и в дальнейшем приводятся звездные величины и цвета.

Для системы R $\lambda_{\text{eff}} = 6300 \text{ \AA}$, что очень близко к значению эффективной длины волны R системы Бекера.

Измерение изображений галактик производилось на объективном фотометре методом сплошной фотометрии. Используемая диафрагма вырезает на снимках квадрат со стороной около 5". При этом измеренные площадки примыкали друг к другу по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Кроме того, отдельно измерялись также яркие

сгущения в обеих галактиках. Для каждой галактики в цвете U измерялись по две, для остальных цветов по 3 или 4 пластинки. Средне-квадратическое отклонение одного измерения в среднем порядка $\pm 0^m 06$.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ V/\square'' И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U—B, B—V, V—R В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 7

x	83.8	78.7	73.6	68.5	63.4	58.3	53.2	48.1	43.0	37.9	32.8
8.2					24.7	24.19 -0.4 -0.7	24.4 — -0.7	24.02 — +0.88	24.09 — -0.4	24.06	24.9
13.3					24.8	23.93 -1.1 +0.90	23.05 -0.47 -0.46	23.29 -0.53 -0.61	23.27 -0.4 -0.5	23.89 — +0.50	24.4 — -0.37
18.4				24.8	22.86 -0.24 -0.31 -0.25	21.72 -0.25 -0.09 -0.04	21.55 -0.30 -0.24 -0.09	21.71 -0.18 -0.14 -0.16	22.34 -0.22 -0.27 -0.13	23.25 -0.30 +0.48 +0.15	24.06
23.5			24.29 — +0.59 —	23.07 -0.34 +0.35 +0.01	22.03 -0.18 +0.07 +0.11	21.15 -0.26 +0.23 +0.15	20.96 -0.23 +0.26 -0.17	20.80 -0.37 -0.23 -0.13	21.61 -0.57 +0.24 +0.12	22.92 -0.52 +0.46 +0.19	24.4 — +0.8 —
28.6	24.6	25.0	23.33 -0.37 +0.46 -0.17	22.31 -0.34 +0.25 +0.15	21.36 -0.25 +0.22 +0.15	20.79 -0.42 +0.31 +0.26	21.01 -0.41 -0.30 +0.21	21.44 -0.53 +0.32 -0.12	22.31 -0.41 +0.17 -0.26	23.22 -0.40 -0.37 -0.12	24.3 — +0.8 —
33.7		24.4 — +0.9 —	23.13 -0.48 +0.55 +0.27	22.44 -0.28 +0.49 -0.05	22.33 -0.51 +0.33 +0.17	22.40 -0.45 +0.35 +0.27	22.67 -0.12 -0.27 +0.2	23.51 -0.9 -0.93 -0.1	23.87 -0.7 -0.5 —		
38.8		25.0	23.62 -0.47 +0.61 +0.03	23.45 -0.40 +0.80 -0.08	24.02 -0.54 +1.08 +0.21	23.76 -0.3 — —	24.8				

В табл. 1 и 2 приведены карты распределения поверхностных яркостей с кв. секунды дуги в системе B, показатели цвета U—B, B—V и V—R. Эти величины на картах приведены в указанном здесь порядке сверху вниз для отдельных площадок. Слева и сверху даются прямоугольные координаты центров площадок в секундах дуги относительно звезд, отмеченных на фотографиях галактик цифрой 1 (рис. 1).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ V/\square'' И ПОКАЗАТЕЛЕЙ
ЦВЕТА U-V, V-V, V-R В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 8

Таблица 2

x	5.1	10.2	15.3	20.4	25.5	30.6	35.7	40.8	45.9	51.0	56.1	61.2	66.3	71.4
63.2					24.6	—	23.9	24.3	24.7	—	24.6			
58.1					24.5	24.0	23.5	23.8	24.6					
53.0						23.54	23.48	23.53	23.8	24.4	24.7			
						-0.36	+0.12	-0.58						
						+0.88	+1.07	+1.02						
						-0.34	-0.20	-0.35						
47.9				24.8	23.72	23.04	22.80	21.96	22.02	22.82	24.3	24.4		
						-0.03	-0.28	+0.03	-0.03	-0.19				
						+0.53	+0.73	+0.42	+0.44	+0.26				
						+0.01	-0.10	0.00	+0.04	+0.15				
42.8				24.5	23.94	22.68	22.18	21.03	21.00	21.17	22.79	24.0	24.7	24.9
					-0.81	-0.13	-0.37	-0.58	-0.21	-0.17	-0.15			
					+1.04	+0.42	+0.43	+0.20	+0.29	+0.48	+0.33			
					-0.07	-0.05	-0.06	+0.24	+0.41	+0.11	+0.11			
37.7		24.8	24.4	24.10	23.70	22.39	21.48	21.54	21.67	21.34	22.14	23.06	24.4	24.6
				-1.00	-0.66	-0.37	-0.42	-0.32	-0.21	-0.30	-0.30	-0.43		
				+0.90	+0.96	+0.52	+0.30	+0.30	+0.39	+0.38	+0.46	+0.79		
				+0.31	-0.21	-0.08	+0.07	+0.18	+0.01	+0.31	+0.19	-0.08		
32.6	24.4	24.6	24.1	23.6	22.88	21.71	20.64	20.85	20.91	21.29	22.09	22.80	23.50	24.3
					-0.44	-0.71	-0.80	-0.46	-0.27	-0.15	+0.04	-0.14	+0.20	
					+0.51	+0.44	+0.22	+0.24	+0.29	+0.38	+0.60	+0.70	+0.58	
					+0.03	-0.06	+0.32	+0.26	+0.29	+0.24	-0.13	+0.07	+0.07	
27.5			24.5	23.6	23.56	22.41	22.08	22.41	22.73	22.82	22.84	23.02	23.80	24.6
					-0.83	-0.66	-0.39	-0.04	-0.10	-0.13	-0.13	-0.10	-0.40	
					+0.70	+0.19	+0.02	+0.36	+0.07	+0.57	+0.77	+0.56	+1.08	
					-0.04	+0.25	+0.27	-0.06	+0.36	+0.24	-0.23	-0.12	-0.13	
22.4		24.7	—	24.5	24.5	24.2	24.2	24.1	24.2	24.4	24.2	23.7	24.3	
17.3				24.6	24.8	24.6	24.5	24.7	24.6	—	—	24.6	—	24.8

Позиционные углы направления измерений по х-координате равны 180° и 20° для Маркарян 7 и 8, соответственно.

4. Результаты.

а) *Интегральные звездные величины и показатели цвета.* На основании данных, приведенных на картах распределения, вычислены интегральные звездные величины и показатели цвета галактик. Полученные данные приведены в табл. 3. По данным таблицы Маркарян 7 и 8 имеют одинаковые U—B и V—R цвета, однако Маркарян 8 имеет несколько более красный B—V цвет.

Таблица 3

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА ГАЛАКТИК

	B	U—B	B—V	V—R	Размеры	
Маркарян 7	14. ^m 68	-0. ^m 35	+0. ^m 29	+0. ^m 15	0.7	0.5
	14.59	—	—	—	0.9	0.6
Маркарян 8	14.43	-0.37	+0.43	+0.13	0.8	0.5
	14.28	—	—	—	1.1	0.8

Абсолютные звездные величины, исправленные за галактическое поглощение и вычисленные при постоянной Хаббла 75 км/сек на Mpc , для Маркарян 7 и 8 соответственно равны -19^m0 и -19^m5 . По интегральным показателям цвета U—B и B—V исследуемые галактики являются типичными галактиками типа Irl. По абсолютным величинам они входят в число ярчайших объектов этого типа.

б) *Светимости и цвета сгущений.* В каждой из галактик измерены интегральные яркости и цвета трех ярких сгущений. В табл. 4 приведены светимости сгущений, исправленные за галактическое поглощение, и измеренные показатели цвета. Прямоугольные координаты x и y сгущений даны относительно тех же звезд 1 (Рис. 1).

Из данных табл. 4 видно, что все сгущения имеют очень высокие светимости. При этом дисперсия в значениях светимостей разных сгущений очень мала. Среднее значение абсолютных величин равно -16^m4 со среднеквадратическим отклонением $\pm 0^m1$. Поскольку все сгущения были измерены одной и той же диафрагмой, то полученный результат говорит о том, что в обеих галактиках поверхностная яркость достигает в рассматриваемых сгущениях некоторого максимума (расстояния

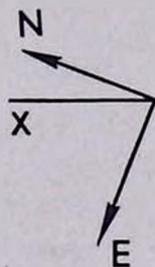
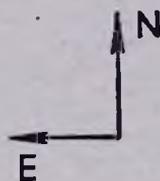
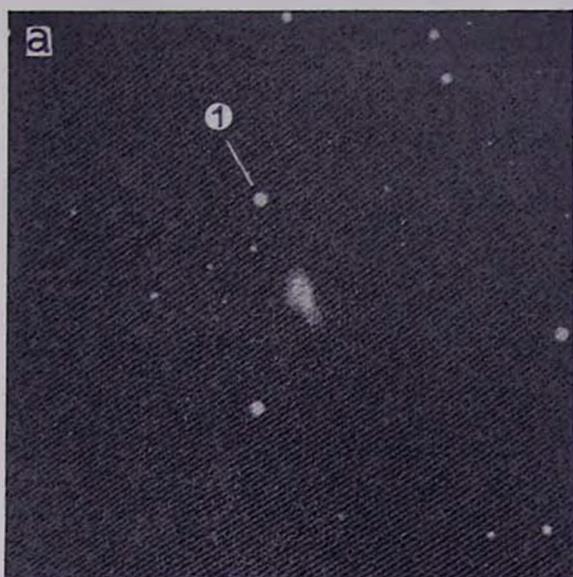


Рис. 1. а) Маркаря 7. Направление измерений по x параллельно направлению $E-W$. б) Маркаря 8. Направление измерений по x параллельно направлению x на рисунке. Масштаб репродукций около 4.3 на mm . Снимки сделаны в лучах V .

К ст. Ф. Бёргена, А. Т. Каллогаяна

галактик почти одинаковы). Его значение в среднем равно $20^{\text{m}}8$ с кв. секунды дуги.

Таблица 4

АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА СГУЩЕНИЙ

№	X	Y	M _v	U—B	B—V	V—R
Маркарян 7						
1	58.0	27.7	-16. ^m 4	-0. ^m 42	+0. ^m 26	+0. ^m 30
2	51.8	27.7	-16.2	-0.46	+0.26	+0.18
3	47.2	23.6	-16.3	-0.49	+0.21	+0.19
Маркарян 8						
1	35.4	32.3	-16.6	-0.84	+0.20	+0.31
2	42.0	42.1	-16.4	-0.46	+0.07	+0.37
3	50.0	41.0	-16.4	-0.38	+0.33	+0.47

Сравнение со сверхассоциациями, исследованными Р. К. Шахбазян [20], показывает, что сгущения в Маркарян 7 и 8 по своей светимости превосходят среднюю светимость сверхассоциации на 1^{m} . Лишь в немногих галактиках сверхассоциации имеют сравнимые абсолютные величины. Следует еще добавить, что использованная нами диафрагма фотометра по площади почти в четыре раза меньше диафрагм, использованных в [20]. Следовательно сгущения в Маркарян 7 и 8 являются в среднем значительно более яркими, чем найденные в поздних спиральных сверхассоциации. Спределеяные различия показывает также сравнение показателей цвета. В случае сверхассоциаций, измеренных в [20], только одна обладает показателем цвета U—B, равным $-0^{\text{m}}5$, в остальных случаях цвет U—B голубее. В случае же Маркарян 7 и 8 U—B показатели цвета сгущений, кроме одного (№ 1 в Маркарян 8), больше $-0^{\text{m}}5$. Далее все сгущения имеют положительные B—V, а у большинства сверхассоциаций он отрицателен. Ярчайшее сгущение № 1 в Маркарян 8 как по светимости, так и по показателям цвета идентично сверхассоциации, найденной в NGC 7448 [20].

в) *Двухцветные диаграммы.* На рис. 2—5 приведены диаграммы (U—B, B—V) и (B—V, V—R). Каждая точка представляет одну из измеренных площадок в галактиках. Жирной прямой отмечена записимость для абсолютно черного тела. При этом показатели цвета V—R абсолютно черного тела вычислены стандартным методом, с использованием красной величины звезды ϵ^2 Ceti по данным В. Тифта [21]. Следует отметить, что спектральная чувствительность аппаратуры в красных лучах по Тифту значительно отличается от таковой в системе Таутен-

бурга. Вследствие этого линии абсолютно черного тела на диаграммах ($B - V$, $V - R$) должны быть смещены вправо, однако из-за отсутствия красных величин звезд, измеренных в обеих системах, величину этого смещения вычислить нам не удалось. Поэтому в настоящей статье положение этой линии мы приводим условно, согласно указанному вычислению.

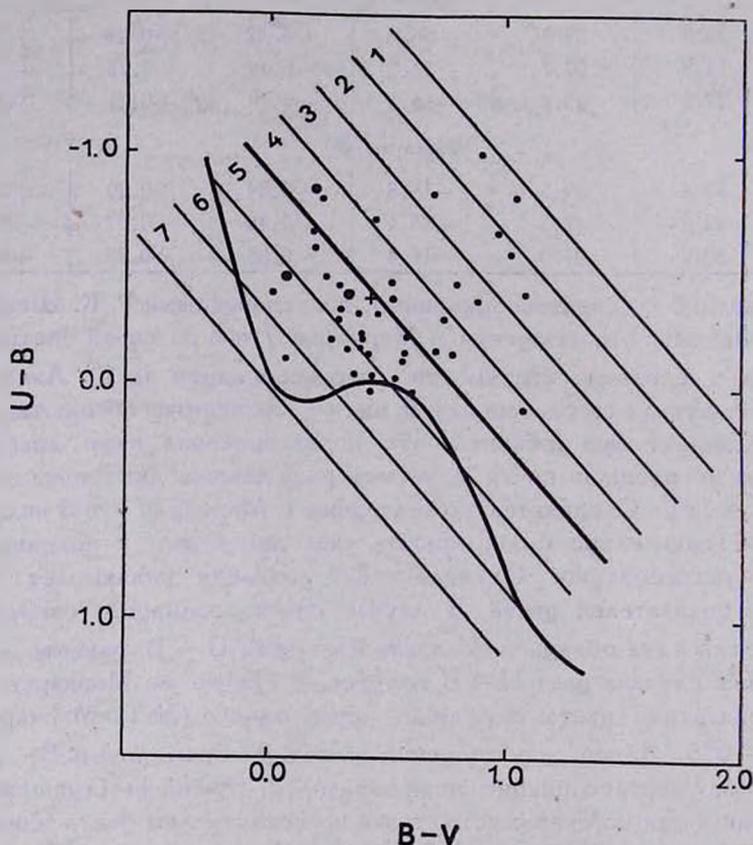


Рис. 2. Двухцветная диаграмма ($U - B$, $B - V$) для галактики Маркарян 7. Жирная прямая показывает зависимость для абсолютно черного тела, а тонкими линиями показаны параллельные этой линии полосы. Цифры означают номера полос, точки — отдельные площадки в галактике, заполненные кружки — сгущения, крестик — галактика в целом.

На диаграммах рис. 2—5 заполненные кружки представляют сгущения в галактиках, а крестик — интегральный цвет галактик. Как мы видим, имеется большая дисперсия в распределении площадок на двухцветных диаграммах ($U - B$, $B - V$). При этом часть точек распола-

гается выше линии абсолютно черного тела. Из сгущений только № 1 в галактике Маркарян 8 находится выше этой линии, остальные сгущения в обеих галактиках располагаются ниже. Другой особенностью диаграммы ($U - B$, $B - V$) является расположение точек вправо от верхней части кривой, соответствующей звездам главной последовательности. Для сравнения укажем, что по данным А.И. Шаповаловой [22] подобное распределение на диаграмме ($U - B$, $B - V$) показывает галактика NGC 4449 типа Ir 1.

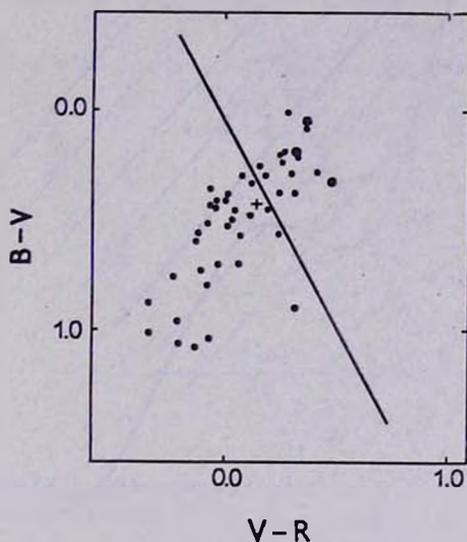


Рис. 3. Двухцветная диаграмма ($B - V$, $V - R$) для галактики Маркарян 7. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Как видно из рис. 5, имеет место тесная корреляция между показателями цвета $B - V$ и $V - R$ для галактики Маркарян 8; при уменьшении $B - V$ показатель цвета $V - R$ увеличивается. В случае Маркарян 7 между теми же цветами нет никакой зависимости.

На диаграммах ($U - B$, $B - V$) было исследовано распределение интенсивностей измеренных площадок относительно линии абсолютно черного тела. С этой целью мы провели параллельные этой линии полосы шириной в 0.2^m и вычислили интегральные интенсивности площадок, попадающих в каждую полосу, в долях интегральной яркости галактик. Полученные данные приведены в табл. 5. Нумерование полос начинается сверху, как это показано на рис. 2 и 4. При этом полоса 4 примыкает к этой линии сверху, а полоса 5 — снизу. Как видно, около 30% интегральной яркости (сумма яркостей первых четырех

полос) галактики Маркарян 8 находится выше линии абсолютно черного тела.

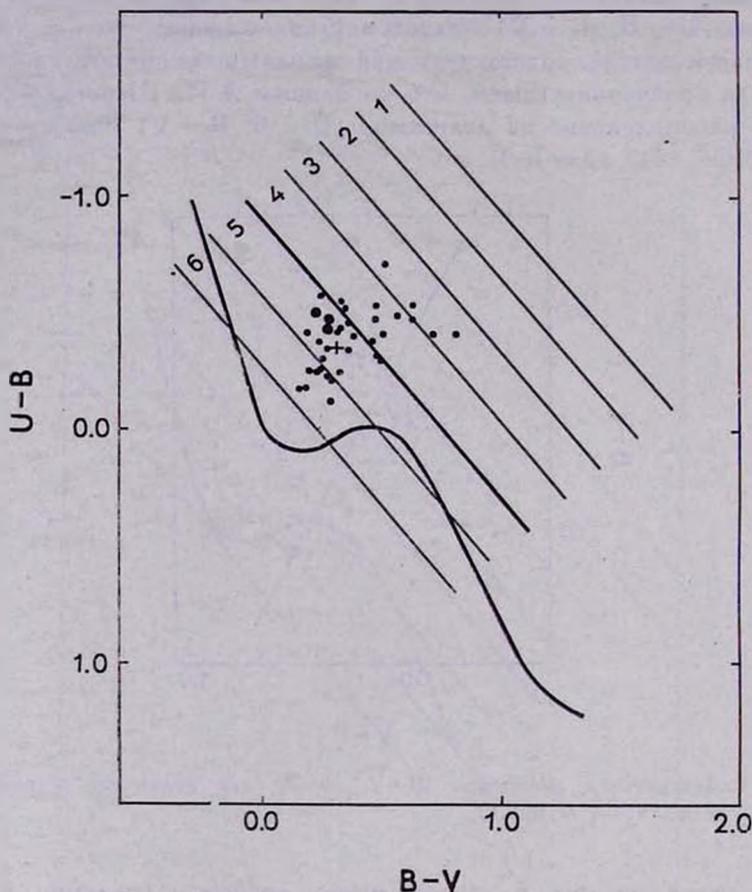


Рис. 4. Двухцветная диаграмма ($U-B$, $B-V$) для галактики Маркарян 8. Обозначения те же, что и на рис. 2.

В случае Маркарян 7 на указанную область приходится лишь 13% интегральной яркости. Значительные различия между двумя галактиками наблюдаются также в полосе 6, находящейся близко от кривой главной последовательности. В обеих галактиках почти половина интегральной интенсивности приходится на полосу 5, примыкающую к линии абсолютно черного тела снизу. Заметим, что, согласно Б. Е. Маркаряну [12], галактика № 8 имеет сильный ультрафиолетовый континуум, а № 7 — промежуточный. По-видимому, это находится в полном согласии с тем, что доля яркости выше линии абсолютно черного тела в случае Маркарян

8 существенно больше, чем в случае Маркаряна 7. Как это очевидно, при дальнейшем сопоставлении аналогичных диаграмм, построенных для разных галактик, следует учитывать также пределы изменения показателей цвета в них. В случае Маркаряна 7 и 8 эти пределы практически одинаковы: $-1^m0 < U - B < 0$ и $0 < B - V < +1^m1$.

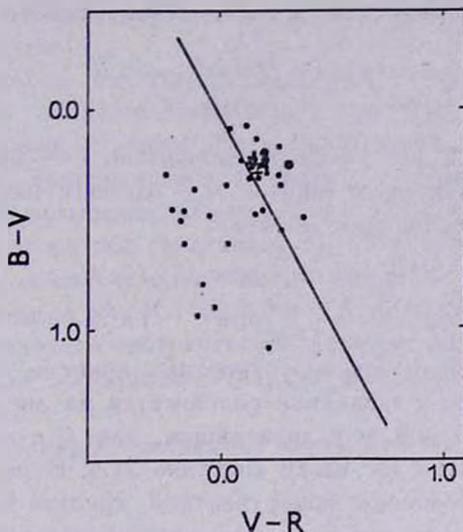


Рис. 5. Двухцветная диаграмма (B-V, V-R) для галактики Маркаряна 8. Обозначения те же, что и на рис. 2.

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

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

г) *Средневзвешенные поверхностные яркости.* Как известно, средняя поверхностная яркость галактики, вычисленная простым делением интегральной яркости на площадь измеренной области, является грубым параметром, сильно зависящим от предельной поверхностной яркости, зарегистрированной на снимках. Поэтому часто сравнение значений средних поверхностных яркостей различных галактик, определенных при различных условиях, становится малозначимым. Кроме того,

средняя поверхностная яркость не лучшим образом характеризует вклад областей с различными яркостями. Поэтому более целесообразно определение средневзвешенных значений поверхностной яркости галактик. Данные детальной фотометрии позволяют вычислить эту величину. К решению этого вопроса можно подойти по-разному. Одним из способов является предложенный В. А. Амбарцумяном [23] метод определения средневзвешенной поверхностной яркости как

$$i = \frac{\int f(i) i ds}{\int f(i) ds},$$

где $f(i)$ — некоторый вес, заранее принятый, i — поверхностная яркость в разных точках галактики, а ds — элемент площади. Значения $f(i)$ определялись следующим образом:

$$\begin{aligned} f(i) &= i_0 & \text{при} & \quad i \geq i_0 \\ f(i) &= i & \text{при} & \quad i < i_0 \end{aligned}$$

Здесь i_0 некоторая условная поверхностная яркость, введением которой интервал яркости в галактике разбивается на две части. В случае галактик Маркарян 7 и 8, и в дальнейшем, для i_0 в звездных величинах с кв. секунды дуги мы взяли значение 21.5. В результате вычислений для средневзвешенной поверхностной яркости i_0 , выраженной в звездных величинах с кв. секунды дуги, в цветовой системе В получены следующие значения:

	Маркарян 7	Маркарян 8
i_0	21 ^m 63	21 ^m 65
V/\square''	22.48	22.85

Для сравнения в таблице приведены также значения V/\square'' , вычисленные обычным способом деления интегральной яркости на площадь поверхности. Как мы видим, значения средневзвешенных поверхностных яркостей обеих галактик практически совпадают. Между тем по V/\square'' галактика Маркарян 8 значительно слабее Маркарян 7. Отметим, что последнее противоречит тому впечатлению, что создается при просмотре снимков галактик.

5) *Заключение.* Настоящее исследование показывает, что Маркарян 7 и 8 схожи между собой как по морфологической структуре, так и по интегральным цветам, абсолютным величинам, средневзвешенной поверхностной яркости и абсолютным яркостям и

цветам входящих в них сгущений. По своим фотометрическим параметрам сгущения, по-видимому, представляют собой сверхассоциации, хотя имеются некоторые отличия от них. Все это показывает, что Маркарян 7 и 8 являются объектами одинаковой природы. Исходя из значений интегральных показателей цвета, типичных для неправильных галактик I типа, можно предположить, что ультрафиолетовый избыток этих галактик обуславливается скорее всего большим количеством голубых сверхгигантов.

Радионаблюдения Ботинелли и др. [10] выявили большое количество водорода в галактике Маркарян 7, что также характерно для неправильных галактик I типа. Морфологическое и фотометрическое сходство, а также пространственная близость обеих галактик говорит об одной из двух возможностей: или Маркарян 7 также является двойным объектом, или же обе галактики, что нам представляется более правдоподобным, являются одиночными типа Ir I.

Один из авторов (А. К.) выражает глубокую благодарность руководству Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставление возможности наблюдать на двухметровом телескопе Таутенбургской обсерватории.

Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну за полезную дискуссию.

Центральный институт астрофизики
АН ГДР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A FOUR-COLOUR SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES. I. GALAXIES No. 7 AND 8

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN

The results of UBVR surface photometry of galaxies Markarian 7 and 8 are given. The integral brightnesses and U—B, B—V, V—R colours have been determined for both galaxies and for several bright condensations in them. The condensations apparently are superassociations. The determined photometric parameters as well as the structural properties show that two galaxies are very similar to each other. Both of them most likely are of type Ir I.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 9, 487, 1973.
2. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968; 5, 113, 1969.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 325, 1973.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
5. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 159, 765, 1970; 173, 7, 1972.
6. М. Н. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
7. А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 4, 475, 1968; 7, 521, 1971.
8. M. S. Longair, V. H. Malumian, W. L. W. Sargent, *Astrophys. Lett.*, 7, 23, 1970.
9. Н. М. Товмассян, *A. J.*, 77, 705, 1972.
10. L. Bottinelli, L. Cougenheim, J. Heidmann, *Astron. Astrophys.*, 22, 281, 1973.
11. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук*, 11, № 5, 1958.
12. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
13. Б. А. Воронцов-Вельяминов и др., *Морфологический каталог галактик*, т. I, МГУ, 1962.
14. F. Zwicky, *CGCG VII*, California Institute of Technology, 1968.
15. J. Heidmann, А. Т. Kalloghlian, *Astrofizika*, 9, 71, 1973.
16. Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 8, 529, 1972.
17. А. Sandage, *Ap. J.*, 135, 333, 1962.
18. Н. Johnson, *Ap. J.*, 116, 640, 1952.
19. К. Yoss, *A. J.*, 60, 338, 1955.
20. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 6, 367, 1970.
21. W. G. Tifft, *A. J.*, 63, 127, 1958.
22. А. И. Шаповалова, *Вестн. Киевского ун-та, серия Астрономия*, № 13, 104, 1971
23. В. А. Амбарцумян (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ОБЪЕКТ МАРКАРЯН 94 И ЕГО СВЯЗЬ С ГАЛАКТИКОЙ III Zw 0834+51

Г. АРП, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 5 марта 1974

Приведены результаты спектрального наблюдения галактики III Zw 0834+51, расположенной к северу от Маркарян 94. Ее красное смещение совпадает с красным смещением Маркарян 94. На прямой фотографии, полученной в первичном фокусе 200" телескопа, хорошо видно, что Маркарян 94 находится на краю этой галактики в области расstroенной спирали. Делается заключение, что Маркарян 94 является сверхассоциацией, принадлежащей III Zw 0834+51. Между центральной областью последней и Маркарян 94 наблюдается еще одно компактное образование, которое также является сверхассоциацией или очень яркой звездной ассоциацией. Лучевые скорости этого компактного объекта и центральной области галактики различаются более, чем на 200 км/сек.

1. *Введение.* Во втором списке галактик с ультрафиолетовым избытком Маркаряна [1] помещен объект № 94, классифицированный им как d1e. Согласно [1], в спектре этого очень компактного объекта наблюдаются сильные эмиссионные линии H_2 , N_1 , N_2 , H_3 и $\lambda 3727$ [OII]. По наблюдениям Сарджента [2] и Аракеляна и др. [3] красное смещение Маркарян 94 равно $z = 0.0025$, а абсолютная яркость порядка $M_{\text{РГ}} = -13.5$. Этот объект находится на „периферии расstroенной спирали“ [1], включенной в каталог Цвикки [4]. В дальнейшем мы ее будем обозначать как III Zw 0834+51.

Представляется интересным выяснение вопроса о физической связи Маркарян 94 с этой галактикой. В [2] высказывалось предположение, что, возможно, Маркарян 94 является гигантской областью H II рядом с этой галактикой.

В настоящей заметке, на основе спектральных наблюдений, приводятся данные, указывающие на физическую связь этих двух объектов.

2. *Наблюдательный материал и результаты его обработки.* Спектр III Zw 0834+51 получен 4/5 апреля 1973 г. (пластинка № Q 4099) одним из авторов (Г. А.) с помощью касегреновского спектрографа 200" телескопа Паломарской обсерватории, работающего с ЭОП. Снимок получен на пленке типа IIa-D с экспозицией 60 мин и с дисперсией около 240 А/мм. Щель спектрографа имела позиционный угол 155° и была направлена вдоль вытянутости галактики, которая обусловлена, по-видимому, наличием относительно яркой перемычки. Фотография спектра показана на рис. 1.

Как видно из этого рисунка, спектр имеет очень интересный вид: на фоне непрерывного спектра, усиливающегося в сторону коротких волн, наблюдается очень узкая и очень слабая эмиссионная линия H_2 . На расстоянии примерно 15" от непрерывного спектра она становится значительно ярче, хотя продолжает оставаться узкой и по ширине не превосходит ширину линий неба. Вне непрерывного спектра хорошо заметны также линии N_1 , N_2 , и H_3 , которые расположены на том же расстоянии от непрерывного спектра, что и линия H_2 . Они находятся на краю спектра и поэтому получились несколько вне фокуса.

При поверхностном обозрении снимка складывается впечатление, что на нем имеются два отдельных спектра: непрерывный спектр без ярких линий и вне него яркий эмиссионный спектр с линиями H_2 , N_1 , N_2 , H_3 . Причем интенсивность N_1 не уступает интенсивности H_2 .

Однако тщательный просмотр показывает, что яркая часть H_2 , быстро слабея, достигает непрерывного спектра и даже несколько продолжается в другую от него сторону.

Интересно, что на прямом снимке этой области, полученном в первичном фокусе 200" телескопа 3/4 апреля 1973 г. (на пластинках Kodak 103a-J, с экспозицией 15 мин), в том месте, откуда согласно измерениям происходит яркая эмиссионная часть спектра, наблюдается довольно яркое сгущение, имеющее несколько вытянутую форму. Оно хорошо выделяется на фоне галактики и имеет длину порядка 4—5" (рис. 2а). На рисунке это сгущение отмечено стрелкой. На том же рисунке показано местоположение Маркарян 94. Чтобы убедиться в том, что сгущение не является дефектом, по просьбе авторов И. Янкович и О. Чавушян получили снимок той же области неба на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, за что авторы выражают им свою благодарность. Снимок получен 23/24 декабря 1973 г. на пластинках Kodak 103a-O с экспозицией 12 мин (рис. 2б). Как видно из этого рисунка, на расстоянии примерно 15" от центральной части III Zw 0834+51 действительно имеется довольно яркое компактное сгущение. Красное смещение этого объекта, измеренное по линиями H_2 , N_1 , N_2 , оказалось равным $z = 0.0030$, что соответствует лучевой

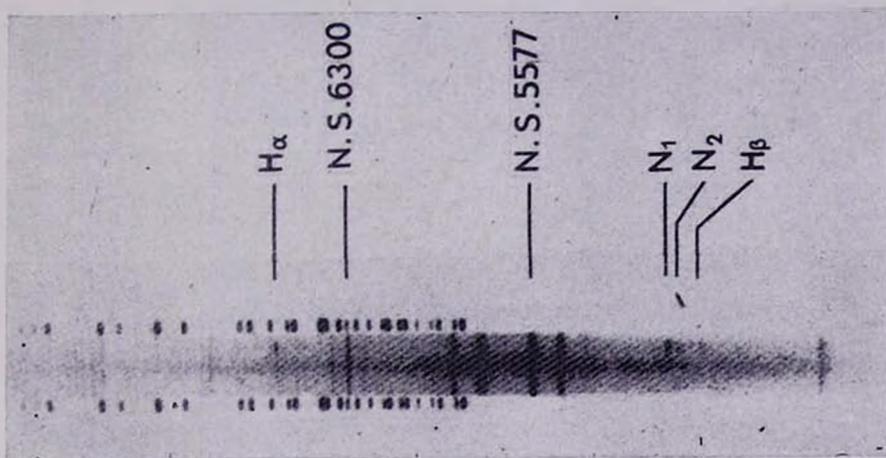
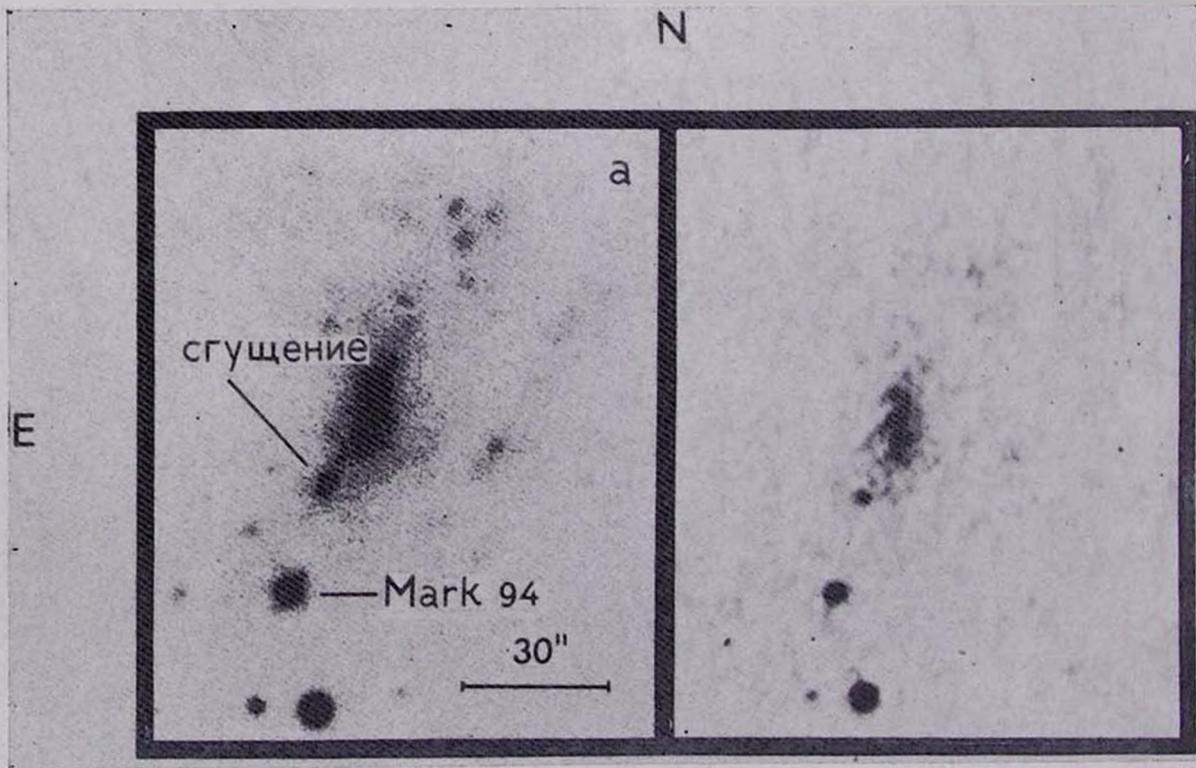


Рис. 1. Спектр III Zw 0834+51 и компактного сгущения. Непрерывная часть является спектром галактики, а эмиссионная—компактного сгущения.



а б
 Рис. 2. Фотографии III Zw 0834+51, Маркаря 94 и компактного сгущения между ними (отмечено стрелкой). а) 200" телескоп, 103а-Ј, экспозиция 15 мин. б) 40" телескоп системы Шмидта Бюраканской обсерватории, 103а-О, экспозиция 15 мин.

К ст. Г. Арпа, Э. Е. Хачикян

скорости 900 км/сек. Интересно, что линия H_α несколько наклонена, причем яркой своей частью в сторону больших длин волн. Разница между яркой её частью, принадлежащей вышеотмеченному компактному сгущению, и той частью, которая находится в середине непрерывного спектра и принадлежит центральной области III Zw 0834+51, составляет около 5А. Это соответствует значению $\Delta z = 0.0008$ или 240 км/сек. Красное смещение центральной части галактики равно $z = 0.0022$.

Оценка расстояния до системы и ее размеров произведена на основе закона Хаббла, хотя значение z недостаточно велико, чтобы быть уверенным в полученных данных.

Расстояние до III Zw 0834+51 равно примерно 12 Мпс (для постоянной Хаббла принято значение 50 км/сек Мпс). Размер галактики в направлении перемычки (включая слабые области спиралей) составляет примерно 6300 пс. Расстояние от ее центра до сгущения равно 950 пс, а до Маркарян 94 — 2400 пс.

Зная расстояние до системы, можно оценить также абсолютные яркости отдельных ее членов и их размеры. Модуль расстояния для III Zw 0834+51 равен 30.6. Согласно [4], видимая интегральная величина ее равна 14.0. Отсюда для абсолютной яркости этой галактики получаем значение $M_{pg} = -16.6$. Хукра [5] (на 100" телескопе обсерватории Маунт Вилсон) выполнил электрофотометрические наблюдения Маркарян 94 с диафрагмой 11.4. По его измерениям для этого объекта $V = 16.35$, $B-V = 0.74$, $U-B = -0.50$ и $V-R = -0.26$. Отсюда для абсолютной яркости Маркарян 94 находим значение $M_B = -13.5$. Найденное нами компактное сгущение по грубой оценке примерно на 1.5 звездной величины слабее, чем Маркарян 94, т. е. его абсолютная яркость приблизительно равна -12.0 , а его линейные размеры 130×280 пс. Размеры же Маркарян 94 значительно больше, диаметр его равен около 600 пс.

3. *Заключение.* Основной вывод, который можно сделать из вышеприведенных данных, заключается в том, что галактика III Zw 0834+51, вместе с Маркарян 94 и компактным сгущением, без сомнения, образует единую физическую систему. Более того, Маркарян 94 и компактное сгущение находятся в пределах III Zw 0834+51 и являются ее составной частью. Сама галактика является карликовой распадающейся спиральной галактикой типа SBc. По своим физическим характеристикам и по спектру Маркарян 94 представляет собой сверхассоциацию, которая расположена на одном конце перемычки. По своим физическим характеристикам рассмотренное выше компактное сгущение мало отличается от Маркарян 94, уступая ей в

размерах и яркости. Оно является слабой сверхассоциацией или просто очень яркой звездной ассоциацией.

Заслуживает внимания тот факт, что как Маркарян 94, так и гущение располагаются почти [в точности на продолжении перемычки. Являются ли они объектами, выброшенными из центральных областей III Zw 0834+51, или они локальные образования, можно выяснить при более детальном их исследовании.

Интересно отметить, что одна из спиралей III Zw 0834+51 берет начало от Маркарян 94, а другая, в противоположном конце перемычки, начинается от узла, в котором расположены несколько звездных ассоциаций.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность академику В. А. Амбарцумяну за дискуссию, Дж. Хукра за предоставление электрофотометрических данных относительно Маркарян 94 до их опубликования, Н. К. Андреасян за помощь в вычислениях.

Один из авторов (Э. Е. Х.) пользуется случаем выразить благодарность дирекции обсерваторий Хейл за предоставленную возможность работать у них и за гостеприимство.

Обсерватории Хейл, Институт Карнеги, Вашингтон,
Калифорнийский технологический институт, США
Бюроканская астрофизическая обсерватория

MARKARIAN 94 AND ITS CONNECTION WITH THE GALAXY III ZW 0834+51

C. H. ARP, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectroscopic observation of the galaxy III Zw 0834 + 51, north of Markarian 94, are presented. The redshift of this galaxy is about equal to that of Markarian 94. The prime-focus photograph taken with the 200-inch Hale telescope shows that Markarian 94 is located in an area of disordered spiral structure on the edge of the galaxy. It is concluded that Markarian 94 is a super-association in III Zw 0834 + 51. Between the central part of this galaxy and Markarian 94 there is another compact object that is also a super-association or a very bright stellar association. The redshifts of this compact object and the central region of III Zw 0834 + 51 differ by more than 200 km/sec.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
2. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972.
4. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, v. III, California Institute of Technology, 1966.
5. Дж. Хукра (частное сообщение).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ СПЕКТРОГРАММЫ ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫЕ НА „ОРИОНЕ-2“

Г. А. ГУРЗАДЯН, А. Л. КАШИН, М. Н. КРМОЯН, Дж. Б. ОГАНЕСЯН

Поступила 20 марта 1974

Приводятся основные параметры космической обсерватории „Орион-2“, с помощью которой в декабре 1973 г. были получены ультрафиолетовые спектрограммы большого количества звезд. Для горячих звезд, класса А0 и ранних, удалось получить спектры звезд до $9-9^m5$ во всем рабочем диапазоне длин волн, то есть 2000—5000 А. На спектрограммах более слабых звезд, слабее 10^m и даже 12^m , коротковолновая граница простирается до 2500 А (см. рис. 2 и 3). Во многих спектрах выделяются спектральные линии поглощения, в частности, дублет ионизованного магния — 2800 Mg II. Приводится несколько примеров микрофотометрических записей полученных спектрограмм (рис. 1 и 4).

В декабре 1973 г. был проведен эксперимент по получению ультрафиолетовых спектрограмм большого количества звезд с помощью космической обсерватории „Орион-2“, установленной на корабле „Союз-13“, пилотируемом космонавтами П. И. Климуком и В. В. Лебедевым. При этом сама обсерватория „Орион-2“ находилась во внешнем пространстве корабля, на его стыковочном узле, а управление ее работой осуществлялось космонавтом дистанционно, изнутри корабля, через бортовой пульт управления. Полученные снимки с объективной призмой охватывают область длин волн короче 3000 А до 2000 А — границы пропускания кварцевых элементов оптики; длинноволновая граница вблизи 5000 А определяется чувствительностью фотозмульсии.

На „Орионе-2“ был установлен широкополосный менисковый телескоп с 4-градусной объективной призмой. Оптическая часть телескопа кассегреновой системы состояла из пяти элементов: объективной призмы, мениска большого зеркала, вторичного зеркала и

линзы поля. Все элементы оптики, в том числе и зеркала, были выполнены из кристаллического кварца. Диаметр входного отверстия телескопа был равен 240 мм, эквивалентное фокусное расстояние 1000 мм, угловое поле зрения около 22 кв. градусов, линейное поле зрения 90 мм в диаметре. Остальные характеристики телескопа, зависящие от длины волны, следующие:

Длина волны, А	5000	4000	3000	2500	2000
Пропускание, %	56	55	48	38	20
Дисперсия, А/мм	3000	1380	550	280	170
Расстояние от $i = 5000A$, в мм	0	0.50	1.64	3.00	5.20
Спектральное разрешение, А	—	—	28	14	8

На „Орионе-2“ имелась трехосная стабилизированная платформа, обеспечивающая слежение телескопом за небесной сферой с точностью $\pm 5''$; при этом сам корабль был сориентирован относительно звездного неба с точностью нескольких градусов дуги и находился в состоянии медленной качки. „Сцепление“ со звездным небом осуществлялось с помощью двух комплектов звездных датчиков; они нацеливались на две заранее выбранные опорные звезды, одна из которых всегда оказывалась в центре исследуемой области. Сигналы углового рассогласования положения, даваемые звездными датчиками, обрабатывались прецизионной следящей системой относительно корпуса корабля, с помощью комплекта приводов.

Методика управления работой „Орион-2“ на орбите борт-инженером аналогична той, что была реализована в случае космической обсерватории „Орион-1“, установленной на космической станции „Салют-1“. Борт-инженер, манипулируя визирной системой, имеющейся внутри корабля, напротив одного из его иллюминаторов, а также следящей системой наводки, нацеливал приборную платформу „Ориона-2“ на первую опорную звезду с точностью около одного градуса. Далее происходил автоматический захват первой, затем второй опорных звезд звездными датчиками, прикрепленными к приборной платформе. С этого момента вся обсерватория переходила в режим автоматической работы. Все это происходило в первые минуты после входа корабля в теньевую часть орбиты.

Для каждой заранее выбранной области неба было получено по несколько снимков с экспозициями от 1 доли минуты до 18 минут. Фотографирование спектрограмм осуществлялось на фотопленке Кодак 103-О-UV шириною 100 мм, любезно переданной доктором Лоу (НАСА, США) для данного эксперимента. Перед установкой в каскету фотопленка была сенсibilизирована составом А-3177.

Менисковый телескоп „Ориона-2“ был предварительно откалиброван с использованием синхротронного излучения, на синхротронной установке Электронного кольцевого ускорителя Ереванского физического института. Кроме этого, для нахождения спектральной чувствительности телескопа и использованной фотопленки были использованы также относительно яркие звезды класса А0, для которых наблюдаемые показатели цвета $B - V$ равны нулю, а, следовательно, они в меньшей степени подвергнуты влиянию межзвездного селективного поглощения. Использование звезд класса А0, для которых теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре хорошо согласуется с наблюдениями, выгодно и в том отношении, что в этом случае можно учесть возможные изменения спектральной чувствительности телескопа в период его орбитального полета.

С особой тщательностью была проведена обработка фотопленки после ее доставки на Землю. Стандартные спектрограммы, необходимые для построения характеристической кривой, были получены в лабораторных условиях и, что очень важно, на кусках штатной фотопленки, побывавшей в условиях Космоса и оставшейся неиспользованной в штатной кассете.

В период пятидневной работы „Ориона-2“ на орбите удалось получить ультрафиолетовые спектрограммы нескольких тысяч звезд, в разных областях неба. Качество полученных изображений спектров определялось в основном точностью работы системы стабилизации приборной платформы, которая оказалась разной на разных витках орбиты. Среди удачных снимков особо выделяются спектральные снимки, полученные для звезд в области неба вокруг Капеллы. Уже предварительное их рассмотрение позволяет сделать интересные выводы. Укажем некоторые из них.

1. Фотографическая вуаль, обусловленная в обычных — наземных условиях свечением ночного неба, на „орионовской“ фотопленке почти отсутствует. На образцах фотопленки, хранившейся на Земле, фотографическая плотность вуали была равна 0.11, а на штатной фотопленке, после восьмисуточного периода полета на „Союзе-13“, была 0.14.

2. При 18-минутной экспозиции получены спектры звезд класса А0 до 9—9.5 звездной величины во всем рабочем диапазоне, то есть до 2000 А (рис. 1). При этом длинноволновая часть спектрограммы, примерно до 2700 А, оказалась передержанной. В некоторых случаях, например для звезды SAO 040183 спектрального класса В5 и фотографической величины $6^m 8$, коротковолновая граница простирается примерно до 1950 А.

3. В процессе подготовки эксперимента „Орион-2“ предполагалось, что с помощью 24-сантиметрового телескопа можно будет получить ультрафиолетовые спектрограммы звезд до $9^m.5$. В действительности, однако, в полученных спектрах многих звезд слабее 10^m и даже 12^m коротковолновое излучение может быть прослежено до 2500 А.

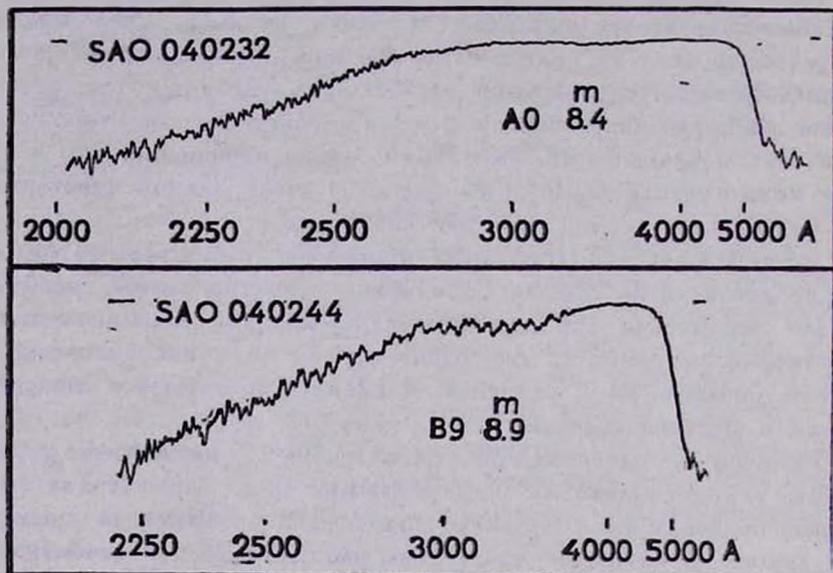


Рис. 1. Примеры микрофотометрических записей спектрограмм, полученных с помощью „Ориона-2“ для двух звезд класса A0 и B9.

По-видимому, это горячие звезды, ранее неизвестные, спектрального класса В и, во всяком случае, ранее А0. Два таких примера представлены на рис. 2 и 3. Первый из них относится к одной неизвестной звезде, обозначенной нами №10 ($\alpha_{1950} = 05^h 11^m 0$, $\delta_{1950} = +45^\circ 05'$), для которой $m_p = 10.8$. Вторая звезда — № 32 ($\alpha_{1950} = 05^h 20^m 8$, $\delta_{1950} = +46^\circ 00'$), для которой $m_p = 12.0$. На этих рисунках, для сравнения, приведены спектрограммы еще нескольких соседних звезд, взятых из того же кадра (фотопленка F 21), что и звезды № 10 и 32; при этом в каждой подборке звезды имеют почти одинаковый блеск (в фотографических лучах), но все они принадлежат более позднему классу, чем звезды № 10 и 32. Как видим, даже в случае звезды 12-ой величины (№ 32) ультрафиолетовый конец еще заметен на 2500 А.

4. На многих „орионовских“ спектрограммах довольно уверенно можно выделить спектральные линии поглощения. В некоторых случаях эти линии хотя и очень слабы, но наблюдаются настолько четко,

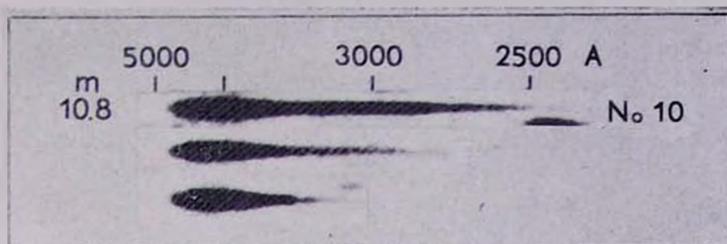


Рис. 2. Спектрограмма звезды № 10, слабые 10-й величины ($\alpha_{1950} = 05^{\text{h}} 11^{\text{m}} 0$, $\delta_{1950} = +45^{\circ} 05'$), полученная на „Орионе-2“ с экспозицией 18 мин. Две нижние спектрограммы относятся к соседним звездам того же блеска, что и № 10, но более поздних классов.

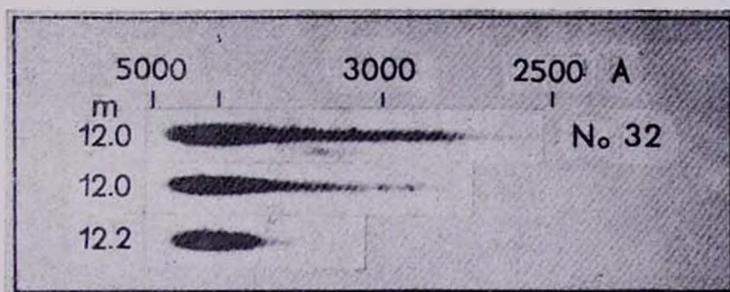


Рис. 3. Спектрограмма слабой звезды № 32 ($\alpha_{1950} = 05^{\text{h}} 20^{\text{m}} 8$, $\delta_{1950} = +46^{\circ} 00'$), полученная на „Орионе-2“ с экспозицией 18 мин. Две нижние спектрограммы принадлежат соседним звездам.

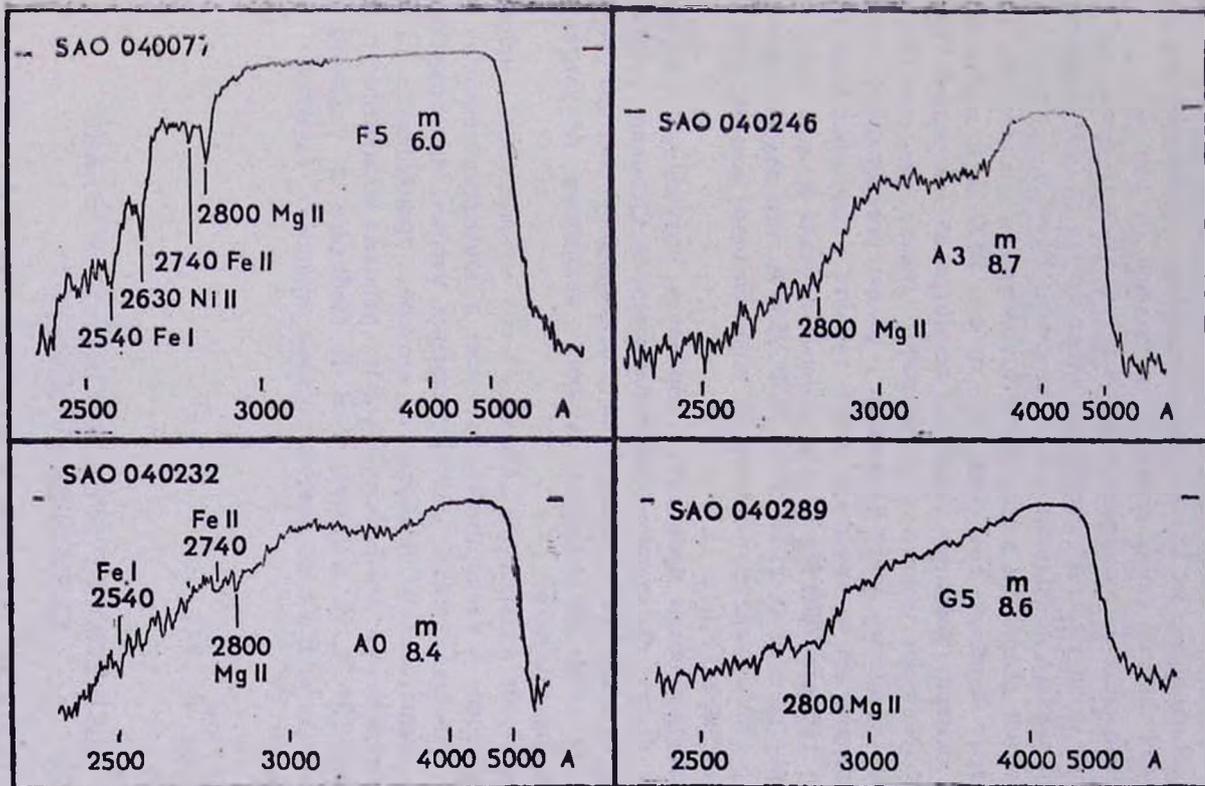


Рис. 4. Образцы микрофотометрических записей четырех „орионовских“ спектрограмм, принадлежащих звездам разных классов. Экспозиция 18 мин. Указаны некоторые линии (полосы) поглощения.

что могут быть использованы в качестве реперов для стандартизации длин волн. В других случаях качество отдельных линий или полос позволяет даже измерить их эквивалентные ширины. Примеры микрофотометрических записей таких спектров приведены на рис. 4.

Особенно часто наблюдается известный ультрафиолетовый дублет 2800 Mg II ; он очень сильный в спектрах звезд класса F0, достигает максимальной величины, по-видимому, у звезд класса F5—G0, где выступает в виде широкой депрессии в непрерывном спектре, и значительно слабее в спектрах A-звезд. Тот факт, что полоса 2800 Mg II выделяется на многих спектрах довольно уверенно, несмотря на умеренное спектральное разрешение нашего спектрографа, делает целесообразным дальнейшую обработку этого материала с целью установления некоторых закономерностей в поведении этого дублета в звездных спектрах.

Кроме дублета 2800 Mg II , в отдельных случаях можно заметить линии, вернее полосы на 2740 — 2755 , 2630 , 2540 \AA ; эти полосы вызваны слиянием группы линий, принадлежащих ионизованному железу, никелю, нейтральному железу и т. д.

В настоящее время проводится обработка полученных спектров, результаты будут последовательно публиковаться. Основное внимание обращается на получение информации о непрерывном спектре слабых звезд. Вместе с тем мы надеемся получить некоторые результаты и по спектральным линиям.

В разработке аппаратуры „Орион-2“, ее изготовлении, испытаниях и подготовке к эксперименту, а также в проведении самого эксперимента принимал участие ряд организаций, ученых, конструкторов, инженеров, испытателей, техников и мастеров производства. Особо следует отметить самоотверженную работу экипажа космического корабля „Союз-13“ П. И. Климука и В. В. Лебедева в условиях орбитального полета. Всем им авторы статьи приносят глубокую благодарность.

Академия наук
Арм.ССР

ULTRAVIOLET SPECTROGRAMS OF STARS OBTAINED BY „ORION-2“

G. A. GURZADIAN, A. L. KASHIN, M. N. KRMOYAN, J. B. OHANESIAN

The basic parameters of space observatory „Orion-2“ are presented. The observatory was instrumental in obtaining ultraviolet spectrograms of a large number of stars in December 1973. Spectrograms of stars up

to 9—9^m.5 in the wavelength band 2000—5000 Å were obtained for hot stars of the A0 and earlier types. The shortwave limit extends down to 2500 Å on the spectrograms of stars fainter than 10^m and even 12^m (see Figs. 2 and 3). Spectral absorption lines, in particular, the doublet of ionized magnesium 2800 MgII are seen in many spectra. Several examples of the microphotometric records of the obtained spectrograms are presented. (Figs. 1 and 4).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ОДНОРОДНОМ ШАРЕ

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 26 февраля 1974

Даны формулы и таблицы для светимости шара при равномерном распределении источников энергии. Рассмотрена зависимость светимости от частоты в случае рассеяния излучения свободными электронами. Указаны возможные применения теории: звезды типа WR, сверхновые звезды, рентгеновские источники.

Для некоторых применений представляет интерес задача о многократном рассеянии излучения в однородном шаре. В статье автора [1] было найдено точное выражение для светимости шара при равномерном распределении источников энергии. Теперь приводятся численные результаты и дается приближенное решение задачи. Полученные формулы и таблицы могут быть, в частности, использованы для определения энергии, излучаемой объектом в разных частотах в случае рассеяния излучения свободными электронами. В конце заметки указываются возможные астрофизические применения теории.

Точное решение. Пусть в однородном шаре радиуса R источники энергии распределены равномерно, причем объемный коэффициент излучения, обусловленный этими источниками, есть ε . Тогда полная энергия, вырабатываемая в шаре за 1 сек, будет равна

$$L_0 = \frac{4}{3} \pi R^3 \cdot 4\pi\varepsilon. \quad (1)$$

Допустим, что в шаре происходит изотропное рассеяние и истинное поглощение излучения. Полную энергию, излучаемую шаром за 1 сек (т. е. его светимость) обозначим через L . В дальнейшем нас будет интересовать отношение L/L_0 .

Обозначим через ε коэффициент рассеяния и через κ — коэффициент истинного поглощения. Величина $\lambda = \varepsilon/(\varepsilon + \kappa)$ представляет собой вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния, а величина $\tau_0 = (\varepsilon + \kappa)R$ — оптический радиус шара. Искомое отношение L/L_0 является функцией от λ и τ_0 .

В уже упомянутой статье [1] получены два точных выражения для величины L/L_0 . Одно из них имеет вид

$$\frac{L}{L_0} = \frac{1}{\lambda} - \frac{3(1-\lambda)}{\lambda\tau_0^3} \left[\frac{1}{3} \tau_0^3 (1 + \Phi_0)^2 - \tau_0^2 (1 + \Phi_0) \Phi_1 + \right. \\ \left. + \tau_0 \Phi_1^2 + \frac{1}{6} (1 + \Phi_0) \Phi_2 - \frac{1}{2} \Phi_1 \Phi_2 \right], \quad (2)$$

где Φ_k — k -ый момент резольвентной функции $\Phi(\tau)$ для плоского слоя оптической толщины $2\tau_0$.

Другое выражение получено в виде

$$\frac{L}{L_0} = \frac{3}{4\tau_0^3} \left\{ 2 \frac{\tau_0^2 (\alpha_1 + \beta_1) + 2\tau_0 \beta_2 - (\alpha_2 + \beta_2)}{1 - \frac{\lambda}{2} \alpha_0 + \frac{\lambda}{2} \beta_0} - \right. \\ \left. - \lambda \frac{\alpha_1 - \beta_1 - 2\tau_0 \alpha_0}{1 - \lambda} [\tau_0 (\alpha_1 + \beta_1) + \alpha_2 + \beta_2] \right\}, \quad (3)$$

где α_k и β_k — k -ые моменты функций $\varphi(\tau)$ и $\psi(\tau)$ Амбарцумяна для указанного слоя. К виду (3) можно также привести формулу, найденную в работе [2].

Недавно были опубликованы [3, 4] таблицы величин Φ_k , α_k и β_k . При $\tau_0 \gg 1$ для этих величин могут быть получены асимптотические формулы при помощи найденных ранее [5] асимптотических формул для функций $\Phi(\tau)$, $\varphi(\tau)$ и $\psi(\tau)$. Это позволяет табулировать величину L/L_0 . Значения ее приведены в табл. 1, составленной на основании вычислений В. М. Лоскутова [6]*.

Приближенное решение. Для величины L/L_0 , кроме точных выражений (2) и (3), можно дать также приближенные формулы. Пользуясь методом Эддингтона, получаем

* На самом деле в работе [6] даны значения не отношения L/L_0 , а альbedo шара, освещенного параллельными лучами, однако, как показано в [1], эти величины связаны между собой простым соотношением.

Таблица 1

ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ L/L_0

λ τ_0	0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95	0.99	1
0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1
0.2	0.865	0.927	0.941	0.955	0.970	0.984	0.992	0.998	1
0.4	0.755	0.860	0.884	0.910	0.938	0.968	0.984	0.997	1
0.6	0.664	0.797	0.830	0.867	0.907	0.951	0.975	0.995	1
0.8	0.590	0.739	0.779	0.824	0.875	0.933	0.965	0.993	1
1.0	0.527	0.687	0.732	0.784	0.844	0.915	0.956	0.991	1
1.5	0.411	0.575	0.626	0.690	0.768	0.868	0.929	0.985	1
2.0	0.332	0.488	0.541	0.608	0.697	0.819	0.900	0.978	1
3.0	0.236	0.367	0.416	0.481	0.576	0.724	0.838	0.962	1
5.0	0.147	0.238	0.275	0.328	0.410	0.565	0.712	0.922	1
10	0.075	0.124	0.145	0.176	0.228	0.340	0.478	0.796	1
20	0.037	0.063	0.074	0.091	0.119	0.184	0.272	0.568	1
50	0.015	0.025	0.030	0.037	0.049	0.076	0.116	0.276	1
100	0.008	0.013	0.015	0.019	0.025	0.039	0.059	0.146	1

$$\frac{L}{L_0} = \frac{3}{k^2 \tau_0} \frac{1 - k\tau_0 - (1 + k\tau_0)e^{-2k\tau_0}}{\frac{2}{3}(1 - k\tau_0) - \tau_0 - \left[\frac{2}{3}(1 + k\tau_0) - \tau_0 \right] e^{-2k\tau_0}} \quad (4)$$

где $k = \sqrt{3(1 - \lambda)}$.

В табл. 2 приведены для сравнения точные значения величины L/L_0 и ее приближенные значения, вычисленные по формуле (4).

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ТОЧНЫХ И ПРИБЛИЖЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ L/L_0

λ τ_0	0		0.5		1	
	точн.	прибл.	точн.	прибл.	точн.	прибл.
0	1.000	1.000	1.000	1.000	1	1
1	0.527	0.540	0.687	0.700	1	1
2	0.332	0.339	0.488	0.497	1	1
5	0.147	0.152	0.238	0.244	1	1
10	0.075	0.078	0.124	0.129	1	1

Мы видим, что приближенные значения мало отличаются от точных, и поэтому формула (4) может применяться во многих случаях.

Роль электронного рассеяния. Приведенные выше формулы относятся к определенной частоте ν . Раньше мы не отмечали зависимость различных величин от ν , но теперь сделаем это, так как будем сравнивать между собой излучение шара в разных частотах.

Будем считать, что коэффициенты излучения и истинного поглощения зависят от ν и обозначим их через ε , и κ , соответственно. Как обычно, введем также обозначение $\varepsilon/\kappa = B$.

Однако коэффициент рассеяния σ будем считать не зависящим от частоты. В частности, он может быть обусловлен рассеянием на свободных электронах. В таком случае $\sigma = n_e \sigma_0$, где n_e — концентрация свободных электронов и σ_0 — коэффициент рассеяния, рассчитанный на один электрон.

В формулах (2) — (4) вместо λ и τ_0 надо теперь понимать $\lambda_\nu = \lambda/(\sigma + \kappa_\nu)$ и $\tau_\nu^0 = (\sigma + \kappa_\nu)R$.

Чтобы выяснить влияние электронного рассеяния на светимость шара, рассмотрим формулу (4) при $k \cdot \tau_\nu^0 \gg 1$. В этом случае из (4) с помощью (1) находим

$$L_\nu = 4\pi R^2 \cdot \pi B \cdot \frac{4}{2 + \sqrt{3 \left(1 + \frac{\sigma}{\kappa_\nu}\right)}}. \quad (5)$$

Выражение для L_ν при отсутствии рассеяния получается из (5) при $\sigma = 0$. Оно несколько отличается от очевидного точного выражения $L_\nu^0 = 4\pi R^2 \cdot \pi B$, вследствие приближенности формулы (4).

Из формулы (5) видно, что для данной частоты с возрастанием величины σ/κ_ν , светимость шара L_ν убывает. Это объясняется тем, что вследствие увеличения числа рассеяний фотона на свободных электронах растет его путь в среде, а значит и вероятность истинного поглощения.

Так как величина σ/κ_ν , вообще говоря, зависит от частоты, то роль электронного рассеяния меняется вдоль спектра. Это значит, что светимость объекта в разных частотах уменьшается в неодинаковой степени (по сравнению со случаем $\sigma/\kappa_\nu = 0$). Если, например, коэффициент истинного поглощения убывает с ростом частоты, то в фиолетовой части спектра светимость уменьшается сильнее, чем в красной, т. е. спектрофотометрическая температура понижается.

Влияние электронного рассеяния на непрерывный спектр звезды было подробно исследовано С. Г. Слюсаревым [7] на основе приближенного решения задачи о переносе излучения в плоском слое. Им определены спектрофотометрические температуры и бальмеровские скачки при учете электронного рассеяния. Однако, как отмечено в [8],

численные результаты нуждаются в исправлении (хотя и остаются качественно верными).

Астрофизические применения. Очевидно, что роль электронного рассеяния в переработке излучения тем сильнее, чем больше отношение σ/χ . Так как $\sigma \sim n^2$, а $\chi \sim n \cdot n^+$, где n^+ — концентрация ионов, то $\sigma/\chi \sim 1/n^+$. Следовательно, роль электронного рассеяния может быть значительной лишь для объектов небольшой плотности. Вместе с тем эта роль сказывается лишь тогда, когда оптическая толщина объекта, обусловленная электронным рассеянием, достаточно велика. Точнее говоря, величина

$$k_{\nu}^0 = R \sqrt{3\chi_{\nu} (\chi_{\nu} + \sigma)} \quad (6)$$

не должна быть малой по сравнению с единицей. В противном случае, как видно из формулы (4), энергия, выходящая из объекта, будет просто близка к вырабатываемой в нем энергии.

Таким образом, влияние электронного рассеяния на непрерывный спектр может быть существенным лишь для объектов, обладающих малой плотностью и большой протяженностью. Ниже указывается ряд таких объектов.

Звезды типа WR. Как известно, из звезд WR происходит истечение вещества, приводящее к образованию протяженной оболочки. Подсчеты показали [7, 8], это в тех областях оболочки, где формируется непрерывный спектр, величина σ/χ порядка единицы и больше. Поэтому электронное рассеяние может заметно влиять на распределение энергии в непрерывном спектре. Подобное же влияние оказывают и процессы рекомбинаций, происходящие во внешних частях оболочки. Оба эти эффекта вполне могут привести к наблюдаемым весьма низким спектрофотометрическим температурам звезд WR, которые совершенно не соответствуют высокой степени ионизации атомов в оболочках. Например, согласно наблюдениям Кюи [9], спектрофотометрические температуры звезд WR в видимой области [спектра порядка 10000 — 30000°, в то время как температуры, найденные по ярким линиям, часто достигают 100 000°. Подробная интерпретация указанных результатов наблюдений должна дать новые сведения об оболочках звезд WR.

Сверхновые звезды. При вспышке сверхновой звезды сбрасывается оболочка с массой порядка 0.1 M_{\odot} . Так как оболочка расширяется с огромной скоростью (порядка 3000 км/сек), то через несколько дней после вспышки выброшенная масса оказывается заключенной в весьма

значительном объеме с небольшой средней плотностью. Считая для простоты, что оболочка однородна, для оптического радиуса оболочки, обусловленного электронным рассеянием, получаем

$$\tau_0 = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^3 m_H} R \tau_0, \quad (7)$$

где R — радиус оболочки, M — ее масса и m_H — масса атома водорода. По формуле (7) находим, что через 10 дней после вспышки $\tau_0 \approx 100$. Оптический радиус оболочки, обусловленный истинным поглощением, будет в это время порядка 1.

Таким образом, электронное рассеяние должно играть важную роль в переносе излучения в оболочках сверхновых звезд. В частности, вследствие электронного рассеяния спектрофотометрическая температура оболочки может быть ниже ее кинетической температуры. Как известно из наблюдений, в первый период после максимума блеска спектрофотометрические температуры сверхновых звезд весьма низки (порядка 10000°). К сожалению, из-за сложности спектров кинетические температуры оболочек еще не определены. Возможно, что они окажутся также низкими. Однако и в этом случае при разработке теории спектров сверхновых звезд электронное рассеяние необходимо принимать во внимание.

Рентгеновские источники. Предполагается, что рентгеновские источники представляют собой облака горячей плазмы с температурой порядка 10^7 — 10^8 градусов и линейными размерами порядка 10^8 — 10^9 см. Наиболее изученным является рентгеновский источник Sco X—1. Его

спектр представляется экспонентой $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ с „завалом“ в области низких рентгеновских частот. Для объяснения этого завала была высказана гипотеза [10, 11] о влиянии на спектр электронного рассеяния, так как подсчеты показывают, что оптическая толщина источника, обусловленная свободными электронами, по порядку больше единицы. В первой из указанных работ использовалась строгая теория рассеяния излучения в плоском слое, а во второй электронное рассеяние учитывалось введением множителя $\sqrt{\frac{x_\nu}{x_\nu + \sigma}}$ в выходящем потоке излучения. Дальнейшие наблюдения рентгеновских источников позволят выяснить, в какой мере справедлива выдвинутая гипотеза.

Разумеется, рассмотренная выше модель однородного пара с равномерным распределением источников энергии может лишь грубо соответствовать реальным астрофизическим объектам. На самом деле

для сравнения теории с наблюдениями необходимо для каждого типа объектов рассчитать особую модель (учитывающую, в частности, зависимость величин B , и σ/κ , от координат).

Ленинградский государственный
университет

MULTIPLE LIGHT SCATTERING BY FREE ELECTRONS IN A HOMOGENEOUS SPHERE

V. V. SOBOLEV

Formulae and tables are given for the luminosity of a sphere with uniformly distributed sources. Frequency dependence of the luminosity in the case of light scattering by free electrons is considered. Possible fields of application of the theory are discussed: WR-type stars, supernovae, X-ray sources.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 8, 197, 1972.
2. M. A. Heaslet, R. F. Warming, *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 5, 669, 1965.
3. Д. И. Нагурнер, *Астрофизика*, 9, 347, 1973.
4. В. М. Лоскутов, *Астрофизика*, 9, 361, 1973.
5. В. В. Соболев, *ДАН СССР*, 155, 336, 1964.
6. В. М. Лоскутов, *Вестн. ЛГУ* (в печати).
7. С. Г. Слюсарев, *ДАН СССР*, 45, 741, 1954.
8. В. Г. Горбачук, И. Н. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, 1963.
9. L. V. Kuhl, *Ap. J.*, 143, 753, 1966.
10. J. E. Felten, M. J. Rees, *Astron. Astrophys.*, 17, 226, 1972.
11. Н. И. Шакура, *Астрон. ж.*, 49, 652, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ

В. В. ИВАНОВ

Поступила 5 марта 1974

Рассматривается анизотропное рассеяние света в полубесконечной плоскопараллельной атмосфере. Изучается асимптотическое поведение функции Грина уравнения переноса в двух предельных случаях — в глубоких слоях и при почти консервативном рассеянии, а также асимптотика вклада в функцию Грина, даваемого фотонами, испытавшими l рассеяний, при больших l .

Введение. Трудности решения почти всех задач о многократном рассеянии света в значительной степени связаны с тем, что интенсивность излучения зависит от большого числа переменных и параметров. Поэтому важное место в теории переноса излучения занимает исследование случаев, когда число переменных в силу тех или иных причин может быть уменьшено. Как правило, это связано с разделением переменных.

Встречается разделение переменных двух типов — строгое и асимптотическое. Первое из них изучено весьма подробно в работах В. А. Амбарцумяна [1], С. Чандрасекара [2], В. В. Соболева [3, 4] и др. В основе его лежит разложение индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра и обусловленное этим разложение интенсивности излучения по азимутальным гармоникам. Коэффициенты этого разложения, зависящие от нескольких переменных, удается выразить через некоторые вспомогательные функции меньшего числа переменных.

Асимптотическое разделение переменных имеет другую природу. При многократных рассеяниях происходит угловая релаксация, т. е. фотон в ходе рассеяний постепенно „забывает“ направление своего первоначального распространения. Процесс угловой релаксации чрезвычайно быстрый, так что обычно уже после 3—5, а при очень

сильно вытянутых индикатрисах — после 8—10 рассеяний информация о первоначальном направлении полета фотона успевает замыться практически полностью. Такой же характер имеет и поляризационная релаксация.

Существование угловой и поляризационной релаксации лежит в основе группы разнородных внешне, но единых в своей основе упрощений в структуре поля излучения, которые мы объединяем под общим названием „асимптотическое разделение переменных“. Эти упрощения проявляются всякий раз, когда приходится иметь дело с фотонами, испытавшими большое число рассеяний. Такие случаи можно разбить на три группы. Во-первых, пространственные асимптотики, т. е. упрощения в поле излучения в глубоких слоях, при прохождении сквозь толстые слои и т. п. Во-вторых, почти консервативные асимптотики, т. е. обусловленные слабым истинным поглощением отклонения поля излучения при почти консервативном рассеянии от поля излучения в консервативном случае. Наконец, в-третьих, непосредственно асимптотики по номеру рассеяния n при больших n , т. е. учет вклада в поле излучения, даваемого n -кратно рассеянными фотонами, и тесно связанные с ними временные асимптотики при больших t в нестационарных задачах.

Характерной чертой упрощений во всех перечисленных только что предельных случаях является некоторое разделение переменных, причем окончательные выражения, как правило, допускают непосредственное физическое истолкование. Большинство из них можно написать сразу же, прямо из физических соображений. Поскольку угловая релаксация происходит очень быстро, связанные с нею асимптотические упрощения имеют очень широкую область применимости.

Изучение асимптотического разделения переменных было начато уже давно. Первыми были изучены пространственные асимптотики для полубесконечной среды и плоского слоя конечной толщины (см., в частности, [1], [3], гл. III и IV, [5, 6, 7], [4], гл. II и III). Затем были рассмотрены, главным образом в работах Х. ван де Хюлста и В. В. Соболева, асимптотики для почти консервативного рассеяния [7], [4], гл. II и III. Наконец, изучение асимптотик по n и t (см., в частности, [8—11]) приобрело особый интерес после того, как А. Уэсуги и В. Ирвин [12] и Х. ван де Хюлст [13] использовали их для ускорения сходимости итеративных решений задач о многократном рассеянии.

Настоящая работа посвящена изучению асимптотических свойств полей излучения в полубесконечных атмосферах с произвольным распределением источников. Точнее говоря, находятся асимптотики функ-

дии Грина уравнения переноса излучения всех трех описанных только что типов.

Глубокие слои. Обозначим через $G(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0)$ усредненную по азимуту функцию Грина уравнения переноса для плоской полубесконечной атмосферы, т. е. ограниченное при $\tau \rightarrow \infty$ решение уравнения

$$\mu \frac{dG(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0)}{d\tau} = -G(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') G(\tau, \mu'; \tau_0, \mu_0) d\mu' + \delta(\tau - \tau_0) \delta(\mu - \mu_0) \quad (1)$$

при граничном условии

$$G(0, \mu; \tau_0, \mu_0) = 0, \quad \mu > 0. \quad (2)$$

Здесь τ и τ_0 — оптические глубины; μ и μ_0 — угловые переменные, отсчитываемые так, что они положительны для нисходящих направлений (т. е. когда фотон летит в сторону роста τ); λ — вероятность выживания фотона при рассеянии, $0 \leq \lambda \leq 1$; $p(\mu, \mu')$ — усредненная по азимуту индикатриса рассеяния с нормировкой

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') d\mu' = 1. \quad (3)$$

Пусть, далее, $I_M(\tau, \mu)$ — интенсивность в задаче Милна, т. е. решение однородного уравнения переноса

$$\mu \frac{dI_M(\tau, \mu)}{d\tau} = -I_M(\tau, \mu) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') I_M(\tau, \mu') d\mu'. \quad (4)$$

Обозначим через k наименьшее по абсолютной величине собственное значение характеристического уравнения, через $i(\mu)$ — соответствующую собственную функцию, так что

$$(1 - k\mu) i(\mu) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') i(\mu') d\mu', \quad (5)$$

причем примем, что

$$\frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 i(\mu) d\mu = 1. \quad (6)$$

Решение задачи Милна I_M будем считать нормированным условием

$$2 \int_0^1 I_M(0, -\mu) i(\mu) \mu d\mu = 1. \quad (7)$$

Основной результат этого раздела статьи формулируется следующим образом: при $\tau_0 = \text{const}$; $\tau \rightarrow \infty$ функция Грина G имеет асимптотическое представление

$$G^{as}(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = 2i(\mu) e^{-k\tau} I_M(\tau_0, -\mu_0). \quad (8)$$

Соображения, приводящие к (8), состоят в следующем. В глубоких слоях полубесконечной атмосферы (при достаточно больших τ) относительное пространственно-угловое распределение фотонов должно быть асимптотически таким же, как в бесконечной среде с источником на минус бесконечности, т. е. должно иметь вид $i(\mu) e^{-k\tau}$, так что

$$G^{as}(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = f(\tau_0, \mu_0) i(\mu) e^{-k\tau}. \quad (9)$$

Чтобы найти f , воспользуемся хорошо известным соотношением обратимости (см., например, [14], § 2.7)

$$G(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = G(\tau_0, -\mu_0; \tau, -\mu), \quad (10)$$

с учетом которого (9) можно переписать также в виде

$$G^{as}(\tau_0, -\mu_0; \tau, -\mu) = f(\tau_0, \mu_0) i(\mu) e^{-k\tau}. \quad (11)$$

Согласно физическому смыслу стоящей слева функции Грина, стоящая справа величина есть интенсивность на глубине τ_0 в направлении $-\mu_0$, создаваемая источником единичной мощности, излучающим в направлении $-\mu$ на глубине τ . Поскольку мы принимаем, что $\tau \rightarrow \infty$, глубина расположения источника, порождающего поле излучения, считается неограниченно возрастающей. Тогда по физическому смыслу задачи Милна можно утверждать, что $f(\tau_0, \mu_0)$ должно быть пропорционально $I_M(\tau_0, -\mu_0)$, так что (11) и (10) дают

$$G^{as}(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = c i(\mu) e^{-k\tau} I_M(\tau_0, -\mu_0), \quad (12)$$

где c — некоторая постоянная. Ее можно получить, например, из следующего соотношения:

$$i(\mu) e^{-k\tau} = \int_0^1 G(\tau, \mu; 0, \mu') i(\mu') \mu' d\mu', \quad \tau > 0. \quad (13)$$

Это соотношение выражает тот факт, что интенсивность излучения

в направлении μ на глубине $\tau \geq 0$ в бесконечной среде с источником на минус бесконечности (левая часть в (13)) есть одновременно интенсивность в полубесконечной среде, граница которой освещается излучением, распространяющимся в бесконечной среде на уровне $\tau=0$ в сторону положительных τ . Из (13) при $\tau \rightarrow \infty$ находим, учитывая (12) и (7), что $c=2$, т. е. приходим к (8).

Важным следствием формулы (8) является следующее утверждение: если в атмосфере имеются внутренние источники излучения, которые достаточно сконцентрированы к границе, а в остальном произвольны, то в глубоких слоях такой атмосферы устанавливается некоторый универсальный световой режим. Действительно, пусть $I^*(\tau, \mu)$ — мощность первичных источников. Тогда интенсивность излучения равна

$$I(\tau, \mu) = \int_0^{\infty} d\tau_0 \int_{-1}^1 G(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) I^*(\tau_0, \mu_0) d\mu_0. \quad (14)$$

Если интеграл

$$C = 2 \int_0^{\infty} d\tau' \int_{-1}^1 I_M(\tau', -\mu') I^*(\tau', \mu') d\mu' \quad (15)$$

сходится, то из (14) и (8) находим для интенсивности в глубоких слоях

$$I^{as}(\tau, \mu) = Ci(\mu) e^{-k\tau}. \quad (16)$$

Относительное пространственно-угловое распределение излучения в глубоких слоях в этом случае от распределения источников не зависит, им определяется лишь абсолютное значение интенсивности.

Из (15) легко понять, насколько быстро мощность источников должна убывать с глубиной, чтобы устанавливался такой асимптотический режим. Хорошо известно, что глубинная асимптотика интенсивности в задаче Милна определяется выражением (см., например, [5, 7])

$$MI_M^{as}(\tau, \mu) = i(-\mu) e^{k\tau} - i(\mu) e^{-k\tau} N, \quad (17)$$

где

$$M = 2 \int_{-1}^1 i^2(\mu) \mu d\mu, \quad N = 2 \int_0^1 I_M(0, -\mu) i(-\mu) \mu d\mu. \quad (18)$$

Поэтому, чтобы интеграл (15) сходиллся, $I^*(\tau, \mu)$ должно быть $o(e^{-k\tau})$ при $\tau \rightarrow \infty$.

Общего выражения (15) для асимптотической константы C в литературе, по-видимому, нет, хотя частные случаи этой формулы известны уже давно. Так, для изотропного рассеяния и I^* , не зависящего от μ , значение C было найдено Б. Дэвисоном [15] (для $\lambda = 1$) и Т. А. Гермогеновой [16, 17] (для произвольного λ). Х. ван де Хюлст [7] и В. В. Соболев [18] (см. также [4], гл. II) получили C для случая, когда поле излучения создается освещением атмосферы параллельными лучами (их результат следует из (8), если положить $\tau_0 = 0$).

Главное упрощение, выражаемое формулами (8) и (16), состоит в асимптотическом разделении переменных. В асимптотической области интенсивность при произвольном распределении источников выражается через две стандартные функции, от вида этого распределения не зависящие, — угловое распределение в диффузионном режиме в бесконечной среде $i(\mu)$ и милновскую интенсивность $I_M(\tau, \mu)$.

Множитель I_M в формулах (8) и (15) заслуживает некоторого обсуждения. Пусть на глубине τ_0 в направлении μ_0 в среду впущен фотон. Согласно (8), интенсивность излучения, возникающая в результате этого в достаточно глубоких слоях (в асимптотической области) пропорциональна $I_M(\tau_0, -\mu_0)$. Поэтому $I_M(\tau_0, -\mu_0)$ можно рассматривать как меру ценности вводимого фотона по отношению к созданию поля излучения в асимптотической зоне, или, короче, как асимптотическую ценность. Чем дальше от границы фотон вводится в среду, тем больше вероятность его проникновения в асимптотическую зону по сравнению с вероятностью выхода через границу. При больших τ_0 асимптотическая ценность фотона растет как $e^{k\tau_0}$, как это видно из асимптотики I_M (см. формулу (17)). Далее, очевидно, что фотоны, вводимые в среду на одной и той же глубине, но в разных направлениях, должны иметь разную асимптотическую ценность. Фотоны, летящие в сторону границы, имеют меньшую ценность, чем те, которые распространяются вглубь. В этом физический смысл того, что асимптотическая ценность есть $I_M(\tau_0, -\mu_0)$, а не $I_M(\tau_0, \mu_0)$.

Почти консервативное рассеяние. Условимся в дальнейшем величины, относящиеся к консервативному случаю, снабжать верхним индексом 0 , так что, например, G^0 — это функция G для $\lambda = 1$. Будем искать функцию Грина G при $1 - \lambda \ll 1$ в виде разложения

$$G(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = G^0(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) - \varepsilon G^1(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) + \dots, \quad (19)$$

где ε — малый параметр разложения, $\varepsilon \rightarrow 0$ при $\lambda \rightarrow 1$, и G^1 — искомая

поправка. Предположим, что $1 - \lambda = o(\varepsilon)$. Тогда, подставив (19) в уравнение переноса (1), для G^1 находим уравнение

$$\mu \frac{dG^1(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0)}{d\tau} = -G^1(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') G^1(\tau, \mu'; \tau_0, \mu_0) d\mu', \quad (20)$$

совпадающее с уравнением переноса для консервативной задачи Милна. Поэтому

$$G^1(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = C(\tau_0, \mu_0) I_M^0(\tau, \mu), \quad (21)$$

причем интенсивность в консервативной задаче Милна I_M^0 в соответствии с (7) считается нормированной так, что

$$2 \int_0^1 I_M^0(0, -\mu) \mu d\mu = 1. \quad (22)$$

Введя (21) в разложение (19) и воспользовавшись соотношением обратимости (10), заключаем, что $C(\tau_0, \mu_0) = a I_M^0(\tau_0, -\mu_0)$, где a — некоторая постоянная. Не ограничивая общности, ее можно принять равной единице, соответствующим образом выбрав ε . Наконец, подставив полученное выражение в (13) и учтя, что при $1 - \lambda \ll 1$, как хорошо известно, $k = O(\sqrt{1 - \lambda}) \ll 1$ и

$$i(\mu) = 1 + k \frac{3}{3 - x_1} \mu + \dots, \quad (23)$$

где x_1 — коэффициент при первом члене разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра, находим

$$I_M^0(\tau, \mu) = \frac{6k}{(3 - x_1)\varepsilon} \left[\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau - \mu + \int_0^1 G^0(\tau, \mu; 0, \mu') \mu'^2 d\mu' \right]. \quad (24)$$

Положим в этом соотношении $\tau \rightarrow \infty$. Воспользовавшись хорошо известной асимптотикой $I_M^0(\tau, \mu)$ при $\tau \rightarrow \infty$, следующей из (17) и (23),

$$I_M^{as}(\tau, \mu) = \frac{3}{4} \left[\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau - \mu + \gamma \right], \quad (25)$$

где

$$\gamma = 2 \int_0^1 I_M^0(0, -\mu) \mu^2 d\mu, \quad (26)$$

находим

$$\varepsilon = \frac{8}{3-x_1} k. \quad (27)$$

Поэтому окончательно

$$G(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = G^0(\tau, \mu, \tau_0, \mu_0) - k \frac{8}{3-x_1} I_M^0(\tau, \mu) I_M^0(\tau_0, -\mu_0) + \dots \quad (28)$$

Это и есть искомая почти консервативная асимптотика функции Грина.

Отметим, что из (24) и (27) следует полученное в [19] другим путем выражение для интенсивности в консервативной задаче Милна через поверхностную функцию Грина, т. е. фактически через интенсивность в задаче о диффузном отражении:

$$I_M^0(\tau, \mu) = \frac{3}{4} \left[\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau - \mu + \int_0^1 G^0(\tau, \mu; 0, \mu') \mu'^2 d\mu' \right]. \quad (29)$$

Формула (28) допускает простую физическую интерпретацию. Поскольку вероятность гибели фотона при рассеянии $1 - \lambda$ считается малой, гибнут, как правило, фотоны, испытавшие много рассеяний и поэтому успевшие проникнуть в глубокие слои. Согласно (28), почти консервативную среду можно заменить консервативной, в которой на бесконечности имеется некоторый сток фотонов, т. е. отрицательный источник. Мощность этого фиктивного источника, описывающего происходящее в глубоких слоях истинное поглощение, пропорциональна $I_M^0(\tau_0, -\mu_0)$, как это и должно быть по смыслу асимптотической ценности. Изложенные соображения восходят к Х. ван де Хюлсту [7], который сформулировал их при обсуждении одного частного случая формулы (28).

Имея разложение (28) функции Грина при малых $1 - \lambda$, нетрудно получить аналогичное разложение для интенсивности в задаче Милна. По существу оно является предельным случаем (28) при больших τ . Комбинируя (28) с (8) и (23), нетрудно получить

$$I_M(\tau, \mu) = I_M^0(\tau, \mu) \left(1 - k \frac{3\tau}{3-x_1} + \dots\right). \quad (30)$$

Формально это разложение справедливо при $\tau = \text{const}$, $\lambda \rightarrow 1$, фактическая же область его применимости определяется неравенством $k\tau \ll 1$. Аналогичным образом, разложение (28) годится, если одновременно $k\tau \ll 1$ и $k\tau_0 \ll 1$.

Обозначим, как принято в астрофизике, через $I(\tau, \mu, \mu_0)$ усредненную по азимуту интенсивность диффузного излучения на глубине τ в направлении μ в полубесконечной атмосфере, которая освещается параллельными лучами с косинусом угла падения μ_0 , создающими освещенность π на перпендикулярной к ним площадке. Поверхностная функция Грина $G(\tau, \mu; 0, \mu_0)$ связана с $I(\tau, \mu, \mu_0)$ соотношением

$$G(\tau, \mu; 0, \mu_0) \mu_0 = \delta(\mu - \mu_0) e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} + 2I(\tau, \mu, \mu_0). \quad (31)$$

Поэтому из (28) при $\tau_0 = 0$ находим

$$I(\tau, \mu, \mu_0) = I^0(\tau, \mu, \mu_0) - k \frac{4}{3 - x_1} I_M^0(\tau, \mu) I_M^0(\tau_0, -\mu_0) + \dots \quad (32)$$

В частном случае $\tau = 0$ (30) и (32) переходят в формулы, найденные Х. ван де Хюлстом [7] и В. В. Соболевым [20] (см. также [4], гл. II).

Пусть теперь имеется почти консервативная атмосфера с внутренними источниками излучения мощности $I^*(\tau, \mu)$. Если $I(\tau, \mu)$ — интенсивность излучения в такой атмосфере, $I^0(\tau, \mu)$ — интенсивность излучения в консервативной атмосфере с тем же распределением источников, то

$$I(\tau, \mu) = I^0(\tau, \mu) - k \frac{4}{3 - x_1} C^0 I_M^0(\tau, \mu) + \dots, \quad (33)$$

где C^0 определяется формулой (15) (с заменой в правой части I_M на I_M^0). Это разложение получается подстановкой (28) в (14). Условие его применимости состоит, во-первых, в выполнении неравенства $k\tau \ll 1$ и, во-вторых, в том, что вклад в интеграл (15) для C^0 , даваемый областью, где $k\tau' \gtrsim 1$, должен быть пренебрежимо мал.

Вклад рассеяний высоких порядков. Функцию Грина G можно представить в виде разложения

$$G = \sum_{n=0}^{\infty} i^n G_n, \quad (34)$$

в котором G_n описывает вклад в поле излучения, даваемый n -кратно рассеянными фотонами. Мы покажем сейчас, что G_n при $n \rightarrow \infty$ принимают следующую асимптотическую форму:

$$G_n^{as}(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = \frac{4}{\sqrt{3 - x_1} \sqrt{\pi} n^{3/2}} I_M^0(\tau, \mu) I_M^0(\tau_0, -\mu_0). \quad (35)$$

Можно предложить несколько способов вывода. Мы выбрали тот, который кажется более физичным.

Величина $G_n(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0)$ есть интенсивность на глубине τ в направлении μ , создаваемая n -кратно рассеянными фотонами, которые были первоначально инжектированы в среду [на глубине τ_0 в направлении μ_0]. Нас интересуют фотоны, испытавшие много рассеяний ($n \rightarrow \infty$). Большинство из них в ходе блужданий должно было побывать в глубоких слоях, откуда они вернулись затем на глубину τ . При выходе фотонов из глубоких слоев [в среде должно установиться такое же относительное пространственно-угловое распределение излучения, как в консервативной задаче Милна, т. е. зависимость от переменных (τ, μ) в $G_n(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0)$ при $n \rightarrow \infty$ должна входить множителем $I_M^0(\tau, \mu)$. Далее, G_n должны удовлетворять условию обратимости $G_n(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = G_n(\tau_0, -\mu_0; \tau, -\mu)$, а поэтому зависимость $G_n(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0)$ от (τ_0, μ_0) должна входить посредством множителя $I_M^0(\tau_0, -\mu_0)$. Следовательно, G_n при $n \rightarrow \infty$ имеют вид

$$G_n^{as}(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0) = g_n I_M^0(\tau, \mu) I_M^0(\tau_0, -\mu_0), \quad (36)$$

и нам осталось найти g_n .

Продифференцируем (34) по λ . Получающийся ряд обладает для наших целей существенным преимуществом перед (34): из-за появления дополнительного множителя n вклад далеких членов возрастает. Воспользовавшись также (28) и тем, что $k = \sqrt{(3-x_1)(1-\lambda)} + \dots$ при $\lambda \rightarrow 1$, находим

$$\frac{4}{\sqrt{3-x_1}} I_M^0(\tau, \mu) I_M^0(\tau_0, -\mu_0) \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} n \lambda^{n-1} G_n(\tau, \mu; \tau_0, \mu_0), \quad (37)$$

причем члены, замененные в левой части многоточием, остаются ограниченными при $\lambda \rightarrow 1$. Из расходимости ряда (37) при $\lambda = 1$ следует, что когда λ близко к единице, основной вклад в его сумму дают далекие члены, а в них для G_n можно использовать асимптотическое представление (36). Поэтому из (37) и (36) заключаем, что

$$\frac{4}{\sqrt{3-x_1}} \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} n g_n \lambda^{n-1}. \quad (38)$$

Отсюда легко получить, например, приближенно заменяя суммирование интегрированием, что $g_n = 4/(\sqrt{3-x_1} \sqrt{\pi} n^{3/2})$, а это в комбинации с (36) и приводит к искомому результату (35).

Отметим, что интенсивность в консервативной задаче Милна можно представить в виде

$$I_M^0(\tau, \mu) = \frac{3}{4} \left[\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau - \mu + \sum_{n=0}^{\infty} I_n^M(\tau, \mu) \right], \quad (39)$$

где

$$I_n^M(\tau, \mu) = \int_0^{\infty} G_n^0(\tau, \mu; 0, \mu') \mu'^2 d\mu'. \quad (40)$$

Это следует из (29) и (34). Воспользовавшись (35), находим, что при $n \rightarrow \infty$

$$I_n^M(\tau, \mu) = \gamma \frac{2}{|3 - x_1| \pi n^{\frac{3}{2}}} I_M^0(\tau, \mu) + \dots \quad (41)$$

Формулы (35) и (38) можно использовать для значительного ускорения сходимости итеративных процедур нахождения полей излучения. Некоторые относящиеся к этому вопросы обсуждаются в [12] и [13].

Несколько слов об области применимости (35) и (38). Эти выражения получены при $\tau, \tau_0 = \text{const}, n \rightarrow \infty$. Практически они применимы при выполнении неравенств $n \gg (3 - x_1)^{-2}$, $n \gg (3 - x_1) \tau_0^2$ и $n \gg 1$. Выход на асимптотический режим по n , описываемый (35) и (38), происходит, таким образом, тем быстрее, чем меньше τ (и τ_0). Оказывается, что для G_n при больших n можно получить и более общие асимптотические выражения, которые применимы при любых τ и τ_0 . Этот вопрос будет рассмотрен в другом месте.

Наконец, в связи с формулами (35) и (38) уместно упомянуть об известном правиле соотношения асимптотик по номеру рассеяния n в стационарных задачах асимптотикам по времени t в нестационарных задачах (см., например, [12]). Согласно этому правилу, если t измерять во временах свободного пробега фотона, то, положив $n = t$ в главном члене асимптотики по n , мы получим главный член асимптотики по t . Физический смысл этого правила очевиден: если фотон испытал много рассеяний, то средняя оптическая длина пути, пройденного им в расчете на одно рассеяние, равна единице.

Заключительные замечания. Полученные выше асимптотические результаты допускают обобщения. Во-первых, можно учесть поляризацию. Для изотропной среды с произвольной матрицей рассеяния учет поляризации в рамках развитой в настоящей статье асимптотической теории фактически сводится к простым заменам скалярных соотношений векторными. Во-вторых, по крайней мере часть

результатов должна оставаться в силе для широкого класса неоднородных сред. Причина этого в том, что угловая релаксация происходит и в неоднородных средах, что должно вести к асимптотическому разделению переменных.

Учет поляризации и обобщение результатов на неоднородные среды будут рассмотрены в последующих публикациях.

Ленинградский государственный
университет

ASYMPTOTIC PROPERTIES OF RADIATION FIELDS IN SEMI-INFINITE ATMOSPHERES

V. V. IVANOV

Anisotropic light scattering in semi-infinite plane-parallel atmospheres is considered. The asymptotic behavior of the Green's function of the transfer equation is studied. The cases considered are those of the deep layers and of the 'nearly conservative scattering. The contribution to the Green's function due to n times scattered photons is also found for large n .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
2. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
4. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
5. М. В. Масленников, Труды МИАН, вып. 97, 1968.
6. Т. А. Гермоинова, Ж. вычислит. матем. и мат. физики, 1, 1001, 1961.
7. Н. С. van de Hulst, В. А. N., 20, 77, 1968.
8. I. Kušcer, P. F. Zweifel, J. Math. Phys., 6, 1125, 1965.
9. Л. М. Романова, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 1, 599, 1965.
10. Т. W. Mullikin, J. Appl. Probability, 5, 357, 1968.
11. И. Н. Минин, в сб. „Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света“, Наука и техника, Минск, 1971, стр. 59.
12. А. Usugi, W. Irvine, Ap. J., 159, 127, 1970.
13. Н. С. van de Hulst, Astron. Astrophys., 9, 374, 1970.
14. К. Кейз, П. Цвайфель, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
15. В. Davison, Proc. Phys. Soc., A64, 881, 1951.
16. Т. А. Гермоинова, ДАН СССР, 115, 23, 1957.
17. Т. А. Гермоинова, в сб. „Некоторые математические задачи нейтронной физики“, МГУ, М., 1960, стр. 93.
18. В. В. Соболев, ДАН СССР, 179, 41, 1968.
19. В. В. Иванов, Астрон. ж. (в печати).
20. В. В. Соболев, Астрон. ж., 45, 254, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ГЛУБИННЫЙ РЕЖИМ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Х. ДОМКЕ

Поступила 3 января 1974

Разложением матрицы рассеяния по обобщенным сферическим функциям уравнение переноса в изотропной среде сведено к независимым уравнениям для азимутальных фурье-компонент. При наличии у процесса рассеяния отражательной инвариантности, глубинный режим определяется двухкомпонентным векторным уравнением для не зависящей от азимута части параметров Стокса I и Q . Дан способ определения наименьшего корня характеристического уравнения k и нахождения светового поля в глубоких слоях. При малом истинном поглощении линейная поляризация в глубинном режиме в изотропной среде всегда порядка $(1-\epsilon)$ или меньше.

1. *Введение.* В глубоких слоях полубесконечной среды, освещенной с поверхности, устанавливается асимптотический световой режим, который имеет довольно простые характеристики даже при сложном законе рассеяния. Глубинный световой режим представляет большой интерес не только для астрофизики, но и для геофизики, а также для общей теории переноса излучения при решении различных асимптотических задач для полубесконечной среды или атмосферы большой оптической толщины.

В ряде работ [1—5], а также в [6, 7] поле излучения в глубоких слоях исследовалось в рамках скалярной теории переноса, т. е. без учета поляризации. Теоретическое исследование свойств поляризации света в глубоких слоях полубесконечной среды для релеевского рассеяния дается В. В. Соболевым [8]. Для более общего закона рассеяния Г. В. Розенбергом [9] предложен метод нахождения глубинного распределения интенсивности и поляризации света, который применяется и в [10]. По этому методу поле излучения в

глубоких слоях получается при помощи решения некоторой последовательности интегральных уравнений.

В настоящей работе предлагается другой способ нахождения глубинного поля поляризованного света в макроскопически изотропной атмосфере при произвольном законе рассеяния. Следуя соображениям Кушера и Рибарича [11], мы сводим уравнение переноса к независимым уравнениям для отдельных фурье-компонент по азимуту при помощи разложения матрицы рассеяния по обобщенным сферическим функциям. Далее, в [11] было показано, что векторное уравнение переноса для азимутально симметричной части поля излучения может расщепляться на две независимые системы для параметров Стокса (I, Q) и (V, U) , соответственно. Используя рекуррентные свойства обобщенных сферических функций [12], можно дать систематический способ определения наименьшего корня характеристического уравнения и нахождения пространственно-углового распределения и поляризации света в глубоких слоях.

2. Уравнения переноса. Рассмотрим плоскопараллельную полубесконечную атмосферу, на границу которой по направлению (μ_0, φ_0) падает излучение, описываемое вектором Стокса πF . Здесь μ обозначает косинус угла между направлением распространения света и внутренней нормалью к слоям, а φ — азимут. Уравнение переноса для вектора Стокса $I(\tau, \mu, \varphi)$ диффузного излучения имеет вид

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} I(\tau, \mu, \varphi) = & -I(\tau, \mu, \varphi) + \frac{1}{4} S(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) F e^{-\frac{\tau}{\mu}} + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' S(\mu, \varphi; \mu', \varphi') I(\tau, \mu', \varphi'), \end{aligned} \quad (1)$$

где τ — оптическая глубина, а $S(\mu, \varphi; \mu', \varphi')$ — матрица рассеяния. В качестве параметров поляризации удобно выбрать параметры, введенные в [11],

$$I = \begin{pmatrix} I_2 \\ I_0 \\ I_{-0} \\ I_{-2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} Q - iU \\ I - V \\ I + V \\ Q + iU \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где (I, Q, U, V) — обычные параметры Стокса [6], которые относятся к линейным состояниям $e_1 = e_r$, $e_2 = e_\theta$ поляризации параллельно и перпендикулярно к меридиональной плоскости.

В изотропной среде матрица рассеяния S может зависеть лишь от вращения g , которое переводит систему ортов (e_1, e_2, e_z) , к которой относится вектор Стокса рассеянного излучения, в систему (e_1, e_2, e_z) , к которой относится вектор Стокса падающего излучения. При этом e_z — направление распространения света, а (e_1, e_2) — орты линейных состояний поляризации. Поэтому естественно разложить элементы матрицы рассеяния $S = S(g)$ по неприводимым представлениям $T^l(g)$ группы пространственных вращений.

При повороте ортов (e_1, e_2) вокруг e_z на угол φ элементы вектора (2) преобразуются согласно закону

$$I_n = e^{in\varphi} I_n. \quad (3)$$

Тогда из общих правил разложения величин по неприводимым представлениям $T^l(g)$ группы вращения [12] следует, что элементы матрицы рассеяния в представлении (2) имеют разложение вида

$$S_{mn}(g) = \sum_{l=\max(|n|, |m|)}^{\infty} T_{mn}^l(g) p_{mn}^l. \quad (4)$$

Если вращение g задано эйлеровыми углами $(\varphi_1, \theta, \varphi_2)$, то

$$T_{mn}^l(g) = e^{-im\varphi_1} P_{mn}^l(\cos \theta) e^{-in\varphi_2}, \quad (5)$$

где $P_{mn}^l(\cos \theta)$ — обобщенные сферические функции. Если орты e_1, e_2 поляризацій относятся к плоскости рассеяния, то очевидно, что $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, и, согласно (4) и (5), имеем

$$S_{mn}(\cos \theta) = \sum_{l=\max(|m|, |n|)}^{\infty} p_{mn}^l P_{mn}^l(\cos \theta),$$

где θ — угол рассеяния.

В дальнейшем будем относить параметры поляризации к линейным поляризациям относительно меридиональной плоскости. Применяя теорему сложения [12], будем иметь

$$T_{mn}^l(g) = (-1)^m \sum_{s=-|l|}^{+|l|} P_{ms}^l(\mu) P_{sn}^l(\mu') e^{is(\varphi-\varphi')} (-1)^s. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4), для матрицы рассеяния $S(\mu, \varphi; \mu', \varphi')$ получим

$$S_{mn}(\mu, \varphi; \mu', \varphi') = \sum_{l=0}^N \sum_{s=-|l|}^{+|l|} P_{ms}^l(\mu) P_{sn}^l(\mu') e^{is(\varphi-\varphi')} (-1)^s p_{mn}^l, \quad (7)$$

$$(m, n = 2, 0, -0, -2).$$

Введем матрицы

$$\begin{aligned} \{P_s^l(\mu)\}_{mn} &= \delta_{mn} P_{ms}^l(\mu), \\ \{p^l\}_{mn} &= p_{mn}^l \end{aligned} \quad (8)$$

и поменяем в (7) порядок суммирования. Тогда матрица $S(\mu, \varphi; \mu', \varphi')$ окажется представленной в виде

$$S(\mu, \varphi; \mu', \varphi') = \sum_{s=-N}^{+N} e^{is(\varphi-\varphi')} P_s(\mu, \mu'), \quad (9)$$

где

$$P_s(\mu, \mu') = (-1)^s \sum_{l=|s|}^N P_s^l(\mu) p^l P_s^l(\mu'). \quad (10)$$

Предположим, что процесс 'рассеяния инвариантен при обращении времени (принцип взаимности), а также при отражении относительно плоскости рассеяния. Тогда матрица рассеяния может зависеть лишь [от шести независимых вещественных функций [13, 14]. Вместе с соотношениями $I_n = I_{-n}^*$ ($n = 2, 0, -0, -2$) между параметрами Кущера-Рибарича (2) указанные инвариантности приводят к дополнительным условиям, которым должны подчиняться коэффициенты разложения p_{mn}^l . Эти условия имеют вид [11]

$$\begin{aligned} p_{mn}^l &= p_{nm}^l = p_{-m, -n}^l; \\ p_{m, m}^l, p_{m, -m}^l &\text{ — вещественны,} \\ p_{2, 0}^l &= p_{2, -0}^l. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, матрицы p^l действительно содержат лишь шесть независимых вещественных параметров.

Используя (11), а также соотношения [12]

$$\begin{aligned} P_{ms}^l(-\mu) &= (-1)^{l+m+s} P_{m, -s}^l(\mu), \\ P_{-m, -n}^l(\mu) &= P_{m, n}^l(\mu), \end{aligned} \quad (12)$$

легко найти, что

$$p_s^T(\mu, \mu') = p_s(\mu', \mu) = p_{-s}(-\mu', -\mu), \quad (13)$$

где верхний индекс T означает транспонирование.

Представим $I(\tau, \mu, \varphi)$ в виде

$$I(\tau, \mu, \varphi) = \sum_{s=-N}^{+N} I_s(\tau, \mu) e^{is(\varphi-\varphi_0)}. \quad (14)$$

Из (9) и (1) легко получить независимые уравнения переноса для отдельных азимутальных фурье-компонент

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial z} I_s(\tau, \mu) = & -I_s(\tau, \mu) + \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' p_s(\mu, \mu') I_s(\tau, \mu') + \\ & + \frac{1}{4} p_s(\mu, \mu_0) e^{-\frac{\tau}{\mu}} F, \quad (s = -N, \dots, +N). \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнение (15) при $s = 0$ допускает дальнейшее расщепление. Определим матричные операторы A_{\pm} и векторы i_{\pm} :

$$A_{\pm} = \begin{pmatrix} \pm 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & \pm 1 & 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad i_+ = A_+ I = \begin{pmatrix} Q \\ I \end{pmatrix}; \quad i_- = A_- I = \begin{pmatrix} iU \\ V \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Из (8), (11) и (12) следует, что

$$A_{\pm} P_0^l(\mu) = P^l(\mu) A_{\pm}; \quad P^l(\mu) = \begin{pmatrix} P_{20}^l(\mu) & 0 \\ 0 & P_{00}^l(\mu) \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$A_{\pm} P^l = P^l A_{\pm}; \quad P^l_{\pm} = \begin{pmatrix} P_{-2,2}^l \pm P_{22}^l & P_{-2,0}^l \pm P_{20}^l \\ P_{20}^l \pm P_{-2,0}^l & P_{-0,0}^l \pm P_{0,0}^l \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Поэтому, применяя A_+ и A_- слева к (15) и учитывая (16)–(18), получим отдельные уравнения для $i_+(\tau, \mu)$ и $i_-(\tau, \mu)$

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial z} i_{\pm}(\tau, \mu) = & -i_{\pm}(\tau, \mu) + \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' p_{\pm}(\mu, \mu') i_{\pm}(\tau, \mu') + \\ & + \frac{1}{4} p_{\pm}(\mu, \mu_0) e^{-\frac{\tau}{\mu}} F_{\pm}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$p_{\pm}(\mu, \mu') = \sum_{l=0}^N P^l(\mu) P^l_{\pm} P^l(\mu'). \quad (20)$$

Следует подчеркнуть, что рассмотренное только что расщепление в уравнении для $s = 0$ является следствием инвариантности рассеяния относительно пространственного отражения. Если изотропная среда состоит, например, из случайно ориентированных частиц без плоскости симметрии, то такого упрощения уравнения переноса, вообще говоря, не существует.

3. *Поле излучения в глубоких слоях.* В достаточно глубоких слоях поле излучения не должно зависеть от деталей углового распределения и поляризации падающего излучения. В частности, оно не зависит от азимута φ . Кроме того, из физического смысла параметров Стокса следует, что с ростом оптической глубины τ вектор i_- не может убывать медленнее i_+ . Поэтому на достаточно больших оптических глубинах поле излучения определяется лишь уравнением (19) для индекса $+$, которое при $\tau \gg 1$ принимает вид

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} i_+(\tau, \mu) = -i_+(\tau, \mu) + \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' p_+(\mu, \mu') i_+(\mu'). \quad (21)$$

В дальнейшем индекс $+$ будет опускаться.

Решение уравнения (21) ищем в виде

$$i(\tau, \mu) = i(\mu) e^{-k\tau}, \quad 0 \leq k \leq 1. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (21), найдем для $i(\mu)$ интегральное характеристическое уравнение

$$i(\mu) (1 - k\mu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' p(\mu, \mu') i(\mu'), \quad (23)$$

причем k определяется условием разрешимости этого уравнения.

Перепишем (23) в виде

$$i(\mu) (1 - k\mu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' \left[p(\mu, \mu') \pi^{-1}(\mu') - p\left(\mu, \frac{1}{k}\right) \pi^{-1}\left(\frac{1}{k}\right) \right] \times \\ \times \pi(\mu') i(\mu') + p\left(\mu, \frac{1}{k}\right) M, \quad (24)$$

где

$$M = \pi^{-1}\left(\frac{1}{k}\right) \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' \pi(\mu') i(\mu'). \quad (25)$$

а $\pi(\mu)$ — некоторая (пока не определенная) матрица — функция, которую мы выберем позже из соображений удобства.

Введем матрицу — функцию $\Psi(\mu, 1/k)$, определив ее как решение уравнения

$$\Psi\left(\mu, \frac{1}{2k}\right) = \frac{1}{k} \int_{-1}^{+1} d\mu' \frac{\left[p(\mu, \mu') \pi^{-1}(\mu') - p\left(\mu, \frac{1}{k}\right) \pi^{-1}\left(\frac{1}{k}\right) \right]}{\frac{1}{k} - \mu'} \times$$

$$\times \Psi\left(\mu', \frac{1}{k}\right) + p\left(\mu', \frac{1}{k}\right). \quad (26)$$

Из (24) видно, что

$$l(\mu) = \frac{\Psi\left(\mu, \frac{1}{k}\right)}{1 - k\mu} M. \quad (27)$$

Подставляя (27) в (25), получаем алгебраическое уравнение для вектора M

$$T\left(\frac{1}{k}\right) M = 0, \quad (28)$$

где

$$T\left(\frac{1}{k}\right) = E - \pi^{-1}\left(\frac{1}{k}\right) \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' \frac{\pi(\mu') \Psi\left(\mu', \frac{1}{k}\right)}{1 - k\mu'}. \quad (29)$$

Параметр k определяется условием разрешимости уравнения (28):

$$\det T\left(\frac{1}{k}\right) = 0. \quad (30)$$

Поскольку в $T(1/k)$ входит $\Psi(\mu, 1/k)$, параметр k можно найти только совместным решением уравнений (30) и (26). Однако ниже мы покажем, что при помощи рекуррентных свойств обобщенных сферических функций решение уравнения (26) можно представить в виде некоторого разложения, что дает алгоритм нахождения k и $l(\mu)$ без решения каких-либо интегральных уравнений.

4. *Исследование характеристического уравнения.* Чтобы найти решение характеристического уравнения (23), рассмотрим сначала функцию $\Psi(\mu, 1/k)$, определяемую уравнением (26). Подставляя выражение (20) для $p(\mu, \mu')$ в (26), находим

$$\Psi\left(\mu, \frac{1}{k}\right) = \sum_{l=0}^N p^l(\mu) p^l R^l\left(\frac{1}{k}\right), \quad (31)$$

где

$$R^l(z) = \sum_{l'=0}^{l'} z \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu' \frac{p^l(\mu') \pi^{-1}(\mu') - p^l(z) \pi^{-1}(z)}{z - \mu'} \times \\ \times \pi(\mu') p^{l'}(\mu') p^{l'} R^{l'}(z) + p^l(z). \quad (32)$$

Диагональные матрицы $p^l(\mu)$ удовлетворяют следующим рекуррентным соотношениям [12]:

$$A^{l+1} p^{l+1}(\mu) + A^l p^{l-1}(\mu) = (2l+1) \mu p^l(\mu), \quad (33)$$

где

$$p^0(\mu) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad p^1(\mu) = \mu p^0(\mu), \\ p^2(\mu) = \begin{pmatrix} P_{20}^2(\mu) & 0 \\ 0 & P_{00}^2(\mu) \end{pmatrix}, \quad A^l = \begin{pmatrix} [l^2 - 4]^{1/2} & 0 \\ 0 & l \end{pmatrix}.$$

Таким образом, матрицы $p^l(\mu)$ представимы в виде

$$p^l(\mu) = D^l(\mu) \begin{pmatrix} P_{20}^2(\mu) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Здесь $D^l(\mu)$ — диагональная матрица, элементы которой являются полиномами порядка $(l-2)$ или l . Она также удовлетворяет рекуррентному соотношению (33). Для матриц $p^l(\mu)$ имеет место соотношение [12]

$$\int_{-1}^{+1} d\mu p^l(\mu) p^{l'}(\mu) = \frac{2}{2l+1} E_l \delta_{ll'}, \quad (35)$$

где

$$E_l = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, & l \geq 2 \\ \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, & l < 2. \end{cases}$$

Из (32) видно, что матрицу $\pi(\mu)$ удобно выбрать в виде

$$\pi(\mu) = \begin{pmatrix} P_{20}^2(\mu) & 0 \\ 0 & P_{00}^0(\mu) \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Учитывая (35) и вводя обозначение

$$C_{ll'}(z) = - \int_{-1}^{-1} d\mu' \frac{D^l(\mu') - D^l(z)}{z - \mu'} \pi(\mu') p^l(\mu'), \quad (37)$$

из (32) получаем

$$R^l(z) = p^l(z) - \frac{1}{2} z \sum_{l'=0}^{l-1} C_{ll'}(z) p^{l'} R^{l'}(z). \quad (38)$$

Функции $C_{ll'}(z)$ удовлетворяют рекуррентному соотношению

$$A^{l+1} C_{l+1, l'}(z) + A^l C_{l-1, l'} = (2l+1) z C_{l, l'}(z) + \delta_{l, l'} E_l \cdot 2, \\ C_{l, l'} \equiv 0, \quad l \leq l', \quad (39)$$

которое легко получить из формул (33)–(35). При помощи (38) и (39) находим искомое соотношение

$$A^{l+1} R^{l+1}(z) + A^l R^{l-1}(z) = [(2l+1) E_l - p^l] z R^l(z). \quad (40)$$

При этом из (38) следует, что

$$R^0(z) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R^1(z) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & r_1(z) \end{pmatrix}, \quad R^2(z) = \begin{pmatrix} P_{20}^2(z) & 0 \\ 0 & r_2(z) \end{pmatrix},$$

где

$$r_1(z) = (1 - \lambda) z, \quad r_2(z) = \frac{1}{2} [(1 - \lambda)(3 - p^1) z^2 - 1], \\ \lambda = (p_{00}^0 + p_{0, -0}^0), \quad p^1 = p_{00}^1 + p_{0, -0}^1. \quad (41)$$

Формула (40) есть матричный аналог хорошо известной рекуррентной формулы для R -полиномов, используемых в скалярной теории неизотропного рассеяния [8].

Введем векторы

$$\xi^l = R^l \left(\frac{1}{k} \right) M, \quad (42)$$

которые появляются в (27), если подставить туда $\Psi \left(\mu, \frac{1}{k} \right)$ из (31).

Они, очевидно, удовлетворяют рекуррентному соотношению [11]

$$A^{l+1} \xi^{l+1} + A^l \xi^{l-1} = h^l \xi^l \frac{1}{k}, \\ h^l = (2l+1) E_l - p^l. \quad (43)$$

Нормируем $l(\mu)$ так, что

$$\xi^0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (44)$$

Соотношение (43) содержит еще одну, пока неизвестную постоянную γ , входящую в ξ^2 .

$$\xi^2 = \begin{pmatrix} \gamma \\ r_2 \left(\frac{1}{k} \right) \end{pmatrix}. \quad (45)$$

Введем матрицы C_l соотношением

$$\xi^l \left(\frac{1}{k} \right) = C_l \left(\frac{1}{k} \right) \xi^{l-1} \left(\frac{1}{k} \right). \quad (46)$$

Они удовлетворяют рекуррентному соотношению

$$A^{l+1} C_{l+1} C_l + A^l = \frac{1}{k} h_l C_l, \quad (47)$$

где

$$C_1 = r_1 \left(\frac{1}{k} \right) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad C_1 = \begin{pmatrix} 0 & \gamma \\ 0 & r_2 \left(\frac{1}{k} \right) \end{pmatrix} \frac{1}{r_2 \left(\frac{1}{k} \right)}. \quad (48)$$

Из (47) следует, что

$$C_l = [h_l - kA^{l+1} C_{l+1}]^{-1} kA^l, \quad l \geq 2 \quad (49)$$

Чтобы найти выражение для k , подставим (49) в вытекающую из (45) и (48) формулу

$$\xi^2 = C_2 C_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma \\ r_2 \left(\frac{1}{k} \right) \end{pmatrix}. \quad (50)$$

В результате находим

$$\xi^2 = [h_2 - kA^3 C_3]^{-1} (1 - \lambda) 2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma \\ r_2 \left(\frac{1}{k} \right) \end{pmatrix}. \quad (51)$$

Если учесть (42), то отсюда следует, что

$$k^3 = (1 - \lambda) \left\{ (3 - p^2) - 4k^2 (0, 1) [h_2 - kA^3 C_2]^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} \quad (52)$$

и

$$\gamma = 2(1 - \lambda)(1, 0) [h_2 - kA^3 C_2]^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (53)$$

В этих формулах C_2 должно находиться из (49).

5. *Почти консервативное рассеяние.* Формула (52) позволяет найти k методом последовательных приближений включением все большего числа членов при вычислении C_2 при помощи (49). При малом истинном поглощении $(1 - \lambda) \ll 1$ получающийся ряд сходится быстро. В первом приближении находим из (52)

$$k_{(1)} = [(1 - \lambda)(3 - p^1)]^{1/2} + 0((1 - \lambda)^{3/2}), \quad (54)$$

т. е. точно такой же результат, как в скалярной теории. Во втором приближении имеем

$$k_{(2)} = [(1 - \lambda)(3 - p^1)]^{1/2} \left| 1 - (1 - \lambda) 4(0, 1) \{h_2\}^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^{1/2} + 0((1 - \lambda)^{5/2}). \quad (55)$$

Подчеркнем, что из (52) k можно найти с любой точностью, независимо от нахождения $\Psi(\mu, 1/k)$. При помощи (53) находим γ для малых $(1 - \lambda)$

$$\gamma = 2(1 - \lambda)(1, 0) h_2^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (56)$$

Наконец, рассмотрим вектор Стокса $i(\mu)$ (27) глубинного режима. При учете (31) и (42) получим

$$i(\mu) = \frac{1}{1 - k\mu} \sum_{l=0}^N p^l(\mu) p^l \xi^l \begin{pmatrix} 1 \\ k \end{pmatrix}. \quad (57)$$

Используя (43), (51) и (54), находим, что при малом истинном поглощении с точностью до членов порядка $(1 - \lambda)^{3/2}$

$$i(\mu) = \left(1 + 3\mu \frac{(1 - \lambda)^{1/2}}{(3 - p^1)^{1/2}}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + 3\mu^2(1 - \lambda) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + (1 - \lambda) 2p^2(\mu) p^2 h_2^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + 0((1 - \lambda)^{3/2}). \quad (58)$$

Здесь

$$p^2(\mu) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\sqrt{\frac{3}{2}(1 - \mu^2)} & 0 \\ 0 & (3\mu^2 - 1) \end{pmatrix}.$$

Обсудим формулу (58). Можно показать, что в глубинном режиме в изотропной среде появление линейной поляризации в линейных по μ членах запрещено симметрией задачи. При малом истинном поглощении эффекты поляризации в глубоких слоях изотропной среды, согласно (58), имеют порядок $(1 - \lambda)$ или меньше. Тем самым мы получаем оценку точности расчета полей излучения по скалярной теории переноса, по крайней мере для глубоких слоев. Кроме того, формула (58) дает возможность измерением линейной поляризации получить непосредственно информацию о фазовой матрице. Если же закон рассеяния известен, то мы получаем тем самым метод определения параметра λ .

Формулы (57), (55) и рекуррентное соотношение (43) были получены еще в работе Кушера и Рибарича [11]. Изложенный выше способ нахождения k и γ можно рассматривать как обобщение известного в скалярной теории метода определения k по целной дроби [4, 7].

В качестве примера применим полученные только что формулы для нахождения глубинного светового режима при молекулярном рассеянии. Для молекулярного рассеяния матрицы p^i имеют вид [6, 11]

$$p^0 = \lambda \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad p^1 = 0, \quad p^2 = 3c\lambda \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{6} \end{pmatrix}, \quad (59)$$

($c = 1$ — релеевское рассеяние, $c = 0$ — изотропное рассеяние). Подставляя (59) в (58), найдем

$$I_M(\mu) = (1 + 3(1 - \lambda)^{3/2}\mu + 3\mu^2(1 - \lambda)) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + (1 - \lambda) \frac{c}{10 - 7c} \begin{pmatrix} -3(1 - \mu^2) \\ 3\mu^2 - 1 \end{pmatrix} + 0((1 - \lambda)^{3/2}). \quad (60)$$

Отсюда следует, что максимальная степень поляризации в глубоких слоях, которая достигается при $\mu = 0$, равна

$$P_{\max} = -\frac{3c(1 - \lambda)}{10 - 7c} + 0((1 - \lambda)^{3/2}). \quad (61)$$

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В. В. Иванову за ценные замечания и дискуссии.

Центральный институт астрофизики
АН ГДР

POLARIZED RADIATION IN DEEP LAYERS OF
A SEMI-INFINITE ATMOSPHERE

H. DOMKE

Expanding the scattering matrix in generalized spherical functions the transport equation for an isotropic medium is reduced to independent equations for the Fourier components in azimuth. If the scattering process is invariant to the reflection, the radiation field in deep layers is described by a two component vector equation for the azimuth-independent components of the Stokes parameters I and Q . A method is given for calculating the smallest root of the characteristic equation and of the radiation field in deep layers. For small true absorption ($(1 - \nu) \ll 1$) the plane polarization deep inside an isotropic medium is of the order of $(1 - \nu)$ or smaller.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбирцумян, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 3, 97, 1942.
2. В. В. Соболев, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 5, 273, 1944.
3. Л. М. Романова, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 9, 1294, 1962.
4. В. М. Лоскутов, Вестн. ЛГУ № 13, 143, 1969.
5. М. В. Масленников, Проблема Миана с анизотропным рассеянием, Труды Матем ин-та АН СССР, вып. 97, 1968.
6. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
7. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
8. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
9. Г. В. Розенберг, в сб. „Спектроскопия светорассеивающих сред“, Изд-во АН БССР, Минск, 1963, стр. 5.
10. Э. П. Зиге, Л. И. Кардаш, Ж. прикл. спектроск., 17, 861, 1972.
11. I. Kuščer, M. Ribarič, Optica acta, 6, 42, 1959.
12. И. М. Гельфанд, Р. А. Минлос, Э. Я. Шапиро, Представления группы вращений и группы Лоренца, Физматгиз, М., 1958.
13. H. C. van de Hulst, Light scattering by small particles, Wiley, New York, 1957, (русс. пер. Г. ван де Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, М., 1961).
14. J. W. Hovenier, J. Atmosph. Sci., 26, 488, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

О СВЯЗИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДАХ

И. Л. КАЦЕВ, Э. П. ЗЕГЕ

Поступила 17 декабря 1973

Выяснены условия, которым должна удовлетворять функция, описывающая вероятность переизлучения фотона после его поглощения, необходимые для существования связи между нестационарными полями излучения в поглощающей и непоглощающей средах. Найден вид этой связи.

В теории нестационарного поля излучения весьма полезными оказались соотношения, которые для случая освещения среды мгновенным импульсом света связывают интенсивность излучения в среде с поглощением с интенсивностью излучения в чисто рассеивающей среде [1—4]:

$$J(\tau_1, \vec{Q}, u, \Lambda) = \Lambda e^{-(1-\Lambda)u} J(\tau_1, \vec{Q}, \Lambda u, 1) \quad \text{при } t_2 = 0, \quad (1)$$

$$J(\tau_1, \vec{Q}, u, \Lambda) = \Lambda e^{-(1-\Lambda)u} J(\Lambda \tau_1, \vec{Q}, \Lambda u, 1) \quad \text{при } t_1 = 0, \quad (2)$$

$$J(\tau_1, \vec{Q}, u, \Lambda) = \Lambda e^{-2(1-\Lambda)u} J(\tau_1/\sqrt{\Lambda}, \vec{Q}, u/\sqrt{\Lambda}, 1) \quad \text{при } t_1 = t_2. \quad (3)$$

Здесь t_1 — среднее время пребывания фотона в поглощенном состоянии, $t_2 = 1/\varepsilon v$ — среднее время нахождения фотона в пути между двумя последовательными актами рассеяния, ε — коэффициент ослабления света в среде, v — скорость света в среде, $u = t/(t_1 + t_2)$ — безразмерное время, t — время, τ_1 — совокупность оптических координат, от которых зависит световое поле, Λ — альbedo однократного рассеяния, \vec{Q} — единичный вектор направления распространения излучения, $J(\tau_1, \vec{Q}, \Lambda, u)$ — интенсивность излучения.

Соотношения (1)—(3), например, при получении численных решений позволяют резко ограничить объем необходимых расчетов. Однако они получены не только при определенных соотношениях между t_1 и t_2 , но и для частного случая, когда вероятность излучения фотона в интервале от t до $t + dt$, поглощенного в момент времени $t = 0$, равна

$$f(t) dt = e^{-\Lambda t} \frac{dt}{t_1}. \quad (4)$$

Поэтому естественно поставить вопрос о тех более общих условиях, которыми должны удовлетворять функция $f(t)$ и соотношение между характеристическими временами t_1 и t_2 , чтобы могла существовать связь такого типа.

В общем случае связь между $J(\tau_i, \vec{\Omega}, t, \Lambda)$ и $J(\tau_i, \vec{\Omega}, t, 1)$ можно искать в виде

$$J(\tau_i, \vec{\Omega}, t, \Lambda) = \Phi(\Lambda, t) J(\tau_{i1}(\tau_i), \vec{\Omega}, \tau_{i2}(t), 1), \quad (5)$$

где $\Phi(\Lambda, t)$, $\tau_{i1}(\tau_i)$, $\tau_{i2}(t)$ — некоторые неизвестные функции. Заметим, что функция $\Phi(\Lambda, t)$ не должна зависеть от τ_i и $\vec{\Omega}$, так как искомая связь должна быть единой для всех точек среды и для любой геометрии рассеивающего объема.

Очевидно, что если такая связь существует, то она имеет место также для функций, являющихся решением однородного уравнения переноса

$$\vec{\Omega} \operatorname{grad}_{\vec{r}} J + t_2 \frac{\partial J}{\partial t} = -J + \frac{\Lambda}{4\pi} \int_0^t f(t-t') dt' \int_{4\pi} J(\vec{\Omega}', t') x(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'. \quad (6)$$

Здесь $x(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')$ — индикатриса рассеяния, нормированная соотношением $\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} x(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' = 1$, а функция $f(t)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^{\infty} f(t) dt = 1. \quad (7)$$

Теперь учтем, что в силу инвариантности уравнения (6) относительно сдвига по t временная часть его решения имеет экспоненциальный вид

при любых значениях Λ [5]. С учетом этого обстоятельства соотношение (5) может выполняться только при

$$\Psi(\Lambda, t) = Ae^{-\xi t}, \quad \tau_2(t) = mt, \quad (8)$$

где A, ξ, m — некоторые величины, не зависящие от t . Таким образом,

$$J(\tau_1, \bar{Q}, t, \Lambda) = Ae^{-\xi t} J[\tau_1(\tau_1), \bar{Q}, mt, 1]. \quad (9)$$

Для нахождения $A, \xi, m, \tau_1(\tau_1)$ и ограничений, налагаемых на функцию $f(t)$, воспользуемся легко находимой связью между преобразованием Лапласа по t от $J(\tau_1, \bar{Q}, t, \Lambda)$ и решением соответствующего стационарного уравнения переноса.

Применим к уравнению (6) преобразование Лапласа по времени t . Тогда после несложных преобразований получим:

$$\bar{Q} \operatorname{grad}_{\bar{Q}} \bar{J} = -\bar{J} + \frac{\Lambda'}{4\pi} \int_{4\pi} \bar{J}(\bar{Q}') x(\bar{Q}, \bar{Q}') d\bar{Q}', \quad (10)$$

где $\bar{J} = L[J(t)]$, L — оператор преобразования Лапласа по переменной t ,

$$\bar{\tau} = \tau(1 + t_2 p), \quad \Lambda' = \frac{\Lambda f(p)}{1 + t_2 p},$$

p — параметр преобразования.

Из (10) видно, что

$$L[J(\tau_1, \bar{Q}, t, \Lambda)] = J_{cm} \left[\tau_1(1 + t_2 p), \bar{Q}, \frac{\Lambda \bar{f}(p)}{1 + t_2 p} \right], \quad (11)$$

где $J_{cm}(\tau_1, \bar{Q}, \Lambda)$ — решение соответствующей задачи в стационарном случае.

Соотношение (11) было получено ранее в [6].

С учетом (11) и свойства подобия преобразования Лапласа [7] получим

$$L[J(\tau_1(\tau_1), \bar{Q}, mt, 1)] = \frac{1}{m} J_{cm} \left[\tau_1(\tau_1) \left(1 + t_2 \frac{p}{m} \right), \bar{Q}, \frac{\bar{f} \left(\frac{p}{m} \right)}{1 + t_2 \frac{p}{m}} \right]. \quad (12)$$

С другой стороны, из (9) и (11) имеем

$$L[J(\tau_1(\tau_i), \bar{\varrho}, mt, 1)] = \frac{1}{A} \int_{cm} \left[\tau_i (1 + t_2(p - \xi)), \bar{\varrho}, \frac{\Lambda \bar{f}(p - \xi)}{1 + t_2(p - \xi)} \right]. \quad (13)$$

Сопоставляя (12) и (13), получаем

$$A = m, \quad (14)$$

$$\left(1 + t_2 \frac{p}{m}\right) \tau_1(\tau_i) = \tau_i [1 + t_2(p - \xi)], \quad (15)$$

$$\frac{\bar{f}(p/m)}{1 + t_2 p/m} = \frac{\Lambda \bar{f}(p - \xi)}{1 + t_2(p - \xi)}. \quad (16)$$

Решение системы уравнений (14)–(16) должно определить вид функций $f(t)$, для которых возможен переход (9), а также величины A , m , ξ , $\tau_1(\tau_i)$.

Рассмотрим класс функций $f(t)$, для которых возможно представление в виде:

$$f(t) = t^\nu \varphi(t), \quad 0 < \varphi(t=0) < \infty, \quad \nu > -1. \quad (17)$$

Очевидно, этот класс достаточно общий и включает в себя практически все физически реализуемые ситуации (за исключением случая $f(t) = \delta(t)$, который будет рассмотрен отдельно).

Рассмотрим два случая.

I. $t_2 = 0$, т. е. временем пробега фотона между актами рассеяния можно пренебречь.

Обратное преобразование Лапласа от (16) в этом случае дает

$$mf(mt) = \Lambda e^{\xi t} f(t) \quad (18)$$

или, с учетом (17),

$$m^{\nu+1} \varphi(mt) = \Lambda e^{\xi t} \varphi(t). \quad (19)$$

Полагая $t = 0$ и учитывая (14), имеем

$$A = m = \Lambda^{1/(\nu+1)}. \quad (20)$$

Теперь от функционального уравнения

$$\varphi(mt) = e^{\xi t} \varphi(t), \quad (21)$$

которое получается из (19) с учетом (20), перейдем к дифференциальному. Для этого продифференцируем (21) по m .

$$t \frac{d\varphi(mt)}{d(mt)} = t\varphi(mt) \frac{d\xi}{dm}, \quad (22)$$

или

$$\frac{1}{z(t)} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{d\zeta}{dm}. \quad (23)$$

Так как левая и правая части уравнения (23) зависят от разных переменных, то

$$\frac{1}{z(t)} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{d\zeta}{dm} = -\frac{1}{t_1}, \quad \text{где } t_1 = \text{const.} \quad (23')$$

Из (20) и (21) получаем, что при $\Lambda = 1$, $m = 1$, $\zeta = 0$.

Тогда с учетом (23') решение функциональных уравнений (21) и (18) имеет вид

$$\zeta = \frac{1-m}{t_2}, \quad \varphi(t) = Ce^{-t/t_1}, \quad f(t) = Ct^\nu e^{-t/t_1}. \quad (24)$$

Константа C находится из условия нормировки (7).

$$f(t) = \frac{t^\nu e^{-t/t_1}}{t_1^{\nu+1} \Gamma(\nu+1)}. \quad (25)$$

Из уравнения (15) при $t_2 = 0$ имеем

$$\gamma_1(\tau_1) = \tau_1. \quad (26)$$

Таким образом, при $t_2 = 0$ соотношение (9) выполняется только для функций типа (25). Если ввести безразмерное время $u = t/t_1$, то при $\nu = 0$ соотношение (9) с учетом полученных выше выражений для A , m , ζ , $\gamma_1(\tau_1)$ переходит в (1).

II. $t_2 \neq 0$. Из (15), приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях p , находим:

$$\gamma_1(\tau_1) = m\tau_1, \quad \zeta = (1-m)/t_2. \quad (27)$$

Выполняя обратное преобразование Лапласа от (16), получим [8]:

$$\frac{m^2}{t} \int_0^t e^{-m(t-t')/t_2} f(mt') dt' = \frac{\Lambda}{t_2} e^{(\zeta-1/t_2)t} \int_0^t e^{t'/t_2} f(t') dt', \quad (28)$$

или, с учетом (27),

$$m^2 \int_0^t e^{mt'/t_2} f(mt') dt' = \Lambda \int_0^t e^{t'/t_2} f(t') dt'. \quad (29)$$

Теперь рассмотрим два случая:

а) $f(t) = \delta(t)$, т. е. временем задержки кванта света в поглощенном состоянии можно пренебречь.

Подставляя $f(t) = \delta(t)$ в (29) и учитывая (14), (27), имеем

$$A = m = \Lambda, \quad \xi = (1 - \Lambda)/t_2, \quad \eta_1(\tau_1) = \Lambda\tau_1. \quad (30)$$

Если ввести безразмерное время $u = t/t_2$, то соотношение (9) с учетом (30) совпадает с (2).

б) $f(t) \neq \delta(t)$.

Продифференцируем уравнение (29) по t и учтем представление (17)

$$m^{\nu+2} \varphi(mt) = \Lambda e^{(1-m)t/t_2} \varphi(t). \quad (31)$$

Функциональное уравнение (31) аналогично (19). Повторю сразу запишем его решение:

$$m = \Lambda^{1/(\nu+2)}, \quad \xi = (1 - m)/t_1, \quad \varphi(t) = C e^{-\xi t}. \quad (32)$$

Для функции $f(t)$, с учетом (32), (17) и условия нормировки (2), снова получаем выражение (25). Кроме того, из (14), (27) и (30) имеем

$$A = m = \Lambda^{1/(\nu+2)}, \quad \eta_1(\tau_1) = \Lambda^{1/(\nu+2)} \tau_1, \quad t_1 = t_2, \quad \xi = (1 - \Lambda)/t_2. \quad (33)$$

При $\nu = 0$, $u = t/2t_2$ выражение (9) с учетом (33) совпадает с соотношением (3).

Таким образом, в случае нестационарного поля излучения связь между фотометрическими характеристиками в поглощающей среде с соответствующими величинами в среде без поглощения может иметь место только в тех случаях, когда функция $f(t)$ имеет вид (25) (либо $f(t) = \delta(t)$ при $t_2 \neq 0$). Причем, если $t_2 \neq 0$, то характерное время t_1 излучения кванта после поглощения должно быть равно среднему времени t_2 , проводимому квантом в пути между двумя последовательными рассеяниями.

ON THE CONNECTION BETWEEN NONSTATIONARY RADIATION FIELDS IN ABSORBING AND NONABSORBING MEDIA

I. L. KATSEV, E. P. ZEGE

The conditions required for the existance of connection between the nonstationary radiation fields in absorbing and nonabsorbing media and the type of this connection are revealed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *I. Kušcer, P. F. Zweifel*, J. Math. Phys., 6, 1125, 1965.
2. *Л. М. Романова*, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1, № 6, 1965.
3. *В. Ю. Тербиж*, Астрофизика, 4, 141, 1968.
4. *И. Н. Минин*, в сб. "Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света", Наука и техника, Минск, 1971.
5. *К. Кейз, П. Цвайфель*, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
6. *И. Н. Минин*, Вестн. ЛГУ, № 19, 124, 1962.
7. *Г. Корн, Т. Корн*, Справочник по математике для научных работников и инженеров, Наука, М., 1970.
8. *Г. Деч*, Руководство к практическому применению преобразования Лапласа, Наука, М., 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

О ДИФFUЗНОМ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДОЙ

А. С. АНИКОНОВ

Поступила 26 февраля 1974

Численно решены нелинейные интегральные уравнения Амбарцумяна, к которым сводится задача о диффузном отражении света полубесконечной средой при неизотропном рассеянии. Для индикатрисы Хенъи—Гринштейна изучена зависимость компонентов разложения коэффициента отражения по косинусам углов, кратных азимуту, от номера гармоники m и степени вытянутости индикатрисы. Показано, что с ростом m указанные компоненты с возрастающей точностью определяются рассеянием первого порядка. Оценена точность полученной Соболевым и ван де Хюлстом асимптотической формулы для коэффициента отражения, когда рассеяние „почти консервативное“.

Введение. Для многих астрофизических применений важное значение имеет задача о диффузном отражении света полубесконечной средой при неизотропном рассеянии. Как показал В. А. Амбарцумян [1] еще в 1943 г., эта задача сводится к решению нелинейного уравнения для коэффициента отражения.

Обычно индикатрису рассеяния раскладывают по полиномам Лежандра. Тогда коэффициент отражения оказывается разложенным по косинусам углов, кратных азимуту, и компоненты коэффициента отражения, отвечающие каждой гармонике в этом разложении, удовлетворяют соответствующим интегральным уравнениям.

Для практики большое значение имеет выяснение зависимости указанных компонент от степени вытянутости индикатрисы рассеяния и от номера гармоники, которым они соответствуют. Знание точных значений коэффициента отражения позволяет также оценить точность различных приближенных формул. Аналитическое исследование этих вопросов при произвольной индикатрисе рассеяния встречает значи-

тельные трудности и до сих пор не проведено. Поэтому важную роль играют здесь численные методы решения.

К настоящему времени выполнено сравнительно мало работ, касающихся указанных вопросов. Используя полученные В. В. Соболевым [2] представления коэффициента отражения через H -функции Амбарцумяна — Чандрасекара и полиномы, А. К. Колесов [3—4] вычислил коэффициенты отражения для индикатрисы Хеньи—Гринштейна, часто используемой на практике. Оказалось, что применяемый метод становится довольно сложным при сильно вытянутых индикатрисах рассеяния.

Ван де Хюлст [5—6], с помощью развитого им метода удвоения слоев, получил высокоточные значения коэффициента отражения, усредненного по азимуту, при индикатрисе Хеньи — Гринштейна разной степени вытянутости. Им было также замечено, что с увеличением номера гармоник соответствующие компоненты коэффициента отражения с возрастающей точностью определяются рассеянием первого порядка.

Представляет интерес провести более подробное изучение компонентов коэффициента отражения. Для этого мы численно решали нелинейные интегральные уравнения Амбарцумяна при индикатрисе Хеньи — Гринштейна. Выяснилось, что эти уравнения сравнительно просто решаются при индикатрисах разной степени вытянутости, в частности, при сильно вытянутых.

В настоящей работе сначала излагается метод вычисления, а затем исследуется зависимость компонентов коэффициента отражения от степени вытянутости индикатрисы рассеяния и от номера гармоник. Кроме того, оценена точность асимптотической формулы для коэффициента отражения, когда рассеяние „почти консервативное“.

1. *Основные уравнения.* Пусть однородная полубесконечная среда освещается параллельными лучами, падающими на ее поверхность под углом $\arccos \zeta$ к нормали и создающими освещенность перпендикулярной к ним площадки, равную πS .

Обозначим через λ — вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния, а через $x(\gamma)$ — индикатрису рассеяния. Интенсивность излучения, диффузно отраженного средой, представляют обычно в виде

$$I(\eta, \zeta, \varphi) = S \cdot \rho(\eta, \zeta, \varphi) \cdot \zeta, \quad (1)$$

где $\rho(\eta, \zeta, \varphi)$ — коэффициент отражения, а φ — азимут, отсчитываемый от плоскости, содержащий падающий луч и нормаль к поверхности среды.

Индикатрису рассеяния $x(\gamma)$ можно разложить по полиномам Лежандра, т. е.

$$x(\gamma) = \sum_{l=0}^n x_l P_l(\cos \gamma). \quad (2)$$

Тогда для коэффициента отражения имеет место следующее разложение:

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi) = \rho^0(\eta, \zeta) + 2 \sum_{m=1}^n \rho^m(\eta, \zeta) \cos m\varphi. \quad (3)$$

Входящие сюда функции $\rho^m(\eta, \zeta)$, $m = 0, 1, \dots, n$, удовлетворяют нелинейным интегральным уравнениям Амбарцумяна, которые можно записать в виде (см., например, [2]):

$$\begin{aligned} (\eta + \zeta) \rho^m(\eta, \zeta) &= \frac{\lambda}{4} \rho^m(-\eta, \zeta) + \frac{\lambda}{2} \zeta \int_0^1 \rho^m(\zeta, \eta') \rho^m(\eta', \eta) d\eta' + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \rho^m(\eta, \eta') \rho^m(\eta', \zeta) d\eta' + \lambda \eta \zeta \int_0^1 \rho^m(\zeta, \eta') d\eta' \times \\ &\times \int_0^1 \rho^m(-\eta', \eta'') \rho^m(\eta'', \eta) d\eta'', \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\rho^m(\eta, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} x(\gamma) \cos m\varphi d\varphi. \quad (5)$$

При $1 - \lambda \ll 1$, как показали В. В. Соболев [7] и ван де Хюлст [8], имеет место следующая асимптотика для функции $\rho(\eta, \zeta, \varphi)$:

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi) = \rho_0(\eta, \zeta, \varphi) - 4 \sqrt{\frac{1-\lambda}{3-\lambda_1}} u_0(\eta) u_0(\zeta), \quad (6)$$

где

$$u_0(\zeta) = \frac{3}{4} \left[\zeta + 2 \int_0^1 \rho^0(\zeta, \eta) \eta^2 d\eta \right], \quad (7)$$

а $\rho^0(\eta, \zeta)$ — усредненный по азимуту коэффициент отражения $\rho_0(\eta, \zeta, \varphi)$ при $\lambda = 1$.

Уравнение (4) является основным. К рассмотрению численного решения его при разных m мы сейчас и перейдем.

2. *Вычисление функции $\rho^0(\eta, \zeta)$.* Основная трудность численного решения основного уравнения при $m = 0$ заключается в наличии резкого максимума функции $\rho^0(\eta, \zeta)$ при $\eta = \zeta$. Расчеты показывают, что этот максимум становится все более резким с увеличением вытянутости индикатрисы рассеяния. Поэтому основной вклад в интегралы, входящие во второе и в третье слагаемые в (4), дает окрестность точки максимума функции $\rho^0(\eta, \zeta)$.

Введем вспомогательную функцию

$$f(\eta, \zeta) = (\eta + \zeta) \rho^0(\eta, \zeta). \quad (8)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \int_0^1 \rho^0(\eta, \eta') \rho^0(\eta', \zeta) d\eta' &= \left[\int_0^1 \rho^0(\eta, \eta') d\eta' + \int_0^1 \rho^0(\eta, \eta') \frac{\eta - \eta'}{\zeta + \eta'} d\eta' \right] \rho^0(\eta, \zeta) + \\ &+ \int_0^1 \rho^0(\eta, \eta') [f(\eta', \zeta) - f(\eta, \zeta)] \frac{d\eta'}{\eta' + \zeta}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из условия нормировки индикатрисы $x(\gamma)$ следует, что

$$\int_0^1 \rho^0(\eta, \eta') d\eta' = 2 - \int_0^1 \rho^0(-\eta, \eta') d\eta'. \quad (10)$$

Поскольку функция $\rho^0(-\eta, \eta')$ медленно меняется по η' , вычисление интегралов первого слагаемого в (9) не представляет труда.

Так как функция $f(\eta, \zeta)$ также является медленно меняющейся по η (см. [3] и [5]), вычисление второго слагаемого в (9) оказывается несложным.

Таким образом, использование выражения (9) для вычисления интегралов в уравнении (4) при $m = 0$ позволяет преодолеть трудности, связанные с резким максимумом функции $\rho^0(\eta, \zeta)$.

Основное уравнение можно решать методом последовательных приближений. Скорость сходимости такого процесса сильно зависит от величины λ , поэтому мы рассмотрим три случая.

1. Чистое рассеяние ($\lambda = 1$). В этом случае при любых ζ имеет место следующее равенство:

$$2 \int_0^1 \rho^0(\eta, \zeta) \eta d\eta = 1. \quad (11)$$

В качестве начального приближения мы брали выражение для однократного рассеяния, т. е.

$$\rho_1^0(\eta, \zeta) = \frac{1}{4} \frac{\rho^0(-\eta, \zeta)}{\eta + \zeta}, \quad (12)$$

и добивались выполнения равенства (11) при последующих итерациях. Этот метод становится особенно целесообразным при сильно вытянутых индикатрисах рассеяния, когда обычные методы требуют большого числа итераций.

2. Почти-консервативное рассеяние ($1 - \lambda \ll 1$). Здесь скорость сходимости итераций определяется удачно выбранным начальным приближением. Мы ищем его в виде

$$\rho^0(\eta, \zeta) = \rho_0^0(\eta, \zeta) - C \cdot u_0(\eta) \cdot u_0(\zeta), \quad (13)$$

где $\rho_0^0(\eta, \zeta)$ — усредненный по азимуту коэффициент отражения $\rho_0(\eta, \zeta, \varphi)$ при $\lambda = 1$, функция $u_0(\zeta)$ определяется формулой (7), а C — неизвестная постоянная. Ее мы находим, используя полученное Э. Г. Яновицким [9] разложение сферического альбедо A , по степеням $\sqrt{1 - \lambda}$ до $(1 - \lambda)^{3/2}$ включительно. Из (13) следует, что

$$C = 1 - A. \quad (14)$$

После определения начального приближения по формуле (13) используется обычный метод последовательных приближений. Заметим, что в рассматриваемом случае функция $\rho_0^0(\eta, \zeta)$ при $\lambda = 1$ предполагается уже известной.

3. Значения λ не близки к 1. В этом случае применялся обычный итерационный метод. Вычисления проводились последовательным переходом к большим значениям λ , а в качестве начальной итерации бралась функция $\rho^0(\eta, \zeta)$, соответствующая предыдущему значению λ .

3. *Вычисление функций $\rho^m(\eta, \zeta)$ при $m \geq 1$.* Расчет азимутальных компонентов коэффициента отражения с помощью уравнения (4) не представляет особого труда. Здесь требуется лишь знание быстрого способа нахождения функций $\rho^m(\eta, \zeta)$, входящих в основное уравнение при $m \geq 1$.

Как уже отмечалось, мы рассматривали индикатрису Хеньи—Гринштейна

$$x(\gamma) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cdot \cos \gamma)^{3/2}} \quad (15)$$

В разложении (2) для такой индикатрисы

$$x_i = (2i + 1) \cdot g^i, \quad (16)$$

а $l = \infty$.

А. К. Колесов [4] показал, что в этом случае функции $p^m(\eta, \zeta)$ удовлетворяют рекуррентному соотношению, связывающему между собой величины $p^{m-1}(\eta, \zeta)$, $p^m(\eta, \zeta)$ и $p^{m+1}(\eta, \zeta)$. Это соотношение позволяет найти функцию $p^m(\eta, \zeta)$ при любом $m > 1$, если только известна функция $p^0(\eta, \zeta)$.

Уравнения (4) при $m \geq 1$ решались обычным методом последовательных приближений. При этом мы вычисляли также величины

$$\rho_1^m(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{4} \frac{p^m(-\eta, \zeta)}{\eta + \zeta}, \quad (17)$$

■

$$\begin{aligned} \rho_2^m(\eta, \zeta) = & \rho_1^m(\eta, \zeta) + \left[\frac{\lambda}{2} \zeta \int_0^1 \rho_1^m(\zeta, \eta') p^m(\eta', \eta) d\eta' + \right. \\ & \left. + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \rho_1^m(\eta, \eta') p^m(\eta', \zeta) d\eta' \right] \frac{1}{\eta + \zeta}. \end{aligned} \quad (18)$$

Первая из них соответствует однократному рассеянию, а вторая — рассеянию первого и второго порядков. Сравнение с точными значениями $\rho^m(\eta, \zeta)$ позволяет оценить роль рассеяний этих порядков при разных m .

Если величины $\rho^m(\eta, \zeta)$, $m = 0, 1, \dots$ — известны, то можно найти и коэффициент отражения $\rho(\eta, \zeta, \varphi)$. Однако вместо формулы (3) для этого удобнее использовать выражение

$$\begin{aligned} \rho(\eta, \zeta, \varphi) = & \frac{\lambda}{4} \frac{x(\cos \gamma)}{\eta + \zeta} + [\rho^0(\eta, \zeta) - \rho_1^0(\eta, \zeta)] + \\ & + 2 \sum_{m=1}^{\infty} [\rho^m(\eta, \zeta) - \rho_1^m(\eta, \zeta)] \cos m\varphi, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\cos \gamma = -\eta\zeta + \sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \zeta^2)} \cos \varphi, \quad (20)$$

а величины $\rho_1^m(\eta, \zeta)$ при $m \geq 0$ определяются формулой (17).

4. *Результаты вычислений.* Интегралы, входящие в основное уравнение, рассчитывались по формуле Симпсона с шагом 0.1 при $g \leq 0.8$ и шагом 0.05 при $g > 0.8$. Итерационный процесс прекращался, как только относительная разность двух последовательных итераций становилась равной 10^{-4} .

В табл. 1 и 2 приведены значения функций $\rho^m(\eta, \zeta)$, $\rho_2^m(\eta, \zeta)$ и $\rho_1^m(\eta, \zeta)$ при $\lambda = 1$. В таблицах используется обычная запись чисел и с выделением десятичной степени. Например, запись „433—3“ означает число $0.433 \cdot 10^{-3}$.

Из этих таблиц видно, что с увеличением m функции $\rho^m(\eta, \zeta)$ асимптотически приближаются к функциям $\rho_1^m(\eta, \zeta)$. При фиксированном g скорость такого приближения сильно зависит от значений η и ζ . Именно, при η и ζ , не близких к 1 одновременно, величины $\rho^m(\eta, \zeta)$ довольно быстро приближаются к $\rho_1^m(\eta, \zeta)$. Когда же η и ζ оба близки к 1, существует заметное различие значений $\rho^m(\eta, \zeta)$ и $\rho_1^m(\eta, \zeta)$ при больших m . Однако по абсолютной величине функции $\rho^m(\eta, \zeta)$ очень быстро убывают при таких η и ζ , и указанным различием можно пренебречь.

С увеличением степени вытянутости индикатрисы рассеяния асимптотическое приближение функции $\rho^m(\eta, \zeta)$ к $\rho_1^m(\eta, \zeta)$ замедляется, и они становятся близки при больших m . Например, для $g = 0.5$ можно использовать функцию $\rho_1^m(\eta, \zeta)$ вместо $\rho^m(\eta, \zeta)$ при $m > 4$, а для $g = 0.85$ — при $m > 10$.

Из табл. 1 и 2 мы видим также, что функции $\rho_2^m(\eta, \zeta)$, соответствующие рассеянию первого и второго порядков, хорошо аппроксимируют функции $\rho^m(\eta, \zeta)$, причем удовлетворительное согласие между ними наступает при m , вдвое меньших по сравнению с $\rho_1^m(\eta, \zeta)$.

Заметим, что при $\lambda < 1$ асимптотическое приближение величин $\rho^m(\eta, \zeta)$ к $\rho_1^m(\eta, \zeta)$ происходит быстрее, чем при $\lambda = 1$.

В табл. 3 и 4 мы приводим значения интенсивности излучения $I(\eta, \zeta, \varphi)$, отраженного средой, при $S = 1$ в формуле (1). Соответствующий коэффициент отражения $\rho(\eta, \zeta, \varphi)$ находился по формуле (19). Как было показано выше, с увеличением m функции $\rho^m(\eta, \zeta)$ становятся близки к $\rho_1^m(\eta, \zeta)$, поэтому члены ряда, входящего в эту формулу, быстро убывают и их требуется брать гораздо меньше, чем в формуле (3).

Сравнение точных и асимптотических значений функции $I(\eta, \zeta, \varphi)$ при $1 - \lambda \ll 1$, определяемых формулами (6) и (1), дается в табл. 4.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЕ ФУНКЦИЙ $\rho^m(\eta, \zeta)$ ПРИ $g=0.5$ И $\lambda=1$

m	$\zeta=0, \eta=0.1$	
	$\rho^m(\eta, \zeta)$	$\rho_1^m(\eta, \zeta)$
0	4.282	3.486
1	2.568	2.362
2	1.477	1.416
3	0.822	0.804
4	0.449	0.444

m	$\zeta=0, \eta=0.9$		
	$\rho^m(\eta, \zeta)$	$\rho_2^m(\eta, \zeta)$	$\rho_1^m(\eta, \zeta)$
0	620 0	211 0	168 0
1	550-1	505-1	449-1
2	109-1	107-1	101-1
3	218-2	217-2	211-2
4	433-3	433-3	427-3

m	$\zeta=0.9, \eta=-0.9$		
	$\rho^m(\eta, \zeta)$	$\rho_2^m(\eta, \zeta)$	$\rho_1^m(\eta, \zeta)$
0	106+1	821-1	355-1
1	824-2	490-2	246-2
2	305-3	245-3	142-3
3	129-4	117-4	762-5
4	573-6	548-6	398-6

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ $\rho^m(\eta, \zeta)$ ПРИ $g=0.85$ И $\lambda=1$

m	$\zeta=0, \eta=0.1$	
	$\rho^m(\eta, \zeta)$	$\rho_1^m(\eta, \zeta)$
0	9.96	8.92
1	9.01	8.40
2	8.02	7.61
3	7.02	6.76
4	6.09	5.93
5	5.26	5.16
6	4.52	4.46
7	3.87	3.84
8	3.31	3.29
9	2.83	2.81
10	2.41	2.40

m	$\zeta=0, \eta=0.9$		
	$\rho^m(\eta, \zeta)$	$\rho_2^m(\eta, \zeta)$	$\rho_1^m(\eta, \zeta)$
0	389 0	547-1	413-1
1	334-1	174-1	138-1
2	671-2	469-2	386-2
3	148-2	113-2	102-2
4	338-3	295-3	258-3
5	782-4	714-4	640-4
6	182-4	172-4	157-4
7	426-5	409-5	379-5
8	998-6	969-6	910-6
9	233-6	229-6	217-6
10	546-7	538-7	515-7

m	$\zeta=0.9, \eta=0.9$		
	$\rho^m(\eta, \zeta)$	$\rho_2^m(\eta, \zeta)$	$\rho_1^m(\eta, \zeta)$
0	109+ 1	161- 1	714- 2
1	171- 1	128-- 2	559- 3
2	648- 3	836- 4	365- 4
3	275- 4	502- 5	222- 5
4	124- 5	291- 6	131- 6
5	587- 7	165- 7	751- 8
6	285- 8	920- 9	425- 9
7	141- 9	510-10	238-10
8	707-11	280-11	132-11
9	358-12	153-12	728-13
10	183-13	834-14	400-14

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $I(\zeta, \zeta, \varphi)$ ПРИ $\lambda=1$

$\varphi=0$						$\varphi=\pi$					
$\zeta \backslash g$	0.5	0.6	0.7	0.8	0.85	$\zeta \backslash g$	0.5	0.6	0.7	0.8	0.85
0	0.750	1.250	2.361	5.625	10.028	0	0.028	0.020	0.013	0.008	0.006
0.1	0.825	1.258	2.020	3.340	4.250	0.1	0.086	0.074	0.063	0.054	0.051
0.3	0.674	0.777	0.885	1.002	1.063	0.3	0.233	0.219	0.207	0.196	0.193
0.5	0.652	0.680	0.708	0.738	0.755	0.5	0.425	0.415	0.406	0.397	0.394
0.7	0.769	0.780	0.791	0.804	0.811	0.7	0.662	0.658	0.654	0.650	0.648
0.9	0.970	0.978	0.987	0.997	1.009	0.9	0.940	0.945	0.949	0.951	0.953
1	1.095	1.105	1.114	1.124	1.129	1	1.095	1.105	1.114	1.124	1.129

Таблица 4

СРАВНЕНИЕ ТОЧНЫХ И АСИМПТОТИЧЕСКИХ ЗНАЧЕНИЙ ФУНКЦИИ $I(\zeta, \zeta, \varphi)$

$\varphi=0$								
g	0.5				0.8			
λ	0.999		0.99		0.999		0.99	
ζ	Точн.	Асимп.	Точн.	Асимп.	Точн.	Асимп.	Точн.	Асимп.
0	0.75	0.75	0.74	0.75	5.62	5.62	5.57	5.62
0.1	0.82	0.82	0.81	0.82	3.33	3.33	3.28	3.33
0.3	0.66	0.66	0.62	0.63	0.98	0.98	0.91	0.93
0.5	0.62	0.62	0.54	0.53	0.68	0.68	0.56	0.54
0.7	0.69	0.69	0.56	0.52	0.69	0.68	0.50	0.42
0.9	0.85	0.84	0.64	0.56	0.81	0.79	0.51	0.33
1	0.94	0.93	0.68	0.57	0.88	0.86	0.53	0.29

$\varphi=\pi$								
ζ	Точн.	Асимп.	Точн.	Асимп.	Точн.	Асимп.	Точн.	Асимп.
0	0.03	0.03	0.03	0.03	0.01	0.01	0.01	0.01
0.1	0.08	0.08	0.08	0.08	0.05	0.05	0.04	0.04
0.3	0.22	0.22	0.19	0.19	0.17	0.17	0.13	0.12
0.5	0.39	0.39	0.32	0.30	0.34	0.34	0.24	0.20
0.7	0.59	0.59	0.46	0.46	0.54	0.52	0.36	0.27
0.9	0.82	0.81	0.60	0.52	0.76	0.74	0.47	0.29
1	0.94	0.93	0.68	0.57	0.88	0.86	0.53	0.29

Мы видим, что точность этой асимптотики, как и следовало ожидать, ухудшается с ростом g и с увеличением $1-i$.

Представляет интерес оценить точность численного решения нелинейных интегральных уравнений Амбарцумяна изложенным выше методом. Сравнение с высокоточными значениями функции $\rho^0(\tau, \zeta)$, полученными ван де Хюлстом [5] для разных λ и g , показало, что наши расчеты этих функций дают три верных знака после запятой. Вычисленные нами значения функций $\rho^m(\tau, \zeta)$ при $m \geq 1$ и найденные А. К. Колесовым [4] для $g = 0.5$ и $g = 0.6$ совпадают с точностью до единицы четвертой значащей цифры. Такой точности достаточно для многих практических применений.

В заключение отметим, что в ряде работ [10—12] изучалось изменение азимутальных компонент функции источников с увеличением оптической глубины τ . При этом было показано, что эти компоненты быстро уменьшаются с ростом τ , причем тем быстрее, чем больше m . Следовательно, с увеличением m уменьшается роль рассеяний высших порядков в световом режиме в данной среде (так как на большие глубины могут проникнуть лишь кванты, испытавшие много рассеяний). Этот результат находится в полном соответствии с полученным выше выводом о том, что с возрастанием m величина $\rho^m(\tau, \zeta)$ быстро приближается к величине $\rho_1^m(\tau, \zeta)$, обусловленной рассеянием первого порядка.

Ленинградский государственный
университет

ON THE DIFFUSE REFLECTION OF LIGHT BY SEMI-INFINITE MEDIUM

A. S. ANIKONOV

The diffuse reflection of light by anisotropically scattering semi-infinite medium is considered. The reflection function is expanded in $\cos m\varphi$, where φ is the azimuth. The components of this expansion satisfy the Ambartsumian's non-linear integral equations. These equations are solved numerically for the Henyey-Greenstein phase function. The dependence of these components on m and the asymmetry factor g of the phase function is investigated. The m -th azimuth component of the reflection function is shown to be determined by the first order scattering with increasing accuracy as $m \rightarrow \infty$. The accuracy of the nearly conservative asymptotic form of the reflection function found by V. V. Sobolev and H. G. van de Hulst, is estimated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, ЖЭТФ, 13, 224, 1943.
2. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
3. А. К. Колесов, Труды АО ЛГУ, 29, 6, 1973.
4. А. К. Колесов, Труды АО ЛГУ (в печати).
5. H. G. van de Hulst, J. Comput. Phys., 3, No. 2, 291, 1968.
6. H. G. van de Hulst, J., Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 11, No. 6, 785, 1971.
7. В. В. Соболев, Астрон. ж., 45, 254, 1968.
8. H. G. van de Hulst, В. А. Н., 20, 77, 1968.
9. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 49, 844, 1972.
10. И. Н. Минин, Астрон. ж., 45, 264, 1968.
11. А. С. Аниконов, Вестн. ЛГУ, № 7, 133, 1972.
12. А. С. Аниконов, Астрон. ж., 50, 137, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ

В. П. ГРИНИН

Поступила 12 декабря 1973

Предлагаются два приближенных метода расчета профилей резонансных линий, образующихся в средах с дифференциальными движениями. Первый метод основан на представлении интенсивности излучения в виде ряда по степеням градиента скорости (малый параметр) и определении первых членов разложения. Второй метод заключается в замене точного уравнения переноса уравнением диффузионного типа. Обсуждается область их применимости. В качестве примера получено решение ряда модельных задач, представляющих астрофизический интерес.

Введение. Расчет профиля спектральной линии, излучаемой оптически плотной движущейся средой, является одной из основных задач, возникающих при интерпретации спектров нестационарных звезд, активных образований в атмосфере Солнца и ряда других объектов, обладающих дифференциальными движениями. Подход к ее решению существенным образом зависит от соотношения между скоростью дифференциального движения среды v и тепловой (или турбулентной) скоростью v_t . Если $V = v/v_t \gg 1$, то тогда, как показал В. В. Соболев [1, 2], в решении указанной задачи возникают значительные упрощения, и расчет степени возбуждения атомов и профилей линий сводится к простым квадратурам. Иначе обстоит дело, если градиент скорости в среде мал, так что обусловленная им скорость дифференциального движения $V \sim 1$. В этом случае расчет профилей линий (К. Абхьянкар [3], Д. Хаммер и Г. Райбики [4], К. Маньян [5], Д. Куландер [6], В. В. Витязев [7]) производится обычно путем численного интегрирования уравнения переноса и при больших оптических толщинах требует значительных затрат машинного времени. В работе В. Г. Буславского и А. Б. Северного [8] для этой цели использован приближенный метод [2]. Как из-

вестно (см., например, [9] и [10]), в случае неподвижной среды при почти консервативном рассеянии этот метод вблизи границы может давать результаты, ошибочные по порядку величины. По-видимому, указанная особенность имеет место также и в случае, когда скорость дифференциального движения среды $V \sim 1$. Поэтому центральные части профилей линий в [8] (которые образуются в основном поверхностными слоями) могут значительно отличаться от точных.

С учетом сказанного выше представляется полезной разработка простых приближенных методов расчета профилей линий, пригодных в области $V \sim 1$, точность которых соответствовала бы точности современных спектральных наблюдений. С этой целью в работе [11] был предложен метод расчета профилей линий, в котором влияние дифференциального движения на профиль рассматривалось как малое возмущение. Область применимости метода в силу этого была ограничена случаем медленных дифференциальных движений ($V \lesssim 1$). В данной работе предлагается другой метод, основанный на замене точного уравнения переноса уравнением диффузионного типа с областью применимости $V > 1$. Так как оба метода взаимно дополняют друг друга и позволяют проследить характер деформации профиля линии при переходе от малых значений V к сверхзвуковым движениям, целесообразно напомнить вначале суть первого метода.

1. *Метод малого параметра.* Рассмотрим образование резонансной линии в однородном плоскопараллельном слое газа, расширяющемся с постоянным градиентом скорости $\gamma = V/\tau_0 = \text{Const}$, в предположении, что рассеяние фотона происходит с полным перераспределением по частоте. Следуя [2], уравнение для функции источников запишем в виде

$$S(\tau, \gamma) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} K(|\tau - \tau'|, \gamma) S(\tau', \gamma) d\tau' + G(\tau), \quad (1)$$

где

$$K(\tau, \gamma) = A \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) z(x + \gamma\tau\mu) \exp \left\{ -\frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \alpha(x + \gamma z\mu) dz \right\} dx, \quad (2)$$

λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии, τ_0 — оптическая толщина слоя в центре линии в неподвижной среде, x — безразмерная частота, выраженная в единицах доплеровской полуширины линии, $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения, A — нормиро-

вочный множитель: $A \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx = 1$, $G(\tau)$ — функция, характеризующая распределение первичных источников возбуждения.

Интенсивность излучения, выходящего через границу $\tau = 0$, определяется выражением

$$I(\mu, x, \gamma) = \int_0^{\infty} I(\tau, \mu, x, \gamma) S(\tau, \gamma) d\tau, \quad (3)$$

где

$$I(\tau, \mu, x, \gamma) = \frac{1}{\mu} \alpha(x + \gamma\tau\mu) \exp \left\{ -\frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} \alpha(x + \gamma z\mu) dz \right\}. \quad (4)$$

Заметим, что здесь принята система координат, в которой граница $\tau = 0$ неподвижна.

Из выражений (3), (4) следует, что $I(\mu, x, \gamma) = I(\mu, -x, -\gamma)$, то есть изменение знака градиента скорости приводит к зеркальному отражению контура относительно частоты $x = 0$. Поэтому достаточно рассмотреть лишь случай расширения ($\gamma \geq 0$). Представим интенсивность $I(\mu, x, \gamma)$ в виде ряда по степеням градиента скорости:

$$I(\mu, x, \gamma) = I(\xi) + I'_\gamma(\mu, x)\gamma + \dots \quad (5)$$

Здесь $I(\xi) = I(\mu, x, 0)$ — интенсивность излучения в случае неподвижной среды; $\xi = \alpha(x)/\mu$; производные по γ взяты при $\gamma = 0$.

Очевидно, что в случае малых градиентов скорости в разложении (5) достаточно учесть лишь несколько первых членов. При этом член нулевого порядка $I(\xi)$ можно считать известным. Основанием для этого служат результаты соответствующей асимптотической теории (В. В. Иванов [12], Ю. Ю. Абрамов, А. М. Дыхне, А. П. Напартович [13], К. Ван Тригт [14]), а также многочисленные расчеты (см., например, работы А. Хёрна [15], Ю. Эвретта и Д. Хаммера [16]).

Весьма просто находится также следующий член разложения I'_γ . Действительно, так как профиль коэффициента поглощения симметричен относительно резонанса, то ядро $K(\tau, \gamma)$ и функция источников $S(\tau, \gamma)$ в уравнении (1) являются четными функциями параметра γ и их разложения в ряд Тейлора содержат только четные производные по γ . Следовательно в первом по γ приближении градиент скорости не меняет степени возбуждения в газе ($S'_\gamma = 0$). С учетом этого имеем

$$I_1(\mu, x) = \int_0^{\xi} I_1(\tau, \mu, x) S(\tau) d\tau, \quad (6)$$

где $S(\tau) = S(\tau, 0)$ — функция источников в случае неподвижной среды. Так как под знаком интеграла здесь стоят известные функции, то формула (6) в принципе решает задачу нахождения члена первого порядка. Его можно представить в несколько ином виде, если воспользоваться следующим легко проверяемым тождеством: $I_1(\tau, \mu, x) = -\alpha'(\tau) I_2(\tau, \xi)/2$, где $I(\tau, \xi) = I(\tau, \mu, x, 0)$. В результате получим

$$I_1(\mu, x) = -\frac{\alpha'(\tau)}{2} I_2(\xi). \quad (7)$$

Таким образом, нахождение члена первого порядка в разложении (5) сводится к дифференцированию по ξ профиля линии, соответствующего неподвижной среде. Заметим, что соотношение (7) является универсальным в том смысле, что оно не содержит в явном виде зависимости от типа и расположения первичных источников возбуждения. В дальнейшем нам понадобится выражение для I_1 в системе координат, неподвижной относительно центра слоя. Оно получается по аналогии с (7) после замены в формулах (3), (4), (6) $x - x - \tau\tau_0/2$ и имеет вид:

$$I_1(\mu, x) = -\frac{\alpha'(\tau)}{2} \left(\tau_0 \frac{d}{d\xi} + \frac{d^2}{d\xi^2} \right) I(\xi). \quad (8)$$

Для определения членов 2-го и 3-го порядков в разложении (5) необходимо знать возмущение функции источников $S_1(\tau)$. В целом ряде случаев (когда распределение первичных источников возбуждения в среде не зависит от градиента скорости в среде — электронные удары, рекомбинации и т. д.) эти величины также находятся весьма просто [11], однако на этом мы не будем останавливаться.

Очевидно, что область применимости метода определяется условием малости возмущения функции источников: $|\tau^2 S_1(\tau)/2| \ll S(\tau)$. При доплеровском профиле коэффициента поглощения отсюда следует ограничение на скорость дифференциального движения среды [11]: $V^2 \ll 24 \ln \tau_0$ или $V \lesssim 1 + 1.5$. Причем, при $V \lesssim 0.5 + 1$ достаточная для большинства приложений точность (не хуже $10 + 15_0^0$) получается с учетом только члена первого порядка в разложении (5). При фойгтовском профиле коэффициента поглощения верхняя граница скорости определяется неравенством $V \ll (50 a \tau_0)^{1/2}$, где a — отношение естественной полуширины линии к доплеровской. Учитывая, что поглощение лоренцовскими крыльями становится существенным при $\tau_0 \gg a^{-1}$, отсюда получаем, что в этом случае область применимости

метода допускает значительно большие скорости дифференциальных движений, на порядок и более превышающие тепловую скорость. Как легко понять, это связано с более медленной по сравнению с доплеровским профилем зависимостью коэффициента поглощения от частоты в крыльях линии.

В качестве примера, иллюстрирующего работу метода, рассмотрим две задачи, представляющие астрофизический интерес.

1.1. *Среда с равномерным распределением первичных источников возбуждения.* Найдем профиль линии, излучаемой равномерно расширяющейся средой большой оптической толщины при $G(\tau) = \text{Const}$ и $\lambda = 1$. Полное число фотонов, рождающихся в слое за 1 сек в расчете на 1 см^2 поверхности, примем за единицу: $G = \int_0^{\tau_0} G(\tau) d\tau = 1$. Согласно [12] (глава 8, формулы (5.18), (5.19) и (7.17)) профиль линии, излучаемой неподвижной средой, определяется выражением

$$I(t) = A_0 t^{1-\beta} e^{-t} J_{\beta}(t). \quad (9)$$

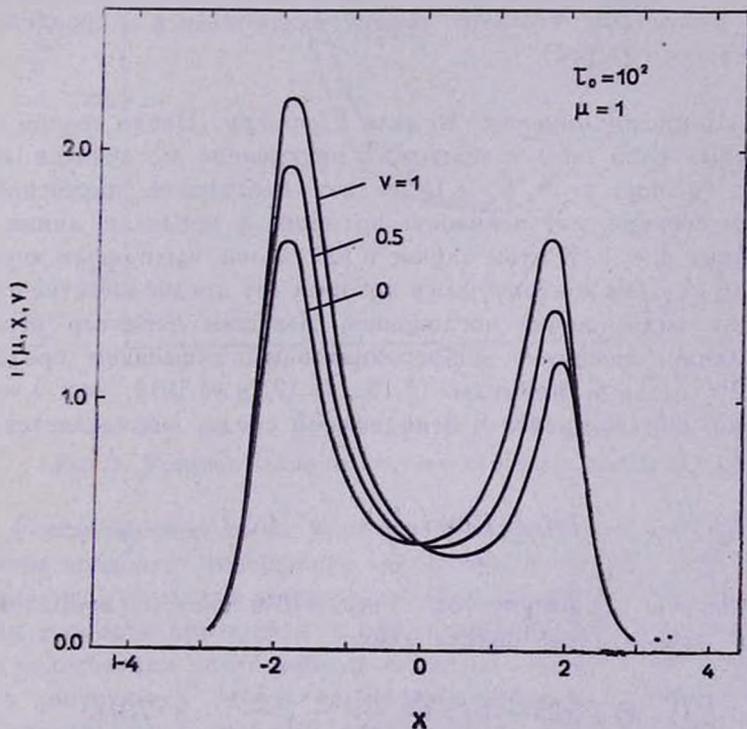


Рис. 1. Профили эмиссионных линий по методу малого параметра при $G(\tau) = \text{Const}$.

Здесь $t = \frac{1}{2}\tau_0$, I_β — модифицированная функция Бесселя чисто мнимого аргумента, параметр β определяется типом профиля коэффициента поглощения, постоянная A_0 зависит от β и τ_0 и определена в [11].

Подставляя (9) в формулу (8), получаем в системе координат, неподвижной относительно центра слоя,

$$I_T(\mu, x) = A_0(2\beta - 1) \frac{\mu\tau_0}{4} \frac{\alpha'}{2} t^{1-\beta} e^{-t} I_{\beta+1}(t). \quad (10)$$

Вычисленные таким путем профили линии при $\tau_0 = 10^2$, $V = 0, 0.5$ и 1 и доплеровском профиле коэффициента поглощения ($\beta = 1$) представлены на графике рис. 1. Отчетливо виден эффект красной асимметрии, впервые отмеченный в [4] и [8], который обусловлен тем, что в расширяющейся среде фотоны с частотой $\nu = \nu_0 - \Delta\nu$ (ν_0 — центральная частота линии в системе координат, связанной с излучающим атомом) встречают на своем пути меньше поглощающих атомов и выходят из среды с большей вероятностью, чем фотоны с частотой $\nu = \nu_0 + \Delta\nu$, а также тем обстоятельством, что в рассматриваемом случае степень возбуждения атомов растет от границы к центру слоя. Расчеты показывают, что этот эффект максимален в направлении градиента скорости ($\mu = 1$).

1.2. Линии поглощения. Модель Шустера. Пусть теперь плоскопараллельный слой газа не содержит внутренних источников возбуждения. На границу $\tau = \tau_0$ ($\tau_0 \gg 1$) падает изотропное излучение в непрерывном спектре, интенсивность которого в пределах линии постоянна и равна $I_0 = 1$. В этом случае в излучении, выходящем через границу $\tau = 0$, на фоне континуума (в котором газ предполагается прозрачным) будет видна линия поглощения. Выясним характер искажения профиля линии, вносимого дифференциальным движением среды. Согласно [12] (глава 8, формулы (5.18), (5.19) и (6.10)), при $\lambda = 1$ профиль линии, образующейся в неподвижной среде, определяется выражением

$$I(t) = \Gamma(\beta) \left(\frac{t}{2}\right)^{1-\beta} e^{-t} I_{\beta-1}(t). \quad (11)$$

Подставляя (11) в формулу (8), получаем в системе координат, неподвижной относительно центра слоя,

$$I_T(\mu, x) = (2\beta - 1) \Gamma(\beta) \frac{\mu\tau_0}{4} \frac{\alpha'}{2} \left(\frac{t}{2}\right)^{1-\beta} e^{-t} I_\beta(t). \quad (12)$$

На графике рис. 2 представлены профили линии поглощения, вычисленные на основании (11) и (12) для случая доплеровского профиля коэффициента поглощения и значений $\tau_0 = 10$, $\lambda = \mu = 1$, $V = 0$ и 1. Из него видно, что расширение среды деформирует профиль линии поглощения так, что красное крыло становится более пологим, чем синее, и центр тяжести линии перемещается в коротковолновую сторону. Последнее связано с тем, что центральные части линии формируются в основном ближайшей к наблюдателю областью, имеющей в принятой системе координат отрицательную лучевую скорость.

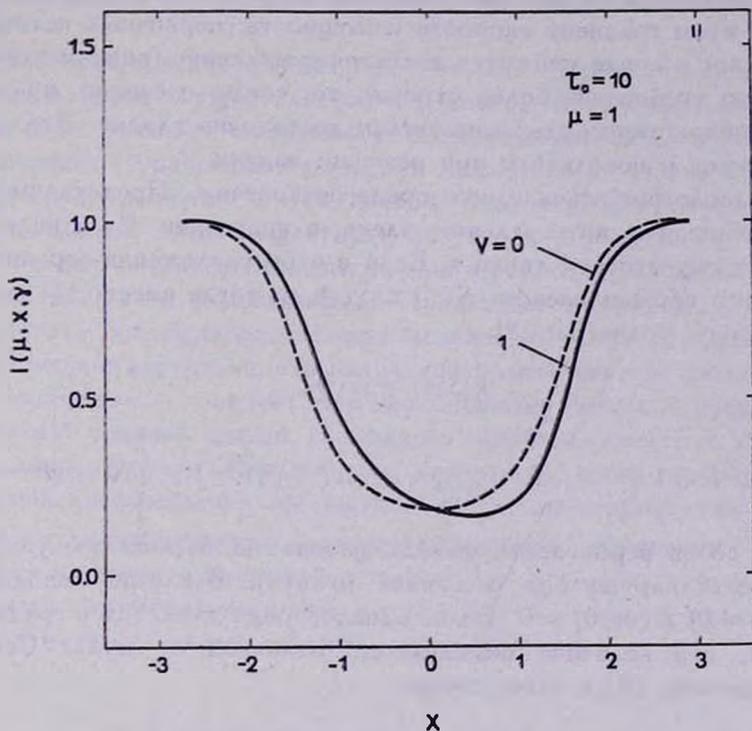


Рис. 2. Профили линий поглощения по методу малого параметра.

Рассмотренные выше примеры показывают, что метод малого параметра позволяет совершенно элементарным путем, минуя громоздкие вычисления, находить профили линий, образующихся в среде с градиентом скорости при любом профиле коэффициента поглощения. Основным недостатком этого метода является сравнительно небольшой диапазон допустимых скоростей дифференциальных движений (особенно при доплеровском профиле коэффициента поглощения). Кроме того,

его применение по существу ограничено кругом задач, для которых уже известны решения в случае, когда среда неподвижна. От этих недостатков свободен второй метод, к изложению которого мы переходим и который можно рассматривать как дополнение к методу малого параметра.

2. *Диффузионное приближение.* Рассмотрим теперь другой предельный случай, когда градиент скорости в среде достаточно велик, так что смещение резонансной частоты вследствие эффекта Доплера становится существенным фактором при формировании профиля линии. Если при этом градиент скорости и мощность первичных источников возбуждения в среде меняются достаточно медленно (ниже мы сформулируем это требование более строго), то тогда, очевидно, и степень возбуждения атомов будет изменяться достаточно гладко. Это обстоятельство мы и используем при решении задачи.

Предположим вначале, что среда бесконечна. Представим функцию источников в интегральном члене в уравнении (1) в виде ряда Тейлора в окрестности точки τ . Если в этом разложении ограничиться лишь одним первым членом: $S(\tau') \approx S(\tau)$, то тогда вместо (1) получим приближенное уравнение [2]:

$$k S(\tau) = G(\tau), \quad (13)$$

в котором $k = 1 - \lambda + \lambda L(\infty, \gamma)$, где $L(\infty, \gamma) = 1 - \int_0^{\infty} K(\tau, \gamma) d\tau$ — представляет собой вероятность выхода фотона из бесконечно удаленной точки среды наружу без рассеяний по пути. В случае неподвижной среды ($\gamma = 0$) $L(\infty, 0) = 0$. Если, однако, среда движется с градиентом скорости, эта величина оказывается отличной от нуля. Согласно В. В. Соболеву [2], в этом случае

$$L(\infty, \gamma) = \frac{A\gamma}{3} + O(e^{-A/\gamma}) \quad (14)$$

В случае резонансных линий, как правило, $\gamma \ll 1$. Поэтому мы будем отбрасывать члены порядка $\exp(-A/\gamma)$.

Выясним теперь, при каких условиях в уравнении (1) можно учесть следующие два члена в разложении $S(\tau')$. Если такая возможность существует, то тогда вместо уравнений (1) и (13) мы получим уравнение диффузионного типа

$$k S(z) = \frac{\bar{l}^2}{2} \frac{d^2 S(z)}{dz^2} + G(z), \quad (15)$$

в котором

$$\bar{l}^2 = \int_0^{\infty} K(z, \gamma) z^2 dz. \quad (16)$$

Вопрос, таким образом, состоит в том, существует ли конечная величина $(\bar{l}^2)^{1/2}$, представляющая собой среднюю длину свободного пробега кванта.

Как известно, в неподвижной среде $\bar{l}^2 = \infty$ — перенос возбуждения в резонансной линии осуществляется в основном фотонами, длина свободного пробега которых сравнима с размером системы, и по этой причине переход к уравнению диффузии невозможен. Иначе обстоит дело, если среда движется с градиентом скорости. В этом случае в окрестности каждой точки существует область с характерным размером $\sim \gamma^{-1}$, в которой перенос возбуждения в первом приближении происходит так же, как и в неподвижной среде. Вне этой области резонансная частота поглощающих атомов вследствие дифференциального движения смещена настолько, что излучение практически не взаимодействует с веществом и покидает систему. Поэтому вопрос о существовании конечной средней длины свободного пробега кванта в данном случае не лишен смысла. Исключением является случай прямоугольного профиля коэффициента поглощения [1], соответствующий в неподвижной среде приближению монохроматического рассеяния ($\bar{l}^2 \sim 1$), где переход к уравнению диффузионного типа не встречает затруднений.

Анализ подынтегрального выражения в (16) показывает, что основной вклад в интеграл вносит область, в которой

$$\int_0^z a(x + \gamma z \mu) dz \approx \frac{1}{\gamma \mu} \int_x^{\infty} a(x') dx'. \quad (17)$$

С учетом этого из (2) и (17) получаем

$$\bar{l}^2 = \frac{A}{\gamma^3} \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu^4} \int_{-\infty}^{+\infty} a(x) \exp \left\{ -\frac{1}{\gamma \mu^2} \int_x^{\infty} a(x') dx' \right\} dx \int_x^{\infty} (x' - x)^2 a(x') dx'. \quad (18)$$

Из этого выражения видно, что средняя длина свободного пробега фотона будет конечной величиной тогда и только тогда, когда

существует конечный второй момент профиля коэффициента поглощения, то есть, если

$$\bar{x}^2 = \int_0^{\infty} \alpha(x) x^2 dx < +\infty \quad (19)$$

По этой причине мы вынуждены сразу же отбросить лоренцовский профиль коэффициента поглощения, так как в этом случае $\bar{x}^2 = \bar{\Gamma}^2 = \infty$, и переход к уравнению диффузии заведомо невозможен. В случае же доплеровского профиля ($A = 1/\sqrt{\pi}$) $\bar{x}^2 < +\infty$ и для расчета степени возбуждения в газе вместо уравнения (1) можно использовать значительно более простое уравнение диффузии (15). Как предельный случай это уравнение содержит в себе приближение (13), физический смысл которого состоит в том, что при больших градиентах скорости степень возбуждения атомов определяется выходом излучения вследствие дифференциального движения среды. В этом приближении концентрация возбужденных атомов фактически не зависит от типа профиля коэффициента поглощения. Второй член в уравнении (15) учитывает выход излучения, обусловленный совместным влиянием градиента скорости и теплового движения, и здесь, как мы уже убедились, вид профиля коэффициента поглощения становится весьма существенным.

Чтобы получить в явном виде выражение для $\bar{\Gamma}^2$, выполним в (18) интегрирование, учтя при этом, что при $\gamma \ll 1$ основной вклад в интеграл вносит область $x > 1$. Интегрируя вначале по частям и заменяя приближенно $\int_x^{\infty} (x' - x) \exp(-x'^2) dx' \simeq \exp(-x^2)/4x^2$, получим

$$\bar{\Gamma}^2 = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\gamma^2} \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu^2} \int_1^{\infty} \exp\left\{-x^2 - \frac{1}{\gamma\mu^2} \operatorname{erfc}(x)\right\} \frac{dx}{x^2} \quad (20)$$

Под знаком интеграла по x в этом выражении стоит медленно меняющаяся функция x^{-2} и функция, имеющая острый пик при $x = x_1(\gamma, \mu)$, являющемся корнем уравнения

$$\exp(-x^2) = 2x\gamma\mu^2. \quad (21)$$

Заменяя здесь значение μ^2 средним значением квадрата косинуса на

полусфере ($\bar{u}^2 = 1/3$) и вынося в (20) медленно меняющуюся функцию за знак интеграла, окончательно получаем

$$\bar{l}^2 \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi} \gamma x_1^2(\gamma, \mu)}. \quad (22)$$

При выводе уравнения (15) формально считалось, что среда бесконечна. Теперь мы можем снять это ограничение. Согласно уравнению (15), эффективное расстояние, на которое осуществляется резонансный перенос возбуждения в среде с градиентом скорости $\sim (\bar{l}^2/2k)^{1/2} = q^{-1}$, поэтому достаточно потребовать, чтобы характерный размер системы был по крайней мере величиной того же порядка. Очевидно также, что величина q^{-1} представляет собой тот характерный масштаб, на котором градиент скорости и мощность первичных источников возбуждения должны меняться достаточно гладко. В этом случае общее решение уравнения (15) имеет вид

$$S(\tau) = \frac{1}{q\bar{l}^2} \int_0^{\tau_0} e^{-q|\tau-\tau'|} G(\tau') d\tau' + C_1 e^{-q\tau} + C_2 e^{q\tau}, \quad (23)$$

а интенсивность излучения, выходящего через границу $\tau = 0$, определяется формулой (4).

В общем случае решение уравнения (15) содержит две произвольные постоянные, для определения которых необходимы граничные условия. Эти условия получаются при подстановке в уравнение (1) двух первых членов разложения в ряд Тейлора соответственно на границах $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$ и имеют вид

$$\frac{1+k}{2} S = \frac{\bar{l}}{2} S' + G, \quad (24)$$

где

$$\bar{l} = \int_0^{\tau_0} K(\tau, \gamma) d\tau = \frac{1}{4\sqrt{\pi} x_1(\gamma, \mu)}. \quad (25)$$

В качестве примера рассмотрим те же задачи, что и в предыдущем разделе.

2.1. Среда с равномерным распределением первичных источников возбуждения. На графике рис. 3 представлены профили линий (в системе координат, неподвижной относительно центра слоя), вычи-

сленные по формулам (4), (23)—(25) для значений $\tau_0 = 10^2$, $\mu = \lambda = G = 1$, $V = 3, 6, 10$. Видно, что с увеличением градиента скорости происходит дальнейшее усиление красного компонента линии по сравнению с синим. В результате линия, имеющая в неподвижной среде два четко выраженных эмиссионных компонента, постепенно переходит в одиночную эмиссионную линию, симметричную относительно частоты $x = 0$. Этот предельный вид контура линии соответствует приближению (13) и в рассмотренном примере осуществляется при скоростях $V_c \gtrsim 20$.

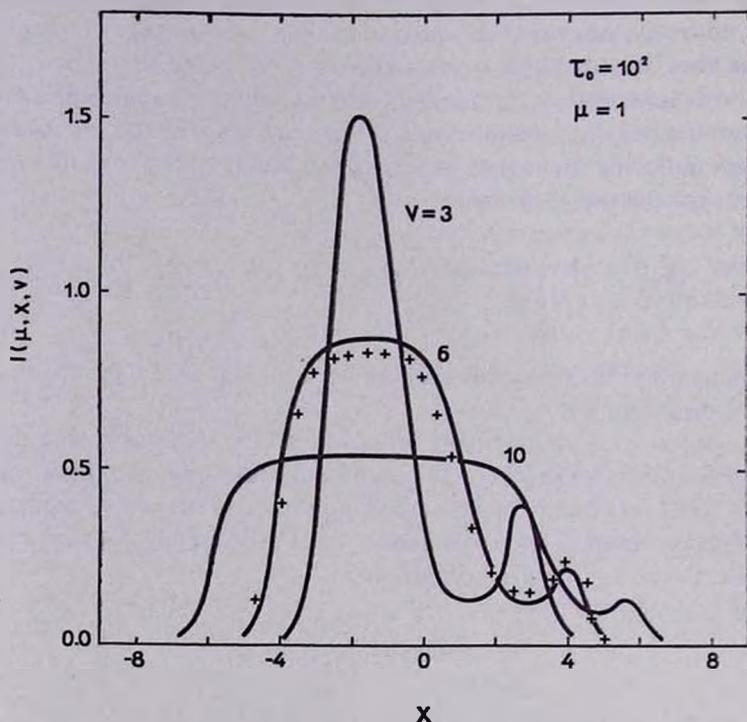


Рис. 3. Профили эмиссионных линий в диффузионном приближении при $G(\tau) = \text{Const}$, + — результат Куландера [6] в аналогичной задаче при $V=6$, полученный путем численного решения уравнения переноса.

С увеличением τ_0 скорость V_c растет. Расчеты показывают, что при значениях $\tau_0 \sim 10^3 + 10^4$, характерных для резонансных линий, скорость дифференциального движения среды, соответствующая предельному случаю (13), должна быть не ниже 50-ти тепловых скоростей.

На этом же графике представлен профиль линии, полученный путем точного решения уравнения переноса [6]. Из сравнения двух

результатов видно, что точность диффузионного приближения вполне достаточна для большинства приложений.

2.2. *Линии поглощения.* Будем считать, что условия образования линии поглощения аналогичны описанным ранее в пункте 1.2. В этом случае интенсивность излучения, выходящего через границу $\tau_0 = 0$, определяется выражением

$$I(\mu, x, \gamma) = e^{-\frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_0} \alpha(x - \gamma \tau) d\tau} + \int_0^{\tau_0} I(\tau, \mu, x, \gamma) S(\tau) d\tau, \quad (26)$$

а функция источников формулой (23) при $G(\tau) = L(\tau, \gamma)/2$, где

$$L(\tau, \gamma) = 1 - \int_0^{\tau} K(\tau, \gamma) d\tau.$$

Для вычисления $S(\tau)$ аппроксимируем функцию $L(\tau, \gamma)$ следующим образом: $L(\tau, \gamma) = L(\tau, \gamma) - L(\infty, \gamma) + L(\infty, \gamma)$, где $L(\infty, \gamma) = \gamma/3\sqrt{\pi}$. Очевидно, что при $\tau < \gamma^{-1}$ функция $L(\tau, \gamma) - L(\infty, \gamma) \simeq L(\tau, 0)$, при $\tau > \gamma^{-1}$ она экспоненциально убывает до нуля. Учитывая это, примем

$$L(\tau, \gamma) \simeq [L(\tau, 0) - L(\infty, \gamma)]e^{-\tau/\gamma} + L(\infty, \gamma), \quad (27)$$

где

$$L = \int_0^{\infty} [L(\tau, \gamma) - L(\infty, \gamma)] \tau d\tau = \frac{\bar{l}^2}{2}. \quad (28)$$

При вычислении $L(\tau, \gamma)$ были использованы таблицы функции $L(\tau, 0)$ и ее асимптотическое представление при $\tau \gg 1$ [17].

Полученные таким путем профили линии поглощения представлены на рис. 4. Особенностью этих профилей (впервые отмеченной Абхьянкарром [3]) является появление при больших значениях V протяженного плато шириной порядка V , которое заканчивается с коротковолновой стороны более глубокой линией поглощения шириной ~ 1 . Такой вид профиля линии объясняется следующим образом. Остаточная интенсивность в центральных частях линии формируется в основном внутренними слоями среды, для которых справедливо приближение (13) и

$$S(\tau) = \frac{L(\infty, \gamma)}{2k} = \frac{1}{2} \left(1 + 3V\sqrt{\pi} \frac{1-l}{\gamma} \right)^{-1} \quad (29)$$

При $\gamma \ll 1$ остаточная интенсивность определяется интегральным членом в формуле (26), который с учетом (29) дает $I(\mu, x, \gamma) = S$. При консервативном рассеянии $S = 1/2$. Поэтому независимо от количества поглощающих атомов на луче зрения остаточная интенсивность в этом случае всегда будет на уровне 0.5, что и отражено на рис. 4.

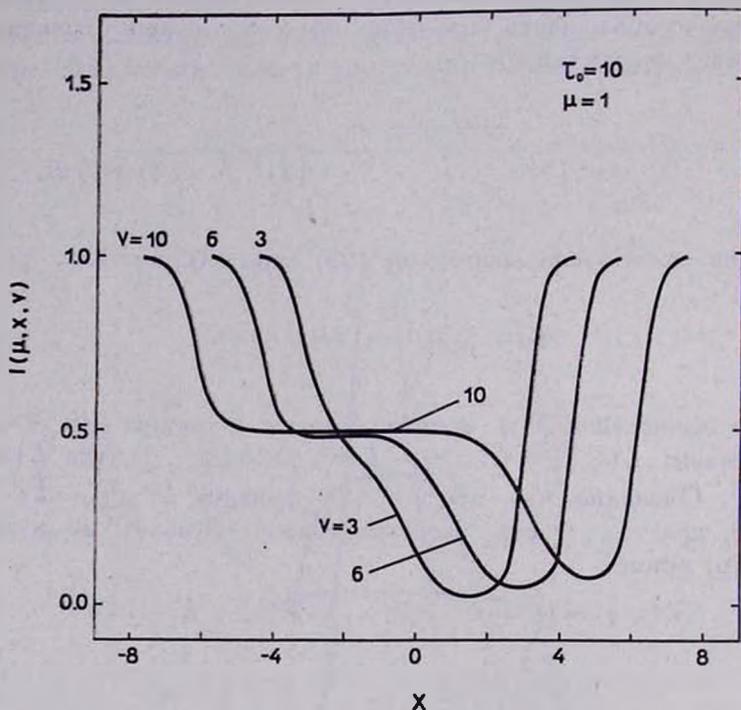


Рис. 4. Профили линий поглощения в диффузионном приближении.

В отличие от этого коротковолновый участок линии поглощения формируется в основном поверхностными слоями среды, в которых происходит спад возбуждения, обусловленный выходом излучения вследствие тепловых движений атомов. Поэтому остаточная интенсивность здесь существенно меньше, чем в районе плато.

2.3. Смешанная задача. Очевидно, что в силу линейности уравнения (1) решение смешанной задачи при комбинированных источниках возбуждения является суперпозицией частных решений. Учитывая это, нетрудно вычислить профили линий в случае, представляющем собой суперпозицию двух предыдущих задач: $I(\mu, x, \gamma) = \eta I_1(\mu, x, \gamma) + I_2(\mu, x, \gamma)$. Здесь I_1 и I_2 — соответственно профили линии при равномерном распределении источников возбуждения и в модели Шустера,

величина $\tau_1 = G/I_0$ — характеризует отношение числа фотонов, рождающихся в слое и падающих на него извне. Вычисленные таким путем профили линий представлены на рис. 5. Мы видим, что в расширяющейся среде в зависимости от характера источников возбуждения могут

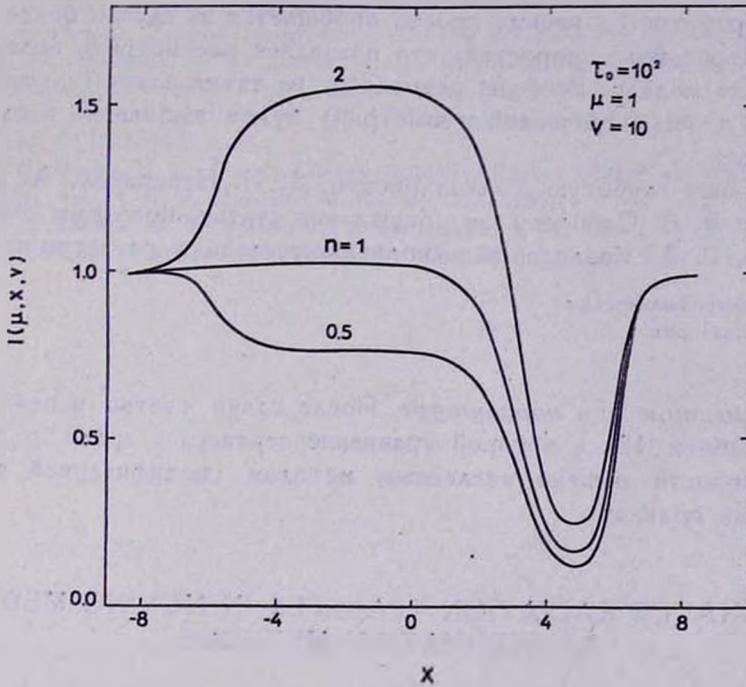


Рис. 5. Профили линий при комбинированных источниках возбуждения в диффузионном приближении.

возникнуть, как минимум, три типа профилей: 1) асимметричный двухвершинный профиль — когда преобладают внутренние источники возбуждения, 2) одиночный эмиссионный компонент на красном крыле линии поглощения (профиль типа Р Суг) — когда мощность внутренних и внешних источников одного порядка и 3) асимметричный профиль линии поглощения — когда падающее извне излучение является основным источником возбуждения. Особенность профилей типа Р Суг при больших скоростях дифференциальных движений состоит в том, что линия поглощения возникает в самых поверхностных слоях среды. Поэтому ее ширина независимо от значения скорости V будет всегда порядка нескольких единиц. Разумеется, этот вывод справедлив в тех случаях, когда источники возбуждения в среде распределены достаточно равномерно.

Заключение. Приведенные выше примеры показывают, что метод расчета профилей резонансных линий, основанный на замене точного уравнения для функции источников (1) уравнением диффузионного типа, позволяет избежать весьма трудоемких вычислений, обеспечивая в то же время разумную точность. В отличие от метода малого параметра он весьма просто обобщается на случаи более сложных геометрий поля скоростей, что позволяет рассмотреть более реалистические модели. Решение некоторых из таких задач (случаи сферической и цилиндрической геометрий) будет выполнено в следующей статье.

Приношу глубокую благодарность Д. И. Нагирнеру, А. В. Северному и В. В. Соболеву за обсуждение статьи, полезные советы и замечания, Г. А. Козловой за выполнение численных расчетов на ЭВМ.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Примечание при корректуре. После сдачи статьи в печать появилась работа [18], в которой уравнение переноса в среде с градиентом скорости решено численным методом (модификацией метода дискретных ординат).

RESONANCE RADIATION TRANSFER IN MOVING MEDIA. APPROXIMATION METHODS

V. P. GRININ

Two approximation methods of calculation of profiles of resonance lines formed in a medium with differential movements are proposed. The first of the methods is based on the presentation of the radiation intensity by series of velocity gradient power terms (velocity gradient taken as a small parameter). In the second method the exact transfer equation is replaced by an equation of a diffusion type. The validity domain of the methods is discussed. As an example a few model problems of astrophysical interest are solved.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, ЛГУ, 1947.
2. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
3. К. Д. Abhyankar, Ap. J., 140, 1353—1380, 1964.
4. D. G. Hummer, G. B. Rybicky, Ap. J., 153, L107, 1968.

5. *G. Maguan*, JQSRT, 10, 1, 1970.
6. *J. Kulander*, Ap. J., 165, 543, 1971.
7. *В. В. Витязев*, Астрофизика, 8, 235, 1972.
8. *В. Г. Буславский, А. Б. Северный*, Труды симпозиума „Звезды, туманности, галактики“. Ереван, 1969, стр. 128.
9. *D. van Blerkom, D. G. Hummer*, JQSRT, 9, 1567, 1969.
10. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 3, 137, 1967.
11. *В. П. Гринин*, Изв. КраО, 51, 65, 1974
12. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
13. *Ю. Ю. Абрамов, А. М. Дыхне, А. П. Напартович*, Стационарные задачи радиационного переноса возбуждения, ИАЭ, М., 1969.
14. *C. van Trigt*, Phys. Rev., 181, 97, 1969; Phys. Rev., A. Gen. Phys., 1, 1298, 1970: bid, 4, 1303, 1971.
15. *A. G. Hearn*, U. K. Atomic Energy Authority, Report CLM-P 16, 1962.
16. *E. H. Avrett, D. G. Hummer*, M. N., 130, 295, 1965.
17. *В. В. Иванов, В. Т. Щербаков*, Астрофизика, 1, 31, 1965.
18. *E. Sinonneau*, Astron. Astrophys., 29, 357, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ВНУТРЕННЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН, Я. МЮКЕТ

Поступила 10 декабря 1973

Доказано, что во вращающейся нейтронной звезде, при наличии сверхпроводящих протонов и нормальных электронов, энергетически наиболее выгодным является состояние с $H \neq 0$. Величина магнитного поля H на поверхности звезды порядка $10^{11} \div 10^{13}$ гаусс. Магнитное поле такого порядка реализуется в слое толщиной $10^{-2} \div 10^{-4}$ см у поверхности звезды.

1. *Введение.* В работе [1] был предложен механизм генерации магнитного поля пульсаров, обусловленный различным характером вращения сверхпроводящей протонной и нормальной электронной жидкостей в „пре“-фазе нейтронной звезды. В частности, был оценен порядок магнитного поля на поверхности звезды в предположении, что магнитное поле в основном не влияет на движение этих жидкостей. Ясно, что это довольно грубое предположение, и корректная постановка проблемы требует решения самосогласованной задачи. Для этого необходимо сразу включить, в общее рассмотрение магнитное поле и при варьировании свободной энергии определить не только поля скоростей жидкостей, но и структуру внутреннего магнитного поля.

Решение задачи упрощается, если рассматривать нейтронную звезду как вращающийся цилиндр радиуса R , заполненный сверхтекучей нейтронной, сверхпроводящей протонной и нормальной электронной жидкостями [2]. Если ось вращения направить по оси z , то магнитное поле будет иметь единственную отличную от нуля компоненту $H_z = H$, и все величины будут зависеть от цилиндрического радиуса r . Решение задачи с такой упрощенной симметрией дает возможность

определить общие закономерности поведения магнитного поля внутри звезды.

Напишем свободную энергию системы частиц с учетом вращения и магнитного поля и добавим к ней как кинетическую, так и магнитную энергии квантовых вихрей. Из условия равенства нулю вариации свободной энергии можно получить уравнение, определяющее магнитное поле внутри звезды. При этом, конечно, предполагаем, что из-за конечной вязкости электроны будут вращаться твердотельно с угловой скоростью Ω , а скорость протонов v_p связана с магнитным полем уравнением Максвелла:

$$\text{rot } \vec{H} = \alpha (\vec{v}_p - [\vec{\Omega} \vec{r}]), \quad (1)$$

где $\alpha = (4\pi en_p)/c$, n_p — плотность протонов ($n_p = n_e$), e — заряд электронов, c — скорость света. Здесь предположено также, что все протоны являются сверхпроводящими. Анализ уравнения, определяющего магнитное поле внутри звезды, показывает, что возможны два точных решения: с $H = 0$ и с H , удовлетворяющим уравнению $\Delta H = 2\alpha\Omega$. Здесь Δ радиальная часть оператора Лапласа в цилиндрических координатах.

Так как состояние с $H = 0$ энергетически более выгодно, то предполагается, что внутри звезды удовлетворяется это решение, а вблизи поверхности возможно решение с $H \neq 0$. Граница этих двух решений — R_i определяется из требования минимума свободной энергии по R_i . Оказывается что $R_i < R$, что и оправдывает наше предположение. Физически это означает, что на поверхности „пре“-фазы протекает ток, компенсирующий объемное внутреннее магнитное поле, созданное заряженными вихревыми токами протонов. Легко заметить, что поле магнитных вихрей, и следовательно поверхностный ток и внешнее магнитное поле, зависят от структуры протонных вихревых нитей.

Таким образом, нейтронная звезда (или пульсар) обладает вполне упорядоченной электромагнитной структурой. Значение полного магнитного момента звезды существенно зависит от состояния этой структуры. Замечательно также, что через протонные вихревые нити кинетическая энергия вращения звезды может трансформироваться в электромагнитную энергию.

2. Свободная энергия. Стационарному состоянию смеси вращающихся протонной и электронной жидкостей соответствует минимум свободной энергии $F = E - \vec{M}\vec{\Omega}$, где E — полная энергия, а \vec{M} — полный момент импульса системы.

Свободная энергия равна

$$F = I_M + I_{M_p} + (E_p + E_e)_k + E_{K_p} - \bar{Q}(\bar{M}_p + \bar{M}_e) - \bar{Q}\bar{M}_s \quad (2)$$

где I_M — энергия магнитного поля, созданного макроскопическим движением жидкостей, I_{M_p} — энергия магнитного поля протонных вихрей, $(E_p + E_e)_k$ — кинетическая энергия протонов и электронов, \bar{M}_p и \bar{M}_e — соответственно моменты импульса протонов и электронов, E_{K_p} — кинетическая энергия протонных вихрей, \bar{M}_s — момент импульса протонных вихрей. Варьируя выражение (2) и требуя $\delta F = 0$, получаем

$$\delta I_M + \delta I_{M_p} + \delta(E_{pk} - \bar{M}_p \bar{Q}) + \delta E_{K_p} - \bar{Q} \delta \bar{M}_s = 0 \quad (3)$$

Здесь мы учли, что электроны движутся твердотельно, следовательно $\delta(E_{ek} - \bar{M}_e \bar{Q}) = 0$. Из уравнения (3) получается уравнение для магнитного поля внутри звезды.

Выражения для I_M , E_{pk} , \bar{M}_p могут быть написаны сразу. Предполагая плотность протонов n_p постоянной и обозначая магнитное поле через H , имеем для единицы длины цилиндра:

$$\begin{aligned} I_M &= \frac{1}{8\pi} \int H^2 2\pi r dr \\ E_{pk} &= \frac{1}{2} \rho \int v_p^2 2\pi r dr \\ M_p &= \rho \int v_p r 2\pi r dr \end{aligned} \quad (4)$$

где $\rho = m_p n_p$ — плотность массы протонов.

3. Протонные вихри. Для нахождения E_{K_p} , \bar{M}_s и I_{M_p} рассмотрим отдельную вихревую нить. Как известно из [3], движение протонов в вихревой нити квантовано и скорость равна

$$v_p = \frac{\kappa}{2\pi} \frac{1}{r}, \quad (5)$$

где $\kappa = \pi \hbar / m_p$. Кинетическая энергия отдельного вихря есть

$$E_{K_p} = \rho \frac{\kappa^2}{4\pi} \ln \frac{b}{a}, \quad (6)$$

где b — условный внешний радиус вихря, который определяется из

условия $\pi b^2 N = 1$, где N — плотность вихревых нитей. Она связана со скоростью протонов соотношением [3]

$$N = \frac{|\text{rot } \vec{v}_p|}{x}. \quad (7)$$

Оценки показывают, что для нейтронной звезды $b \approx 10^{-3}$ см. В формуле (6) a — радиус ствола вихря, $a = (2\pi \varepsilon_p) / (\pi p_F \Delta_p)$ [4]. Здесь p_F — фермиевский импульс протонов, $\varepsilon_p = p_F^2 / 2m_p$ — фермиевская энергия протонов, Δ_p — величина протонной щели, $\Delta_p \sim 10^{-2}$ Мэв [5]. Величина a для нейтронной звезды порядка $\sim 10^{-11}$ см.

Момент импульса вихрей равен

$$M_s = \rho \frac{x}{2\pi} \int 2\pi r dr. \quad (8)$$

Перейдем к расчету магнитной энергии отдельного вихря I_{Ms} . Магнитное поле вблизи вихря находим из уравнения Максвелла, подставляя значение тока $j = \alpha (x/2\pi) 1/\xi$. Тогда

$$-\frac{dH}{d\xi} = \alpha v_p. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) с условием $H(b) = 0$:

$$H(\xi) = \frac{\alpha x}{2\pi} \ln \frac{b}{\xi}. \quad (10)$$

Магнитная энергия одного вихря равна

$$I_{Ms} = \int \frac{b}{8\pi} H^2(\xi) 2\pi \xi d\xi = \left(\frac{\alpha x b}{4\pi}\right)^2 \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \left(\frac{a}{b}\right)^2 \ln^2 \frac{a}{b} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{b}\right)^2 \ln \frac{a}{b} - \frac{1}{4} \left(\frac{a}{b}\right)^2 \right]. \quad (11)$$

Учитывая, что $a/b \ll 1$, окончательно имеем:

$$I_{Ms} = \left(\frac{\alpha x b}{8\pi}\right)^2. \quad (12)$$

Магнитное поле внутри ствола

$$H(0) \approx H(a) = \frac{\alpha x}{2\pi} \ln \frac{b}{a}.$$

Следовательно, магнитная энергия сердцевинки $\sim a^2 (ax/2\pi)^2 \ln^2(a/b) \ll \ll I_{M\alpha}$ и ею можно пренебречь. Используя формулы (6), (7) и (12), получаем для полной кинетической энергии и полной магнитной энергии вихрей следующие выражения:

$$E_{K\alpha} = \rho \frac{x}{4\pi} \int |\text{rot } \vec{v}_p| \ln \left(\frac{x^{1/2}}{a\pi^{1/2} |\text{rot } \vec{v}_p|^{1/2}} \right) 2\pi r dr$$

$$I_{M\alpha} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{ax}{8\pi} \right)^2 \int 2\pi r dr. \tag{13}$$

4. Уравнение, определяющее магнитное поле. Подставляя соотношения (4), (8), (13) в уравнение (3) и учитывая связь между H и v_p по формуле (1), получаем уравнение, определяющее магнитное поле.

$$[H - \lambda_p^2 \Delta H](\Delta H')^2 + \frac{x}{8\pi} \frac{m_p c}{e} \left\{ [\Delta(\Delta H)] \Delta H' - \frac{d}{dr}(\Delta H) \frac{d}{dr}(\Delta H') \right\} = 0, \tag{14}$$

где $\lambda_p^2 = m_p c^2 / 4\pi e^2 n_p$, λ_p — лондоновская глубина проникновения для протонов,

$$H' = H - \frac{x \Omega r^2}{2}, \quad \Delta = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right).$$

При выводе уравнения (14) мы учли, что на границе звезды протоны движутся со скоростью ΩR . Отсюда следует

$$\partial v_p = -\frac{1}{x} \partial \frac{dH}{dr} \Big|_{r=R} = -\frac{1}{x} \frac{d}{dr} \delta H \Big|_{r=R} = 0 \tag{15}$$

Когда угловая скорость Ω равняется нулю, квантовые вихри отсутствуют, то есть $x = 0$. Подставляя в (14) $x = 0$, получаем известное уравнение Лондона для магнитного поля в сверхпроводниках [6]. Решение этого уравнения

$$H = H_0 \frac{I_0(r/\lambda_p)}{I_0(R/\lambda_p)}, \tag{16}$$

где I_0 — модифицированная цилиндрическая функция Бесселя нулевого порядка. Формула (16) описывает эффект Мейсснера. H_0 — значение внешнего магнитного поля на границе сверхпроводника. При отсутствии внешнего поля $H = 0$.

Уравнение (14) имеет два точных решения: $H = 0$ и $\Delta H = 0$. Рассмотрим второе из них:

$$\Delta H = 2x\Omega \tag{17}$$

Решение уравнения (17), удовлетворяющее условию равенства тока на границе нулю, то есть $(dH/dr)_{r=R} = 0$, имеет вид:

$$H(r) = \frac{1}{2} \alpha \Omega r^2 - \alpha \Omega R^2 \ln r + c_1. \quad (18)$$

Следуя методу, изложенному в [3], предположим, что внутри звезды до расстояния R_i имеет место решение $H = 0$, а в интервале от R_i до R — решение (18). Потребуем, чтобы магнитное поле H было непрерывным в точке R_i . Тогда постоянная интегрирования c_1 в (18) определится из условия $H(R_i) = H_0$. Решение (18) можно переписать:

$$H(r) = \frac{1}{2} \alpha \Omega (r^2 - R_i^2) + \alpha \Omega R^2 \ln \frac{R_i}{r} + H_0. \quad (19)$$

Далее, подставляя решение $H = 0$ при $r \leq R_i$ и решение (19) при $R_i \leq r \leq R$ в выражение $E - \vec{M}_p \cdot \vec{\Omega}$ и минимизируя его по R_i и H_0 , находим, учитывая, что $R - R_i/R = (\Delta R/R) \ll 1$, следующее биквадратное уравнение:

$$(\Delta R)^4 + \frac{36\pi m_p n_p}{\alpha^2} (\Delta R)^2 - 9 \frac{\chi n_r m_p}{\Omega \alpha^2} \left[\ln \frac{b}{ae} + \frac{\chi \alpha^2}{32\pi^2 m_p n_p \Omega} \right] = 0.$$

Так как для нейтронных звезд $\chi \alpha^2 / 32\pi^2 m_p n_p \Omega \gg \ln(b/ae)$ (здесь e — основание натуральных логарифмов), то уравнение приводится к виду:

$$(\Delta R)^4 + \frac{36\pi m_p n_p}{\alpha^2} (\Delta R)^2 - \frac{18}{64} \frac{\chi^2}{\pi^2 \Omega^2} = 0. \quad (20)$$

Положительный корень уравнения (20)

$$(\Delta R)^2 = \frac{3\sqrt{2}}{8\pi} \frac{\chi}{\Omega} (\sqrt{1+\beta^2} - \beta),$$

где $\beta = 24\sqrt{2} \pi^2 n_p m_p \Omega / \chi \alpha^2$. В условиях нейтронных звезд $\beta \ll 1$, следовательно,

$$(\Delta R)^2 = \frac{3\sqrt{2}}{8\pi} \frac{\chi}{\Omega}. \quad (21)$$

Подставляя в (19) $r = R$, найдем магнитное поле на поверхности:

$$H(R) = -\frac{\alpha \Omega}{3} (\Delta R)^2. \quad (22)$$

При выводе формулы (22) учтено условие $\Delta R \ll R$. Для абсолютного значения магнитного поля, используя формулы (21) и (22), получим

$$|H(R)| = \frac{1}{2} \frac{e\hbar}{m_p c} n_p. \quad (23)$$

Для распространенных моделей нейтронных звезд плотность протонов на границе „пре“-фазы меняется в области от 10^{11} см⁻³ до 10^{13} см⁻³ [7]. Для таких плотностей $a \approx 10^{-11}$ см, $b \approx \Delta R \approx 10^{-4}$ см для $\Omega \approx 10^1$ сек⁻¹ и $b \approx \Delta R \approx 10^{-3}$ см для $\Omega \approx 10^2$ сек⁻¹. Так что условия $a \ll b$ и $\Delta R \ll R$ оправданы.

Подставляя вышеуказанные значения плотности в формулу (23), получаем на поверхности звезды большие магнитные поля порядка 10^{11} - 10^{13} гаусс. Эти поля меняются по закону (19) от поверхностного значения до нуля на расстоянии ΔR порядка 10^{-4} + 10^{-2} см. Следовательно по границе между „пре“ и „Ае“ фазами течет сильный сверхпроводящий ток.

Заметим, что всякие колебания протонных вихревых нитей приведут к изменению полученного полного магнитного поля по времени. Тогда звезда может являться источником магнито-дипольного излучения электромагнитных волн, частота которых будет определяться частотой колебаний этих нитей.

Авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну, В. М. Арутюняну, Э. В. Чубаряну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE INTERIOR MAGNETIC FIELD OF PULSARS

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN, J. MÜCKET

It is shown, that for rotating neutron stars with superconductive protons and normal electrons the condition with $H \neq 0$ is energetically more advantageous. The order of the magnetic field on the surface of neutron stars is 10^{11} + 10^{13} gauss. The magnetic field of that order exists in the layer with thickness 10^{-2} + 10^{-4} cm near the surface.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 8, 557, 1972.
2. В. Л. Гинзбург, *УФН*, 103, 393, 1971.
3. И. М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, М., 1971.
4. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, М., 1968.
5. G. Vaut, C. Pethick, D. Pines, *Nature*, 224, 673, 1969.
6. Д. Шенберг, *Сверхпроводимость*, ИИЛ, М., 1955.
7. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ 1974

ВЫПУСК 2

КОНВЕКТИВНО-ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА И ПРОИСХОЖДЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ НІ

А. А. СУЧКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 19 ноября 1973

Предлагается механизм образования высокоскоростных облаков НІ, падающих на плоскость Галактики. При прохождении в межзвездном газе спиральной ударной волны возникают условия, при которых газ переходит в двухфазное состояние (тепловая неустойчивость). Во внешнем гравитационном поле (в данном случае — в поле диска Галактики) тепловая неустойчивость приводит к конвекции — более холодный газ опускается вниз. На нелинейной стадии происходит обособление холодных облаков, которые продолжают падать к плоскости Галактики. При этом скорости облаков достигают наблюдаемых значений порядка 70 км/сек.

В последнее время значительное внимание привлекли к себе высокоширотные ($b > 10 - 20^\circ$) облака межзвездного водорода, падающего с большой скоростью к плоскости Галактики. Выяснение их происхождения, возможно, даст интересную информацию об образовании галактик [1], о природе спиральной структуры [2, 4], о свойствах межгалактической среды [1] (см. также указанные в [1] более ранние ссылки). Падающие облака делят обычно на высокоскоростные (HVC) с $|v| \geq 70$ км/сек и облака с промежуточными скоростями (IVC), для которых 30 км/сек $\leq |v| \leq 70$ км/сек. Сейчас имеются достаточные основания полагать, что IVC локализованы в основном в области $\sim 600 - 1000$ пс над плоскостью Галактики (см., например, [1]). HVC, как правило, находятся выше, на высотах $z \sim 1 - 3$ кпс и больше [2, 5]. Вряд ли вызывает сомнение тот факт, что кинематика IVC в целом соответствует картине течения высокоширотного газа НІ на плоскость Галактики [1, 6], а не есть наложение отдельных облаков НІ с $v < 0$ на покоящийся в целом газ. Это обстоятельство было отчетливо продемонстрировано в [6].

К настоящему времени не существует общепринятой точки зрения на происхождение IVС и NVС. Одна из первых гипотез о происхождении высокоскоростных облаков была предложена Оортом (см. [1] и ссылки в [1]), согласно которой NVС обязаны своим происхождением межгалактическому газу, падающему на плоскость Галактики. Оорт предположил, что газ в результате сверхвзрыва в плоскости Галактики выбрасывается на высоты $\sim 1-3$ клс и затем падает на плоскость, ускоряемый гравитационным полем и межгалактическим ветром. Плотность последнего при этом должна быть $2-3 \cdot 10^{-4}$ H/cm^3 . Другая схема, связывающая образование IVС и NVС со взаимодействием Галактики и межгалактического газа, была предложена в [7]. Согласно ей IVС и NVС образуются на фронте стоячей ударной волны в галактическом гало, возникающей при взаимодействии гало с межгалактическим ветром, плотность которого $\sim 10^{-3}$ H/cm^3 и температура $T \sim 10^6$ К. Аналогичная гипотеза предложена в [8]. Здесь считается, что падающие облака образуются в ударных волнах, возникающих при столкновении межгалактических газовых облаков с межзвездным газом. Все эти гипотезы требуют слишком большого значения плотности межгалактического водорода, которое необходимо для того, чтобы предлагаемые механизмы приводили к образованию IVС и NVС. На это указывают сами авторы (см., например, [1]). Существуют также гипотезы [9], согласно которым IVС ускоряются под действием расширяющихся оболочек Сверхновых. Впрочем, Бейкер показал [6], что эти гипотезы не согласуются со слишком большой скоростью диссипации энергии облаков ($\sim 3 \cdot 10^{-26}$ эрг/ cm^3 сек — это примерно в 10 раз больше, чем поступает от Сверхновых).

Недавние результаты наблюдений заставляют думать, что, по крайней мере, IVС являются объектами галактического происхождения и, более того, тесно связаны со спиральными ветвями Галактики, являясь фактически их продолжением на высотах порядка 1 клс [2, 3, 5, 10]. В связи с этим можно попытаться объяснить существование IVС на основе общих представлений о природе спиральной структуры. Такая попытка предпринята в настоящей работе.

Мы будем исходить из представлений о спиральной структуре как о волнах плотности. Спиральная волна даже малой амплитуды в звездной составляющей галактического диска приводит к ударной волне в межзвездном газе [11]. Как показал Пикельнер [12], такое сжатие межзвездного газа сопровождается фазовым переходом — вследствие тепловой неустойчивости газ распадается на холодные плотные облака и горячий разреженный межоблачный газ. Детально возмож-

ность тепловой неустойчивости под действием спиральной волны рассматривалась в [13], где было показано, что переход горячей системы в двухфазное состояние может произойти за время $\sim 10^6$ лет. Тепловая неустойчивость без учета сжатия газа ударной волной рассматривалась в [14]. Здесь было показано, что развитие неустойчивости происходит за $1-5 \cdot 10^7$ лет. Таким образом, в Галактике, по-видимому, существуют условия, позволяющие горячему межзвездному газу быстро перейти в двухфазное состояние.

В указанных работах [13, 14] не учитывалось влияние гравитационного поля галактического диска на развитие тепловой неустойчивости. Оказывается, что во внешнем гравитационном поле тепловая неустойчивость может приводить к конвекции [15]. При этом плотные холодные облака опускаются вниз, а горячий газ выталкивается вверх. Этот эффект позволяет нам предложить следующую картину происхождения, по крайней мере, IVС. Ударная спиральная волна, распространяющаяся по галактическому диску, создает благоприятные условия для развития тепловой неустойчивости в газе вплоть до высот $z \sim 1$ кпс и больше. В гравитационном поле галактического диска выполняется более общий критерий конвективно-тепловой неустойчивости. Области газа с повышенной плотностью начинают двигаться вниз, а горячие, разреженные — вверх. На нелинейной стадии происходит обособление холодных облаков и образование двухфазной системы. При этом облака продолжают погружаться во внешнее гравитационное поле диска к плоскости Галактики, выталкивая легкий горячий газ. Эти облака мы и наблюдаем как IVС.

Рассмотрим подробнее эту картину. В [15] было показано, что в газе, находящемся во внешнем гравитационном поле и подверженном тепловой неустойчивости возмущения, z -компоненты скорости элемента объема газа меняются по закону $V \sim e^{nt}$, где

$$n = -\frac{1}{2c_p} \left(L_T - \frac{\rho}{T} L_p \right) \pm \left| \frac{1}{4c_p^2} \left(L_T - \frac{\rho}{T} L_p \right)^2 - (\beta - \beta_{ad}) \frac{g}{T} \right|^{1/2}, \quad (1)$$

$L(\rho, T)$ — функция потерь тепла; ρ , p , T — плотность, давление и температура газа, соответственно; $L_T = \partial L / \partial T$, $L_p = \partial L / \partial p$, $\beta = dT/dz$, $\beta_{ad} = (\gamma - 1) / \gamma (dp/dz) T/p$; g — ускорение свободного падения, γ — показатель адиабаты. Будем считать, что газовый диск является изотермическим, т. е. $\beta = 0$ (при существующей неопределенности наблюдательных данных не имеет смысла вводить иное распределение $T(z)$) и что плотность меняется с высотой экспоненциально: $p \sim \rho = \rho_0 \exp(-|z|/z_0)$ (в [16] показано, что распределение горячего межоблачного газа в окрестности Солнца хорошо описывается законом

$n(z) = n_0 \exp(-|z|/z_0)^2$, где $z = 0.94$, $z_0 = 210$ пс, $n_0 = 0.2$ Н/см³). Тогда (1) можно переписать в виде

$$n = \frac{1}{2} \gamma_T = \left(\frac{1}{4} \gamma_T^2 - \gamma_g^2 \right)^{1/2}. \quad (2)$$

где $\gamma_T = -1/c_s (L_T - (z/T) L_z)$ — инкремент тепловой неустойчивости ($\gamma_T > 0$), $\gamma_g^2 = -\beta_{ad} (g/T) \approx ((\gamma - 1)/\gamma g z_0^{-1})$. Отсюда видно, что при $\gamma_T > \gamma_g$ неустойчивость будет аperiodической с инкрементом $n > (1/2) \gamma_T$, а при $\gamma_T < \gamma_g$ — неустойчивость колебательная с инкрементом $n = (1/2) \gamma_T$. На расстоянии $z \sim 1$ клс, $g \approx 4\pi G \sigma_0$, где σ_0 — поверхностная плотность. В окрестности Солида $\sigma_0 \approx 10^2 M_\odot / \text{пс}^2$. Используя приведенные выше числовые значения и $\gamma = 5/3$, получим $\gamma_g \approx (10^7 \text{ лет})^{-1}$. Таким образом, конвективно-тепловая неустойчивость будет аperiodической, если тепловая неустойчивость, рассчитанная без учета гравитационного поля, имеет инкремент больше, чем $(10^7 \text{ лет})^{-1}$.

В настоящее время имеются доказательства, что облака межзвездного газа разрушаются за время порядка $1-3 \cdot 10^7 \text{ лет}$ [17, 18]. Таким образом, должен существовать механизм, регулярно воспопняющий межзвездное пространство облаками HI. С другой стороны, наблюдения свидетельствуют об отсутствии облаков в области между спиральными ветвями [19]. Поэтому можно предположить, что механизм рождения облаков действует только в спиральных ветвях. В моделях спиральной структуры Галактики, построенных на основе теории волн плотности в работах [20, 21] (см. также [22]), время прохождения элементом газа области спиральной ветви оказывается также порядка нескольких десятков миллионов лет. Значит, если облака рождаются вследствие тепловой неустойчивости, то последняя должна развиваться за время меньше, чем 10^7 лет, что согласуется также с теоретическими расчетами [13, 14]. Но тогда, согласно (1), (2), за такое же время нарастают вертикальные движения газа.

На начальной стадии развития неустойчивости скорость движения холодных облаков вниз, а горячих — вверх меняется по закону $v \sim e^{n t}$. Но после того, как произойдет разделение на две фазы [23], облака, плотность которых примерно в 10 раз больше плотности межоблачного газа, будут практически свободно падать в поле диска. При этом скорость около 70 км/сек облако приобретает, пройдя расстояние ~ 300 пс, падая на высоте ~ 1 клс. Этой скорости соответствует время падения $\sim 10^7$ лет. Падение можно рассматривать как свободное примерно до высот 200—300 пс над плоскостью Галактики. Действительно, оценки показывают, что характерное время торможения облака за счет возбуждения им ударных волн в межоблачном

газе на больших высотах ($x \sim 1$ клс) $\sim 6 \cdot 10^5$ лет, что значительно больше времени свободного падения (время торможения можно оценить как время, за которое облако „выметает“ при своем движении в окружающем газе массу порядка собственной массы [7]:

$$t \approx \frac{M}{R^2 \rho_i v} \approx \left(\frac{M}{\rho_i} \right)^{1.3} \left(\frac{\rho_c}{\rho_i} \right)^{2.3} \frac{1}{v},$$

где M — масса облака, R — его размер, ρ_i и ρ_c — плотности межоблачного газа и облака, соответственно. Для приведенной оценки было принято $M = 10 M_\odot$, $\rho_c = 10 \text{ H/см}^3$, ρ_i взято из экспоненциального распределения для $z = 1$ клс, $v = 50 \text{ км/сек}$. Непосредственно же дисковая часть газа имеет толщину больше длины свободного пробега облака в нем, поэтому, пролетая через плоскость Галактики, ИВС интенсивно тормозятся. Это объясняет незначительное число облаков с положительными скоростями. Падающий газ должен оказывать давление на газ, находящийся в плоскости Галактики. Последний может растекаться вследствие этого в плоскости. Такой эффект действительно наблюдается и связывается с давлением, обусловленным падающими облаками [6].

Выше не были учтены эффекты, связанные с наличием в Галактике магнитного поля. Вообще говоря, поле, будучи вмороженным в газ, препятствует движению поперек силовых линий. Однако сам факт существования падающих облаков позволяет думать, что на больших высотах, где рождаются эти облака, магнитное поле достаточно слабое, чтобы не сказываться на динамике облаков. Возможно также, что конвективно-тепловая неустойчивость развивается совместно с релейтейлоровской неустойчивостью системы, состоящей из газа, магнитного поля и космических лучей, в поле диска [24]. В этом случае поле прогибается к плоскости и конвективное движение начинается вдоль силовых линий, так что поле не препятствует конвекции.

В работе [4] происхождение ИВС связывалось с магнитной теорией спиральной структуры галактик. В ней предполагалось, что магнитное поле имеет значительную составляющую вдоль z -координаты. Спиральные ветви образуются, согласно [4], в результате конденсации газа, который затем соскальзывает вдоль магнитного поля на плоскость. При этом утверждалось, что существование ИВС противоречит теории волн плотности и подтверждает теорию автора [4]. Однако мы видели, что существует ряд гипотез о происхождении ИВС, не связанных вообще с той или иной теорией спиральной структуры. С другой стороны, в рамках волновой теории ИВС хорошо объясняются моделью, предложенной выше. Таким образом, нельзя признать

беспорным утверждение Пиддингтона [4] о противоречии явления IVС выводам волновой теории. Недоразумение заключалось в том, что в [4] рассматривалось движение газа к плоскости, обусловленное нарушением гидростатического равновесия газового слоя при прохождении волны гравитационного потенциала. Действительно, гравитационное поле волны ускоряет газ вдоль z -координаты лишь до скоростей ~ 2 км/сек. Однако вертикальное движение газа возникает не только за счет этого эффекта. При прохождении волны появляется целый ряд сопутствующих процессов в газе и, в частности, конвективно-тепловая неустойчивость, которая приводит к образованию IVС.

Ростовский государственный
университет

THERMAL-CONVECTIVE INSTABILITY OF THE INTERSTELLAR GAS AND THE ORIGIN OF THE HIGH-VELOCITY HI CLOUDS

A. A. SUCHKOV, YU. A. SHEKINOV

The mechanism of formation of high-velocity HI clouds falling towards Galaxy of the plane is proposed. The conditions favourable for the transition of the interstellar gas into the two-phase state (thermal instability) appear by passing of the spiral shock wave through interstellar gas. In the gravitational field of the galaxy the thermal instability brings rise to the convection, i. e. the cooler gas descends. During the nonlinear stage the separation of the cool clouds takes place and they continue to fall down towards the plane of the Galaxy and velocities of the falling clouds reach the observable values of about 70 km/sec.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. H. Oort, *Astron. Astrophys.*, 7, 381, 1970.
2. G. L. Verschuur, *Astron. Astrophys.*, 22, 139, 1973.
3. R. D. Davis, *M. N.*, 160, 384, 1972.
4. J. H. Piddington, *M. N.*, 162, 73, 1973.
5. M. Kepner, *Astron. Astrophys.*, 5, 444, 1970.
6. Problems of Galactic Spiral Structure, ed H. F. Weaver, *Steward Obs., Univ. Arisona, Tucson*, 1972, p. 31.
7. M. Tosa, T. Kato, *Astrophys. Space Sci.*, 18, 504, 1972.
8. T. L. Chow, M. P. Savedoff, *Nuovo cimento*, B8, 130, 1972.
9. G. L. Verschuur, *Ap. J.*, 176, 1389, 1971.
10. N. H. Dieter, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 5, 21, 1972.
11. W. W. Roberts, *Ap. J.*, 158, 123, 1969.

12. *C. Б. Пикельнер*, IAU Sump. No. 39, ed. G. B. Field, 1970.
13. *P. Biermann, R. Kipperhahn, W. Tscharnuter, H. Yorke*, *Astron. Astrophys.*, 19, 113, 1972.
14. *D. W. Goldsmith*, *Ap. J.*, 161, 41, 1970.
15. *R. Defouw*, *Ap. J.*, 160, 659, 1970.
16. *U. Mebold*, *Astron. Astrophys.*, 19, 73, 1972.
17. *M. Quirk*, *Ap. J.*, 180, 25, 1973.
18. *P. Mézaros*, *Ap. J.*, 180, 381, 1973.
19. *K. Rohlf*, *Astron. Astrophys.*, 13, 45, 1973.
20. *C. C. Lin, C. Juan, F. H. Shu*, *Ap. J.*, 155, 721, 1969.
21. *L. S. Marohnick, Yu. N. Mishurov, A. A. Suchkov*, *Astrophys. Space Sci.*, 22, 285, 1973.
22. *Л. С. Марочник, А. А. Сучков*, УФН, 112, 275, 1974.
23. *С. Б. Пикельнер*, *Астрон. ж.*, 44, 915, 1967.
24. *Е. Н. Паркер*, в кн. „Космическая газодинамика“, Мир, М., 1972. стр. 198 (см. здесь также ссылки на более ранние работы).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

ПОЧЕМУ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЗВЕЗДЫ ИЗБЕГАЮТ ДВОЙСТВЕННОСТИ?

О. Х. ГУСЕЙНОВ, Х. И. НОВРУЗОВА

Поступила 10 августа 1973

Анализируется возможность встречи релятивистской звезды в двойной системе. На основании данных о пульсарах, Сверхновых, распределении А-В звезд в парах, тесных двойных системах и белых карликах делается вывод о том, что релятивистские звезды в двойных системах должны встречаться крайне редко: не более 1% релятивистских звезд могут входить в пары, и в основном это будут нейтронные звезды, а не черные дыры. Независимо от того, одиночна звезда или входит в пару, в ходе эволюции она теряет массу порядка 70%. В двойных системах, даже в тесных, почти вся потерянная компонентами масса уходит за пределы системы. Предлагается эволюционная схема для звезд. Утверждается, что остатки Сверхновых в Галактике, которые принимаются за II тип, находятся в плотной среде и значительно увеличили свои массы за счет межзвездного вещества. Масса, выброшенная при вспышке Сверхновой звезды, редко превосходит массу Солнца.

В связи с открытием пульсаров и особенно рентгеновских источников в двойных системах очень важно проанализировать возможность встречи релятивистской звезды в двойной системе.

Если предположить в двойной системе сферически-симметричный взрыв Сверхновой, то кинетическая энергия, полученная обычной компонентой от потока выброшенного вещества, равна

$$E = \frac{E_0 R_1^4}{16a^4} \frac{\alpha \mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 \alpha R_1^2 / 4a^2}, \quad (1)$$

где α — доля выброшенной массы, E_0 — кинетическая энергия всего выброшенного вещества в момент выхода за орбиту первого компонента, a — расстояние между компонентами, \mathfrak{M}_2 — масса взрывающейся звезды, \mathfrak{M}_1 и R_1 — масса и радиус обычной звезды. Отсюда можно

получить выражение для расстояния, на котором возможен разрыв пары,

$$a \leq \frac{R_1}{2} \frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1} \left| \frac{E_0 R_1}{\gamma \mathfrak{M}_2^2} \frac{1}{2(1-x) \mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1} \right. \quad (2)$$

Полагая $x=1/2$, $R_1=1.3 \cdot 10^{11}$ см, $\mathfrak{M}_1 = \mathfrak{M}_2 = 6 \cdot 10^{33}$ г, $E_0 = 10^{51}$ эрг, получим $a \leq 2 \cdot 10^{11}$ см, т. е. a — величина, очень близкая к радиусу самой звезды. Таким образом, сферически-симметричный взрыв практически не дает разрыва.

Но тот факт, что пульсары — продукты взрыва Сверхновых — одиночные объекты, не согласуется с сохранением пары при взрывах. Поэтому рассмотрим другой вариант: асимметричный взрыв при образовании релятивистской звезды в двойной системе. Условие разрыва в этом случае приближенно будет:

$$\frac{\mathfrak{M}_2 v^2}{2} > \frac{\gamma \mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}{a}, \quad (3)$$

откуда

$$a > \frac{2\gamma \mathfrak{M}_1}{v^2},$$

где \mathfrak{M}_2 — масса релятивистской компоненты, \mathfrak{M}_1 — масса обычной компоненты, a — ближайшее расстояние, на котором возможен разрыв.

Средняя величина пространственной скорости пульсаров порядка 100 км/сек [1 — 4]. Поэтому, подставляя в (3) $v = 100$ км/сек, можно получить предельное расстояние между компонентами, на котором возможен разрыв.

Таблица 1

РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ И ПЕРИОДЫ ОБРАЩЕНИЯ ДЛЯ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ, ДЛЯ КОТОРЫХ УДОВЛЕТВОРЯЕТСЯ УСЛОВИЕ РАЗРЫВА ПАРЫ

$\mathfrak{M}_1/\mathfrak{M}_2$	a (см)	P (дни)	$a_{ТДС}$ (см)	$P_{ТДС}$ (дни)
$\mathfrak{M}_1 = \mathfrak{M}_2 = 2$	$5 \cdot 10^{12}$	29	$3 \cdot 10^{12}$	14
$\mathfrak{M}_1 = \mathfrak{M}_2 = 3$	$8 \cdot 10^{12}$	65.7	$6 \cdot 10^{12}$	35
$\mathfrak{M}_1 = 2; \mathfrak{M}_2 = 3$	$5 \cdot 10^{12}$	28	$6 \cdot 10^{12}$	
$\mathfrak{M}_1 = \mathfrak{M}_2 = 5$	$1.3 \cdot 10^{13}$	98.6	$1.5 \cdot 10^{13}$	106
$\mathfrak{M}_1 = 2; \mathfrak{M}_2 = 5$	$5 \cdot 10^{12}$	23.7	$1.3 \cdot 10^{13}$	

В табл. 1 приведены наименьшие расстояния для разрыва пары с массами компонент 2, 3 и 5 \mathfrak{M}_\odot . В таблице приводятся также

наибольшие периоды обращения для этих систем, соответствующие расстоянию разрыва,

$$P^2 = \frac{a^3}{M_1 + M_2}. \quad (4)$$

Для сравнения здесь же даны максимальные расстояния между компонентами $a_{ТДС}$ и периоды $P_{ТДС}$ для систем с такими же массами, еще удовлетворяющих условию тесной двойственности. Мы берем случай, когда более массивная компонента M_2 заполняет внутреннюю поверхность Роша на стадии сжатия гелиевого ядра. Тогда [5] период тесной двойной системы (ТДС) определяется выражением

$$\lg P_{ТДС} = 2.2 \lg M_2 + 0.49. \quad (5)$$

Соответствующее максимальное расстояние $a_{ТДС}$ между компонентами ТДС определяется по (4).

Из табл. 1 видно, что чем больше массы компонент и их отношение M_2/M_1 , тем ближе разрыв к границам ТДС. Начиная с масс $\sim 3 M_{\odot}$, распадаются даже тесные двойные.

Таким образом, пары с массами компонент $\geq 2M_{\odot}$ (такие массы имеют в основном А-звезды главной последовательности) остаются связанными до расстояний, меньших $5 \cdot 10^{12}$ см. Для пар с более массивными компонентами $\sim 10 M_{\odot}$ (В-звезды главной последовательности) — соответственно до $3 \cdot 10^{13}$ см. Системы с промежуточными массами разрываются на расстояниях между этими величинами.

Выясним, какой процент среди кратных звезд одна из компонент которых является звездой типа А или В, составляют системы, удовлетворяющие условиям сохранения при взрыве. Рассмотрим:

$$1. \text{ Пары с А-компонентой: } a < 5 \cdot 10^{12} \text{ см, } 1/2 \leq \frac{M_1}{M_2} \leq 1.$$

$$2. \text{ Пары с В-компонентой: } a < 3 \cdot 10^{13} \text{ см, } 1/2 \leq \frac{M_1}{M_2} < 1.$$

С этой целью мы просмотрели звезды до $4^m 52$ [6] и отобрали все кратные системы, содержащие А-звезды главной последовательности. Распределение этих звезд в зависимости от отношения масс M_1/M_2 и расстояния a между компонентами приведено в табл. 2. Здесь M_1 — масса А-звезды. Оценки отношения масс M_1/M_2 проводились несколькими способами: по спектральным характеристикам, по отношению светимостей (в предположении о том, что вторая компонента также

находится на главной последовательности), по функции масс. Расстояния между компонентами оценивались по угловым расстояниям, по большим полуосям орбит или по большой полуоси видимой компоненты с учетом отношения масс компонентов.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КРАТНЫХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ ЗВЕЗДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА А. ПО ОТНОШЕНИЯМ МАСС КОМПОНЕНТ И РАССТОЯНИЯМ МЕЖДУ ЗВЕЗДАМИ

a (см)	$\frac{M_1}{M_2} < \frac{1}{7}$	$\frac{1}{7} < \frac{M_1}{M_2} < \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} < \frac{M_1}{M_2} < 1$	$\frac{M_1}{M_2} > 1$	Σ
$a < 10^{13}$	1				1
$10^{13} < a < 3 \cdot 10^{13}$		2	4		6+6
$3 \cdot 10^{13} < a < 10^{14}$		2	2		4+1
$10^{14} < a < 10^{15}$		1	4		5
$10^{15} < a < 10^{16}$	3	13	11	1	28
$a > 10^{16}$	6	5			12
Σ	10	23+2	21+5		

В семи случаях было указано, что системы являются спектрально-двойными, из которых у двух систем в спектрах видны линии обеих компонент. Мы внесли их в таблицу, учитывая наиболее вероятное значение для отношения масс и расстояния между компонентами в спектрально-двойных [7].

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КРАТНЫХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ ЗВЕЗДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА В. ПО ОТНОШЕНИЯМ МАСС КОМПОНЕНТ И РАССТОЯНИЯМ МЕЖДУ ЗВЕЗДАМИ

a (см)	$\frac{M_1}{M_2} < \frac{1}{7}$	$\frac{1}{7} < \frac{M_1}{M_2} < \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} < \frac{M_1}{M_2} < 1$	$\frac{M_1}{M_2} > 1$	Σ
$a < 10^{12}$	2		4		4
$10^{12} < a < 3 \cdot 10^{12}$	2		2		4+7
$3 \cdot 10^{12} < a < 10^{14}$		3	1	3	7+3
$10^{14} < a < 10^{15}$			5	1	6
$10^{15} < a < 10^{16}$	5	4	10		19
$a > 10^{16}$	7	9	4	1	21
Σ	14	16+2	26+7	5+1	

Аналогичным методом анализировались и системы, содержащие В-звезды главной последовательности (табл. 3). В восьми случаях было известно только то, что система является спектрально-двойной и в двух

случаях говорилось о наличии в спектрах линий обеих компонент. Их также внесли в таблицу, учитывая наиболее вероятное значение для отношения масс и расстояний между компонентами в спектрально-двойных. По этим данным доля пар среди систем с А-компонентами, удовлетворяющих условиям сохранения при взрыве, составляет $\sim 10\%$, а среди систем с В-компонентами — приблизительно 13% .

Одним словом, если предположить что во всех массивных двойных происходит образование релятивистских звезд, то в результате взрыва при этом распадается $\sim 90\%$ пар. Связанными останутся лишь 10% двойных. Это тесные двойные системы. Но обычно считают [5], что состояние предколлапса может быть достигнуто лишь в достаточно массивной ТДС с общей начальной массой $\Sigma M = M_1 + M_2 \geq 15 M_{\odot}$. Если масса системы меньше этого значения, то почти наверняка образуются белые карлики. Предполагается, что белый карлик в таких системах — это бывшая ранее более массивная звезда пары. Она эволюционировала быстрее, теряя массу, часть которой передавалась менее массивной компоненте, а часть терялась системой в целом. Именно таким образом объяснялось образование белых карликов в двойных системах с более массивным обычным компонентом.

Таблица 4

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХ ШИРОКИХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ БЕЛЫЕ
КАРЛИКИ

Звезда	Спектр	Mv	$\frac{M}{M_{\odot}}$	P (год)	r_{ps}	\bar{v}	ϵ	α (см)
α CMa Сириус	A 1 V	+ 1.4	2.28	49	2.7		0.58	$3 \cdot 10^{14}$
"	B A 5	+11.7	0.98					
α CMi Прогдон	A F 5IV—V	+ 2.6	1.76	40	3.5		0.31	$3.5 \cdot 10^{14}$
"	B	+13.1	0.65					
40 σ^2 Eridan	B B 9	+ 6.0	0.45	247		0.202	0.40	$6 \cdot 10^{14}$
"	C M 4		0.21					

Рассмотрим три хорошо известные двойные системы с компонентой — белым карликом. Это Сириус, Прогдон и 40 σ^2 Эридана. Но параметры этих трех систем (табл. 4.) таковы, что можно с уверенностью сказать: они никогда не были ТДС. Три указанные пары являются достаточно широкими визуально-двойными, и нельзя обменом массы между компонентами системы объяснить образование в них белого карлика. Но, может быть, эти пары образовались путем случайного захвата? Это маловероятно, т. к. тогда получается, что из пяти белых карликов [8], расположенных в объеме 5 пс в окрестностях Солнца, три

входят в системы, образованные случайным захватом. Поэтому привлечение случайного захвата неоправдано. Во всех трех приведенных парах образование белых карликов следует объяснять большой потерей массы из системы в целом.

Среди указанных систем α^2 Эридана представляется наиболее интересной. Масса белого карлика здесь равна $0.21 M_{\odot}$, а масса обычной компоненты спектрального класса B9 равна $0.45 M_{\odot}$ и абсолютная звездная величина его $+6^m.0$. Судя по этим данным, даже обычная компонента α^2 Эридана — это сильно проэволюционировавшая звезда, находящаяся где-то на переходной стадии от ядра планетарной туманности к белому карлику. Очень маленькая суммарная масса системы приводит к мысли, что обе звезды в ходе эволюции интенсивно теряли массу за пределы системы.

Происходит ли образование белых карликов в ТДС иначе? Согласно теории, да [5]. Обратимся к фактам. Нам известен белый карлик в затменно-переменной системе WZ Sge. Массы ее компонент [9] таковы: белый карлик — $0.59 M_{\odot}$, обычная компонента — $0.03 M_{\odot}$. Такое распределение масс в системе указывает на то, что вся потерянная компонентами масса ушла из системы. В [9] имеется еще одна система, компонентой которой, по-видимому, является белый карлик, хотя там его спектральный класс характеризуется как sdBe. Это система DQ Her. Но параметры этого субкарлика скорее напоминают белый карлик: масса его $0.12 M_{\odot}$, радиус $0.046 R_{\odot}$ и абсолютная звездная величина $+8^m.5$. Все это позволяет думать, что эта звезда — белый карлик. Компонента ее имеет массу $0.20 M_{\odot}$. Объяснение здесь должно быть таким же, как и для WZ Sge.

Сравним характеристики одиночных и входящих в двойные системы белых карликов. Из 31 белого карлика, расположенного в объеме 25 пс в окрестности Солнца [8], 20 белых карликов — одиночные и 11 входят в двойные системы. Для них получены следующие результаты:

Средняя величина	B—V	для одиночных	$+0^m.29$
„	„	B—V	двойных $+0^m.25$
„	„	U—B	одиночных $-0^m.50$
„	„	U—B	двойных $-0^m.54$

Близкие значения показателей цвета одиночных и входящих в двойные системы белых карликов предполагают не сильно различающиеся у них светимости, температуры, а следовательно, и массы. Таким образом, можно сказать, что двойственность системы не играет заметной

роли при образовании белых карликов. Белые карлики в двойных системах, так же, как и одиночные, образуются путем интенсивной потери массы из системы. Поэтому „вторичный обмен массой“ в ТДС, когда могла бы расти масса белого карлика и было бы возможно образование релятивистской звезды, маловероятен. Это еще в несколько раз уменьшает вероятность встречи релятивистской звезды в двойной системе.

Верхний предел для релятивистских звезд в двойных системах можно получить из данных о пульсарах. Из 105 известных радиопулсаров ни один не входит в двойные системы. Поэтому не более 1% релятивистских звезд может входить в пары.

Так как релятивистские звезды образуются при взрыве Сверхновых, то орбиты системы должны при этом вытягиваться. Это утверждение, казалось бы, противоречит наблюдательным данным. Но это не так. Релятивистские звезды, входящие в двойные системы и обнаружившие себя как рентгеновские источники, действительно имеют круговые орбиты. Но они входят в тесные пары, а поскольку по статистике средний эксцентриситет для ТДС равен 0.06, то орбиты у них почти круговые. По-видимому, в ТДС существуют механизмы, приводящие систему к устойчивой конфигурации с минимальной энергией — круговой. Такими механизмами могут являться приливные силы, магнитные, поток вещества [10]. В визуальных и спектральных двойных таких механизмов нет и они имеют более вытянутые орбиты. По каталогу Бечвара [11] средние эксцентриситеты для них таковы:

визуальные	(200 пар)	0.4—0.5
спектральные	(100 пар)	0.2—0.3

Исходя из всего вышесказанного о потере вещества звездами и учитывая нынешние массы в системе Сириус — наиболее массивной из систем с белыми карликами, можно сказать: спутник Сириуса первоначально имел массу $\sim 3M_{\odot}$, потеряв часть которой в ходе эволюции, он превратился в белый карлик с массой $0.98M_{\odot}$, то есть все звезды с массами $M \leq 3M_{\odot}$ могут заканчивать эволюцию белым карликом. А так как массивные звезды могут терять еще большую часть массы, порядка 70%, то в состоянии предколлапса звезды в основном будут иметь массы $\sim 2-3M_{\odot}$. Это говорит о том, что результатом коллапса — взрыва Сверхновой — почти всегда должна быть нейтронная звезда, а не черная дыра.

Из всего вышесказанного следуют чрезвычайно важные выводы для всей теории эволюции звезд:

1. Обменом массой в двойных системах можно пренебречь вследствие его незначительности. Наблюдаемое перетекание вещества в

тесных парах далеко не свидетельствует о его оседании на поверхности второй компоненты.

2. Независимо от того, одиночна звезда или входит в пару, она в ходе эволюции теряет массу порядка 70%.

3. Из-за значительных потерь вещества к состоянию предколлапса — предсверхновой — звезды приходят с такими массами ($\sim 2-3 M_{\odot}$), что результатом коллапса почти всегда будет нейтронная звезда, а не черная дыра.

Основываясь на первом результате, уже можно понять почему релятивистские звезды так редко встречаются в двойных системах. Известно, что в Галактике имеются всего 50 переменных рентгеновских источников со светимостью $\sim 10^{37}$ эрг/сек. Излучение их принято считать обязанным аккреции на релятивистские компоненты в тесных парах. Причем, обычными компонентами в этих системах в основном являются звезды-гиганты.

Результат третьего пункта хорошо согласуется с данными работы [12]. В этой работе было показано, что во всех остатках Сверхновых звезд нашей Галактики имеются активные источники — пульсары, которые питают туманности релятивистскими частицами и магнитным полем.

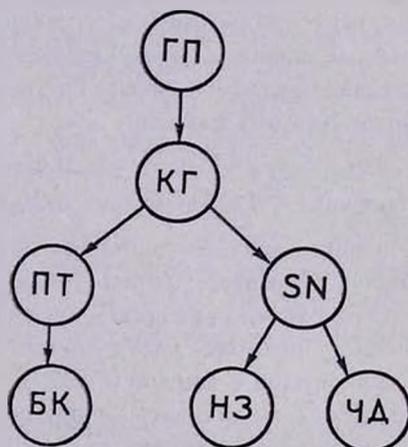


Рис. 1. Схема эволюции звезд разных масс от главной последовательности до конечных продуктов эволюции.

Учитывая вышесказанное и существование эволюционной последовательности красный гигант — планетарная туманность — белый карлик [13, 14], следует принять эволюционную схему, приведенную на рис. 1. Звезды главной последовательности с массами $< 2.5 M_{\odot}$ заканчивают эволюцию состоянием белого карлика. Черные дыры образуются из

звезд с массами больше $6M_{\odot}$. Здесь под черной дырой мы понимаем астрофизические объекты сверхвысокой плотности, взаимодействующие с окружающей средой только посредством гравитационного поля. Если правильна функция звездообразования Салпетера, то черные дыры должны появляться в Галактике в ~ 5 раз реже, чем нейтронные звезды. Отметим, что наши исследования частоты рождения релятивистских звезд в Галактике указывают на ее совпадение с частотой вспышек Сверхновых, т. е. ~ 2 звезды в 100 лет.

Если принять во внимание еще то, что пространственная плотность А-звезд приблизительно в 4 раза превосходит плотность звезд спектральных классов О и В, а также зависимость времени жизни звезды от ее массы, можно прийти к следующим заключениям:

1. Остатки вспышек Сверхновых звезд должны в основном быть связаны с рассеянными скоплениями и О, В ассоциациями.

2. Все остатки Сверхновых в Галактике, относящихся ко II типу, находятся в плотной среде и значительно увеличили свою массу за счет межзвездного вещества.

Эти выводы хорошо согласуются с выводами работы [15]. Сейчас мы имеем все основания для утверждения, что во время вспышек Сверхновых обоих типов выбрасывается малая масса.

Выброшенная масса редко может превосходить массу Солнца. Поэтому отношение энергии излучения к кинетической энергии газа для Сверхновых II типа обычно определяется неправильно. Не совсем правильно оцениваются и возрасты остатков вспышек Сверхновых звезд.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

WHY DO RELATIVISTIC STARS AVOID DUPLICITY?

O. KH. GUSEINOV, KH. I. NOVRUZOVA

The possibility to meet a relativistic star in a double system has been analyzed. On the basis on the data on pulsars, supernovae, distribution of A-B stars in pairs, close double systems and white dwarfs it is concluded that occurances of relativistic stars in double systems are rather rare. No more than 1% of the relativistic stars can be contained in pairs, and they are mainly neutron stars, but not black holes. During the evolution the star loses about 70% of its mass independent of its being a single or a member of a paire. In double systems,

even in close ones, the whole lost mass escapes the system. An evolution scheme for stars is suggested. It is suggested that supernova remnants in the Galaxy of assumed type II are in dense medium and increase their masses on account of interstellar matter. The mass ejected during supernova outburst rarely exceeds one solar mass.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Ap. J.*, 160, 979, 1970.
2. K. R. Lang, *Ap. J.*, 164, 249, 1971.
3. M. S. Ewing, R. A. Batchelor, D. D. Friefeld, R. M. Price, D. H. Staelin, *Ap. J.*, 162, 169, 1970.
4. О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, В. И. Лазарев, А. В. Осипчук, *Астрон. ж.*, 50, 39, 1973.
5. Л. И. Снежко, *Сообщ. САО АН СССР*, вып. 6, 1972.
6. П. Г. Куликовский, *Справочник любителя астрономии*, М., 1971.
7. О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, *Цирк. ШАО*, № 1, 1972.
8. R. Woolly, E. A. Epps, M. J. Penston, S. B. Roscock, *Catalog of Stars within 25 parsecs of the Sun*, *Roy. Obs. Annals*, No. 5, 1970.
9. М. А. Свечников, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Свердловск, 1969.
10. G. W. Gebbons, S. W. Hawking, *Nature*, 232, 465, 1971.
11. А. Везуг, *Atlas Coeli—II*, 1964.
12. Р. Р. Амнел, О. Н. Гусейнов, *Astron. Astrophys.*, 31, 37—40, 1974.
13. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 33, 315, 1956.
14. О. Х. Гусейнов, *Астрофизика*, 9, 425, 1973.
15. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 51, № 1, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

О СУЩНОСТИ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ*

А. Я. КИППЕР

Поступила 17 января 1974

Некоторые особенности красного смещения квазаров, а также несоответствие значения средней плотности материи Вселенной, вычисленной из значения постоянной Хаббла H и непосредственных оценок, показывают, что только 10% красного смещения имеет доплеровский характер, а остальные 90% возникают по другим причинам. Выдвигается гипотеза, согласно которой космологическое красное смещение, хотя бы частично, вызвано старением фотона, причем последнее означает медленное стекание энергии фотона в космологический вакуум. Статья реферировует соответствующие работы автора.

1. *Введение.* Результат проведенного Фридманом исследования, казавшийся поначалу скромным по своей значимости, не привлек бы внимания, если бы вскоре после опубликования работ Фридмана Хабблом не был открыт эффект красного смещения у внегалактических звездных систем. То обстоятельство, что теория предвосхитила наблюдения, заслуженно подняло ее авторитет, даже было затмило критику основ теории, на которых покоились вычисления. Похоже, что дальнейшее развитие космологии, неплохое согласие теории и наблюдений подтвердят правильность выбранного пути. У нас и сейчас нет осно-

* *От редакции.* Как известно, большинство астрономов, и в частности подавляющее большинство астрофизиков-теоретиков, считает доплеровский характер красного смещения в спектрах галактик установленным окончательно. Такого же мнения придерживаются и члены редколлегии настоящего журнала. Тем не менее, возникающие новые попытки объяснения красного смещения обсуждать не бесполезно. Исходя из этого, редакция сочла возможным напечатать эту статью авторитетного астрофизика профессора А. Я. Киппера.

ваний для серьезных сомнений. Можно с удовлетворением отметить превращение космологии в точную, покоящуюся на прочном фундаменте дисциплину.

Значительные успехи в космологии не уведат и не должны уводить от раздумий над ее основными принципами и от попыток подойти к проблемам с разных точек зрения. Известно, что между теорией и данными наблюдений в космологии имеется лишь относительное согласие. Уравнения релятивистской космологии связывают между собой численные значения постоянной Хаббла H и среднюю плотность материи Вселенной ρ_0 , причем в эти уравнения входит параметр q — так называемый параметр „замедления“ (deceleration). Если теперь вычислить среднюю плотность материи Вселенной ρ_0 с помощью современного уточненного значения постоянной Хаббла H , взяв за основу более или менее вероятное значение параметра (например, $q = 1$), то значение ρ_0 получится почти в 100 раз большим, чем это следовало бы из непосредственных оценок [1]. Возможно, это обусловлено тем, что большая часть космологической материи находится в несветящемся состоянии, либо тем, что вещество рассеяно в межгалактическом пространстве. Для преодоления трудностей неоднократно предпринимались попытки пересмотреть значение постоянной Хаббла. Считалось также необходимым учитывать возможность изменения со временем способности свечения материи. Кроме того, упомянутый выше параметр q можно выбрать таким, чтобы привести в соответствие численные значения H и ρ_0 . Однако общепринятой гипотезы, устраняющей данное противоречие, еще нет.

Нельзя не упомянуть и другого довольно досадного несоответствия. Взяв за основу наилучшее современное определение постоянной Хаббла $H = 2.4 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}$, получаем, что возраст Вселенной $T = 5.7 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Это, несомненно, слишком заниженное значение, так как возраст некоторых галактических звездных скоплений значительно больше [1].

Было сделано несколько попыток устранить указанные противоречия. Наиболее известная из них так называемая гипотеза равновесного состояния (steady state) [2, 3]. Разработано несколько вариантов этой гипотезы. Однако вместо прежних противоречий возникли новые, не менее серьезные.

Изучая особенности красного смещения квазаров, главным образом неоднозначность величины красного смещения z , автор данной статьи выдвинул гипотезу, согласно которой эффект красного смещения у космологических объектов обусловлен, хотя бы частично, по-

глощением электромагнитного излучения в космологическом вакууме. Последнее, в свою очередь, вызвано одним из свойств космологического вакуума — электропроводностью. По этой гипотезе только 10% красного смещения возникает вследствие расширения, остальные 90% вызваны стоком энергии фотонов в космологический вакуум, причем уменьшение энергии фотонов происходит за счет уменьшения частоты колебаний.

Обсуждаемая гипотеза о красном смещении космологических объектов опубликована в работах [4, 5]. К выдвижению данной гипотезы побудило стремление объяснить наблюдаемую у квазаров неоднозначность красного смещения. Поскольку гипотеза затрагивает довольно обширную область космологических проблем, начиная от связи постоянной Хаббла H со средней плотностью материи Вселенной ρ_0 и кончая особенностями спектров поглощения квазаров, то она выходит за пределы частного вопроса о неоднозначности величины z . В цитированных выше работах теория красного смещения основывается на квантовой теории электромагнитных волн в электропроводящей среде. Однако суть явления можно также охарактеризовать как поглощение энергии фотона космологическим вакуумом, или как старение фотона, блуждающего в космологическом пространстве. Эти разные характеристики практически эквивалентны и являются выражением закономерности, присущей фотону. Создавая эту теорию, мы шли по пути, намеченному квантовой теорией, причем пришлось сделать дополнительные допущения, связанные с тем, что теория должна была охватить микропроцессы сверхвысокой продолжительности. В работах [1—5] мы стремились к законченности формально-математического представления. Однако суть гипотезы и вытекающие из нее следствия можно изложить проще. Это и делается в данной статье, причем для получения подробной информации ссылаемся на работы [4, 5].

2. Красное смещение как эффект старения фотонов. Выдвинутая в данной работе гипотеза о сущности космологического красного смещения покоится на двух предположениях. Первое из них основано на известном факте, что частота ν элементарной волны электромагнитного излучения уменьшается со временем t , если рассматривать явления в космологической шкале времени. Этому эффекту дается общеизвестное объяснение как следствие расширения Вселенной. В данной работе считается, что красное смещение является как бы свойством самого фотона, следствием взаимодействия фотона с космологическим вакуумом. Будем называть этот эффект также старением фотона.

Второе предположение, на которое опирается развиваемая в данной работе гипотеза красного смещения, основывается на известном результате квантовой теории о нулевой энергии электромагнитных колебаний. Из последнего предположения вытекает неоднозначность величины красного смещения z .

Известно, что элементарная волна электромагнитного колебания (в смысле разложения Фурье) обладает энергией

$$E = \hbar\omega \cdot \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где n — положительное целое число (связанное с элементарной волной число когерентных фотонов), а величина $\omega = 2\pi\nu$ — частота элементарной волны. Если $n = 0$, то волна не несет доступной измерению энергии и ее невозможно обнаружить непосредственно из эксперимента. Несмотря на это, согласно уравнению (1), энергия волны существует и она должна проявлять себя косвенно через другие явления. Волну с числом фотонов $n = 0$ называют волной нулевого состояния, а соответствующую энергию — нулевой энергией. Элементарную волну с числом когерентных фотонов $n \neq 0$ назовем возбужденной волной. Возбужденная волна наблюдаема.

Каждая возбужденная волна, отдавая полностью свою доступную измерениям и связанную с фотонами энергию, переходит в нулевое состояние. И в свою очередь волна нулевого состояния, получив необходимую энергию от какой-нибудь микросистемы, например от атома, превращается в возбужденную элементарную волну. Отсюда вытекает представление, что вся Вселенная заполнена электромагнитными волнами нулевого состояния и возбужденными волнами. Последние возникли из волн, находившихся в нулевом состоянии и могут перейти вновь в нулевое состояние.

Возбужденная элементарная волна, как и все микросистемы, имеет тенденцию освобождаться от возбуждения, переходить в состояние с низкой энергией. Обычный способ избавиться от энергии — отдать приобретенный когда-то квант энергии $\hbar\omega_0$, при этом число фотонов n уменьшается на единицу. Однако для этого необходимо наличие какой-то физической системы, например атома, который был бы способен принять этот квант энергии. В вакууме энергия элементарной волны не может уменьшаться по квантам.

подавляющая часть Вселенной представляет собой вакуум и должна содержать множество когда-то возбужденных элементарных волн, которые еще не смогли избавиться от приобретенных фотонов. В течение длительного времени они стремятся избавиться от возбуждения.

Происходит, согласно выдвинутой гипотезе, непрерывное и медленное уменьшение энергии элементарной волны в виде красного смещения.

Хотя непрерывное убывание энергии элементарной волны с уменьшением частоты ω происходит медленно, все же наступит момент t_1 , когда вся энергия $h\omega_0$, полученная волной в момент возбуждения t_0 , утратится, стечет в вакуум. Такое убывание энергии представляет собой явление старения. Если бы с волной был связан только один фотон $n = 1$, тогда, начиная с момента t_1 , в вакуум втекало бы больше энергии, чем волна получила ее в момент возбуждения t_0 , и фотон продолжал бы существовать. Однако допустимо и то, что в момент t_1 фотон погибает и имеет место переход

$$n = 1 \rightarrow n = 0, \quad (2)$$

без необходимости передачи энергии какой-либо микросистеме. Происходит это потому, что полученная когда-то волной энергия $h\omega_0$, необходимая для рождения фотона, полностью стекла в вакуум и возникли условия для потери фотона. Здесь нет необходимости в наличии какой-либо микросистемы, процесс может произойти и в вакууме. Назовем связанное с волной уменьшение числа фотонов на единицу без сопутствующего переноса энергии спонтанным переходом. Если число фотонов $n = 1$, то спонтанный переход означает переход в нулевое состояние или, другими словами, затухание элементарной волны, доступной измерению. Элементарная волна затухает, если вся энергия возбуждения затрачена на красное смещение.

Допустим, что при $n > 1$ спонтанные переходы в основном происходят при тех же условиях, что и при $n = 1$. В момент t_1 , когда энергия элементарной волны уменьшится точно на величину энергии кванта, которую волна получила при возбуждении в момент t_0 , возможен спонтанный переход

$$n \rightarrow n - 1. \quad (3)$$

После осуществления такого перехода энергия волны будет:

$$h\omega_0 \cdot \left(n - \frac{1}{2} + 1 \right) = h\omega_0 \left(n - \frac{1}{2} \right). \quad (4)$$

Волна переходит еще не в нулевое состояние, а лишь в состояние с числом фотонов на единицу меньшим. При этом акт спонтанного перехода следует рассматривать как процесс вновь начинающегося старения волны. Поэтому и в формуле (4) в качестве частоты волны непосредственно после спонтанного перехода взята ω_0 , т.е. частота ω в предыдущий момент возбуждения t_0 .

Если $n = 1$, то в момент t_1 волна затухает, переходит в нулевое состояние. Как изложено выше, спонтанное уменьшение числа фотонов может иметь место и при $n > 2$. В отличие от случая $n = 1$, в момент t_1 при $n > 1$ спонтанного перехода может и не быть. У одних элементарных волн это имеет место, у других нет. Выбор конкретного пути данной волной регулируется определенными статистическими законами так же, как это свойственно многим законам квантовой физики.

Пусть уменьшение частоты волны происходит по закону

$$\omega = \omega_0 \cdot \exp[-4\pi\sigma(t - t_0)], \quad (5)$$

где ω_0 — частота в момент возбуждения t_0 и σ — универсальная постоянная порядка 10^{-17} сек $^{-1}$. Частота ω уменьшается по закону (5) в предположении, что космологический вакуум представляет собой электропроводящую среду с коэффициентом электропроводности σ [4, 5].

Момент $t_1 > t_0$ после момента возбуждения t_0 , когда истрачена энергия $h\omega_0$, полученная при возбуждении и необходимая для увеличения числа фотонов на единицу, можно вычислить с помощью уравнения

$$h\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) - h\omega_0 \cdot \exp[-4\pi\sigma(t - t_0)] \cdot \left(n + \frac{1}{2} \right) = h\omega_0, \quad (6)$$

которое дает

$$t_1 - t_0 = \frac{1}{4\pi\sigma} \ln \frac{2n + 1}{2n - 1}. \quad (7)$$

В момент t_1 тогда возможен переход $n \rightarrow n - 1$ в вакууме без сопутствующего изменения энергии. Вместе с тем t_1 является моментом нового возбуждения, когда восстанавливается первоначальная частота ω_0 элементарной волны. Вследствие последнего обстоятельства исчезает и красное смещение. Из формулы (7) следует также неоднозначность красного смещения z , так как n может принимать различные целочисленные значения и красное смещение может затухать в различные дискретные моменты t_1 после момента возбуждения t_0 .

Неоднозначность величины красного смещения представляет собой тот эффект, который позволяет с помощью наблюдательных данных контролировать обоснованность изложенной в данной работе гипотезы. Соответствующие формулы выведены автором в работе [6].

Пусть $\lambda_{\text{лаб}}$ — длина волны спектральной линии какого-то элемента по лабораторным измерениям и $\lambda_{\text{обк}}$ — длина волны той же линии того же элемента в спектре поглощения космологического объекта. Вследствие неоднозначности величины красного смещения z одной $\lambda_{\text{лаб}}$ соответствует несколько $\lambda_{\text{обк}}$. Выведена формула

$$\lg \lambda_{\text{obs}} = \lg \lambda_{\text{lab}} + \lg(1 + z_{\text{em}}) - \lg \frac{2n + 1}{2(n - k) + 1}, \quad (8)$$

где n и k — целые числа, n — число фотонов, а z_{em} — полученная по эмиссионным линиям величина красного смещения космологического объекта. Если $k = 0$, то получим

$$\lg \lambda_{\text{obs}} = \lg \lambda_{\text{lab}} + \lg(1 + z_{\text{em}}), \quad (9)$$

что указывает на наличие в спектре космологического объекта линий поглощения, которые приводят к z_{abs} , равным полученным по эмиссионным линиям z_{em} , причем z_{abs} есть величина красного смещения, полученная измерением абсорбционных линий. Если $k = 1$, то формула (8) дает

$$\lg \lambda_{\text{obs}} = \lg \lambda_{\text{lab}} + \lg(1 + z_{\text{em}}) - \lg \frac{2n + 1}{2n - 1}, \quad (\text{серия I}) \quad (10)$$

если $k = 2$, тогда

$$\lg \lambda_{\text{obs}} = \lg \lambda_{\text{lab}} + \lg(1 + z_{\text{em}}) - \lg \frac{2n + 1}{2n - 3}. \quad (\text{серия II}) \quad (11)$$

В соответствии с приведенными формулами определенная спектральная линия некоторого элемента выступает в спектре поглощения космологического объекта как ряд линий. Формула (9) прежде всего показывает, что в спектре поглощения имеются линии, которые совпадают с эмиссионными линиями и на фоне последних могут быть видны при благоприятных условиях наблюдения. Формулы же (10) и (11) показывают, что при различных значениях целого числа n линия поглощения вследствие неоднозначности красного смещения превращается в целое множество спектральных линий с различной длиной волны, так что можно применить название „серия“.

Формулами (8), (9) и (10) удобно пользоваться при проверке гипотезы по результатам наблюдений. Это сделано для квазаров 4C 05.34, PKS 0237—23, TON 1530 и 3C 191 [6]. Как можно было ожидать, наилучшее согласие с данными наблюдений отмечается у линии L_{α} водорода. Другие линии также приводят к удовлетворительным результатам. Проявляется закономерность, по которой количество линий в спектре поглощения заметно возрастает при $z \geq 2$. Согласие между λ_{obs} и вычисленной $\lambda_{\text{теор}}$ находится в пределах $\pm 0.1\%$.

3. Замечания к гипотезам, объясняющим неоднозначность величины красного смещения. Неоднозначность величины красного смещения линии поглощения z_{abs} далеких космологических объектов явля-

ется эффектом, который, согласно выдвинутой в данной статье гипотезе, обусловлен природой самого фотона. Однако имеются другие мнения относительно причины упомянутой неоднозначности. Утверждается, например, что несколько z_{ab} у одного и того же объекта вызваны движением нескольких газовых облаков, выброшенных с различной скоростью из квазаров. Предполагается также, что между квазаром и наблюдателем находятся несколько космологических газовых облаков. Спектры поглощения отдельных облаков, находящихся на различных расстояниях от наблюдателя, по-разному смещены в красную сторону спектра.

Для оценки достоверности упомянутых гипотез следует обратиться к фактам, вытекающим из наблюдений.

При значениях z_{cm} менее 1.9 линии поглощения либо отсутствуют, либо их немного. При величине z_{cm} , равной 1.9 или превышающей это значение, число линий поглощения быстро растет, достигая, например, при $z_{cm} = 2.88$ уже значения порядка сотни. Однако следует отметить, что число квазаров с $z > 2$ мало и не увеличивается так, как в случае, если z служило бы мерой расстояния до квазаров. Поэтому квазаров, богатых абсорбционными линиями, сравнительно мало.

Линии поглощения квазаров большей частью резкие, напоминают линии поглощения обычных звезд. Поэтому их длины волн легко измеряемы, что позволяет определить z_{ab} с точностью до нескольких значащих цифр, намного превышающей точность определения z_{cm} . Среди линий поглощения встречаются сильные линии, у которых остаточная интенсивность мала.

В свете вышеизложенных фактов гипотеза, объясняющая неоднозначность z_{ab} у квазаров наличием нескольких газовых облаков между наблюдателем и объектом, не оправдывается. Следует отметить, что такие газовые облака должны иметь и космологические размеры. В противном случае их попадание на луч зрения квазара имело бы слишком малую вероятность. Однако газовое облако космологических размеров не может вызывать резких линий поглощения в силу дифференциального красного смещения. Спектральные линии, которые возникают на более удаленном крае туманности, обладают большим красным смещением, чем возникающие на ближнем крае. Дифференциальное красное смещение приводит к размытым спектральным линиям в спектрах туманностей с космологическими размерами.

Примечательно, что неоднозначность z_{ab} резко возрастает с ростом z_{cm} , если $z_{cm} \geq 1.95$, и этот рост значительно круче, чем можно было ожидать в случае, если бы спектры поглощения вызывались более или менее однородно распределенными в пространстве газовыми

облаками. Остается также непонятным почти полное отсутствие квазаров с абсорбционными спектрами при $z_{\text{em}} < 1.8$, хотя есть квазары с неоднозначным значением z_{ab} , имеющие $z_{\text{ab}} < 1.8$.

Кажется также, что гипотеза, по которой неоднозначность z_{ab} вызвана выбросом из квазаров газовых потоков с различными скоростями, не согласуется с резкостью спектральных линий поглощения. Скорости выброса должны быть большими, сравнимыми со скоростью света. Расширение спектральных линий при этом неизбежно ввиду неизбежных турбулентных движений.

Гипотеза о причине неоднозначности z , представленная в данной статье, свободна от вышеуказанных трудностей, за исключением тех, которые возникают в связи с малой остаточной интенсивностью некоторых спектральных линий у наблюдаемых квазаров. Ведь по гипотезе, изложенной в данной работе, наблюдаемый спектр квазаров образуется как результат наложения одиночных спектров, смещенных как целое относительно друг друга. При этом остаточные интенсивности спектральных линий не могут быть малыми, за исключением случая, когда взаимное смещение спектров значительно. Однако это противоречие не столь серьезное, чтобы опровергнуть гипотезу. Квазары с большим z , у которых z_{ab} многозначно, имеют в спектре поглощения главным образом линию L_{α} водорода. Но эта линия настолько интенсивна, что и при вышеупомянутом относительном смещении спектров она выступает еще достаточно отчетливо.

Малое значение остаточной интенсивности спектральных линий квазаров частично не противоречит гипотезам, по которым неоднозначность z_{ab} вызвана либо несколькими газовыми потоками, выброшенными из объекта и движущимися с различными скоростями, либо газовыми облаками, находящимися на различных расстояниях между объектом и наблюдателем. Однако в этих случаях следовало бы ожидать для L_{α} гораздо больших интенсивностей, чем наблюдается в действительности. Следует отметить, что в эмиссионном спектре квазаров L_{α} особенно сильная, что подчеркивает значение водорода в формировании также спектра поглощения.

Неоднозначность z проявляется при $z > 2.5$, когда линия L_{α} водорода находится в видимой части спектра. Не исключена возможность, что в этом случае большинство линий поглощения спектров квазаров принадлежат именно L_{α} в различных сериях. Приводимая таблица 1 составлена для I серии линии L_{α} и показывает соответствие между теорией и наблюдениями. В спектрах упомянутых квазаров имеются и другие серии линии L_{α} , а также линии других элементов. Соответствующие вычисления таблицы даны в работе автора [6].

Таблица 1

ЛИНИЯ L_{α} , СЕРИЯ I В СПЕКТРЕ КВАЗАРОВ 4С 05.34,
PKS 0237—23 И TON 1530

n	Наблюденное $\lg \lambda_{\text{обс}} - R$				$\lg \lambda_{\text{обс}} - \lg \frac{2n+1}{2n-1}$	$\Delta \cdot 10^4$
	4С 05.34 $R=0.5885$	PKS 0237—23 $R=0.5068$	TON 1530 $R=0.4838$	среднее		
4	2.9760(2)			2.9760	2.9757	+3
5	2.9963(1)			2.9963	2.9977	-14
6	3.0120(2)			3.0120	2.0123	-3
7	3.0226(1)			3.0226	3.0227	-1
8	3.0309(1)	3.0304(3)	3.0300(2)	3.0305	3.0305	0
9	3.0363(2)	3.0374(5)	3.0359(1)	3.0365	3.0365	0
10	3.0406(2)	3.0404(5)	3.0416(2)	3.0409	3.0411	-2
11	3.0454(1)	3.0456(4)		3.0455	3.0453	+2
12	3.0480(3)	3.0486(3)		3.0483	3.0486	-3
13	3.0516(5)	3.0506(3)		3.0511	3.0514	-3
14	3.0531(2)			3.0531	3.0538	-7
15	3.0541(1)	3.0567(3)		3.0554	3.0559	-5
16	3.0572(4)	3.0578(3)		3.0575	3.0572	+3
17	3.0587(3)	3.0597(1)	3.0586(3)	3.0590	3.0593	-3
18	3.0600(0)	3.0608(3)		3.0604	3.0607	-3
19	3.0613(4)	3.0618(2)	3.0614(2)	3.0615	3.0620	-5
20	3.0626(2)	3.0634(2)		8.0630	3.0631	-1
21		3.0642(4)		3.0642	3.0641	+1
22	3.0650(3)			3.0650	3.0651	-1
23	3.0650(3)			3.0650	3.0659	-9
24	3.0666(1)	3.0670(1)		3.0668	3.0667	+1
∞	3.0846(5)	3.0848(1)		3.0847	3.0848	-1

Примечания к таблице

Таблица составлена для проверки формулы (10). В 1 столбце дается число n в этой формуле. Во 2—4 столбцах дается $\lg \lambda_{\text{обс}} - R$ для трех квазаров, причем

$$R = \lg(1 + z_{\text{эм}}).$$

В следующем столбце дано среднее значение этих чисел. По формуле (10) оно должно равняться

$$\lg \lambda_{\text{обс}} - \lg \frac{2n+1}{2n-1}.$$

Это значение дается в столбце 6. В последнем столбце приводится разность между числами 3 и 4 столбцов.

Институт астрофизики и физики атмосферы

АН ЭССР

ON THE ESSENCE OF COSMOLOGICAL REDSHIFT

А. Уа. KIPPER

Some peculiarities of the redshift of quasars as well as the difference between the values of the mean density of matter of the Universe ρ_0 obtained immediately and calculated from the Hubble constant H show that only 10 per cent of the redshift may be considered as a result of the Doppler effect, the remaining 90 per cent arise due to other reasons. A hypothesis has been developed according to which the cosmological redshift can be treated, at least partially, as a result of the light quantum „fatigue“, i. e. the continuous dissipation of the energy in the cosmological vacuum.

The article gives a review of the corresponding papers of the author.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *W. A. Baum*, *A. J.*, 62, 6; 1957; *Observatory*, 81, 114, 1961.
2. *H. Bondy*, *T. Gold*, *M. N.*, 108, 252, 1948.
3. *W. Davidson*, *J. V. Narlikar*, *Cosmological models and their observational validation*, *Progress in Physics, Astrophysics*, New York—Amsterdam, 1959, p. 571.
4. *А. Я. Киппер*, Публ. Тартуской обс., 40, 12, 1972.
5. *А. Я. Киппер*, Публ. Тартуской обс., 40, 74, 1972.
6. *А. Я. Киппер*, Публ. Тартуской обс., 41, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

МАЙ, 1974

ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕСНАЯ СИСТЕМА ГОЛУБЫХ ГАЛАКТИК

На снимках, полученных в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории, обнаружена тесная система, состоящая из трех голубых галактик. Экваториальные координаты системы $\alpha_{1950} = 09^{\text{h}} 01^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = +77^{\circ} 51'$. На картах Паломарского атласа компоненты системы сливаются в слегка диффузную полосу. Протяженность системы $15''$, а угловые размеры составляющих в среднем $5''$, т. е. они находятся в тесном контакте. Фотография системы приведена на рис. 1.

Южная компонента системы на снимках в синих лучах имеет неправильную структуру. В визуальных, красных ($\lambda_{\text{off}} = 6300 \text{ \AA}$), инфракрасных ($\lambda_{\text{off}} = 7900 \text{ \AA}$) лучах все три члена системы представляются сферическими и несколько диффузными. При масштабе снимков в $51''$ на мм измерение яркостей отдельных составляющих с помощью фотометра оказалось затруднительным. Тем не менее, для грубой оценки яркости галактик в лучах В и V измерялись на объективном фотометре. Стандартами служили шаровые скопления и компактные галактики в области М 31, измеренные А. С. Шаровым [1, 2]. В результате получены следующие значения: для южной составляющей $V = 16^{\text{m}}.7$, $B - V = -0^{\text{m}}.1$, для центральной $-V = 16^{\text{m}}.8$, $B - V = 0^{\text{m}}.0$, для северной $-V = 17^{\text{m}}.0$, $B - V = +0^{\text{m}}.1$. Однако эти данные должны быть уточнены.

Существование более широких кратных систем среди галактик Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом было установлено статистическим исследованием Ж. Айджманна и А. Т. Каллогяна [3]. В этой

работе, наряду с физическими парами, была обнаружена также одна тройная система, которая, по-видимому, является физической. Кроме того, авторами той же работы была найдена весьма голубая двойная галактика на расстоянии $2'$ от пары галактик Маркарян 261 — 262. По красным смещениям, измеренным Г. Арпом, Ж. Айдманном и Э. Е. Хачикяном [4], эти четыре галактики составляют физическую систему. Голубой цвет ядер галактик или самих галактик ранних морфологических типов является проявлением происходящих в них активных процессов. В этом отношении дальнейшее изучение кратных систем голубых галактик представляет несомненный интерес. В частности, весьма желательно фотоэлектрическое и спектральное изучение обнаруженной тесной системы голубых галактик.

Авторы глубоко благодарны академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к обнаруженной системе галактик. Один из авторов (А. К.) выражает глубокую благодарность руководству Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленную возможность наблюдать на двухметровом телескопе Таутенбургской обсерватории.

A Narrow System of Blue Galaxies. On the plates obtained with the 2-meter telescope of the Tautenburg observatory a narrow system of three blue galaxies with coordinates $\alpha_{1950} = 09^h 01^m$, $\delta_{1950} = +77^\circ 51'$ is detected. The southern component has an irregular shape in blue. On the visual, red and infrared plates all three components are spherical and slightly diffuse. The rough magnitudes and colours of components are: for southern component $V = 16^m.7$, $B - V = -0^m.1$, for central one $-V = 16^m.8$, $B - V = 0^m.0$, and for northern one $-V = 17^m.0$, $B - V = +0^m.1$.

25 марта 1974

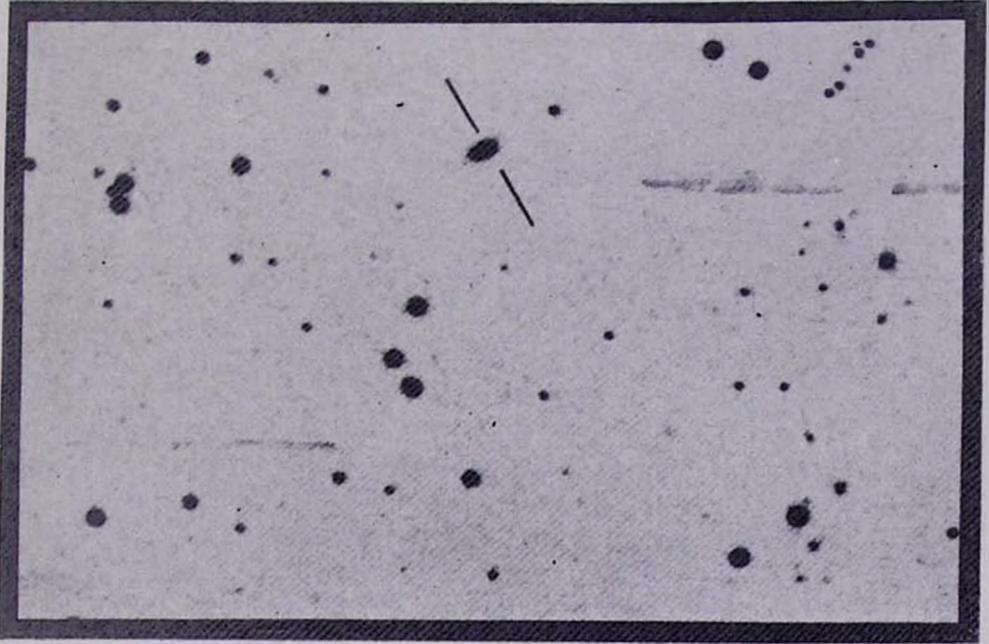
Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Центральный институт астрофизики
АН ГДР

А. Т. КАЛЛОГЛАН
Ф. БЁРНГЕН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. С. Шаров, Астрон. ж., 50, 263, 1973.
2. А. С. Шаров, Астрон. ж., 50, 1023, 1973.
3. J. Heidmann, A. T. Kalloghlian, *Astrofizika*, 9, 71, 1973.
4. Г. Арп, Ж. Айдманн, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 10, 7, 1974.

N



S

Рис. 1. Фотография тесной системы голубых галактик в красных лучах.
Масштаб около $4''$ на мм.

К ст. Ф. Бёрнгена, А. Т. Каллогаяна

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 5360

NGC 5360 относится к немногочисленному классу иррегулярных галактик типа M 82. Красное смещение ее до сих пор не было определено. Отсутствовала также крупномасштабная фотография этой галактики. В настоящей заметке приводятся величина красного смещения NGC 5360 и ее крупномасштабная фотография.

Спектр галактики получен на 200" телескопе Паломарской обсерватории с помощью кассегреновского спектрографа, работающего с ЭОП типа ИТТ. Он получен 5 августа 1973 г. на пленке Па-D с экспозицией 10 мин. Щель спектрографа имела позиционный угол 65° и была направлена вдоль большого диаметра галактики. Спектр охватывает область длин волн от примерно 4400 Å до 8000 Å (рис. 1.) К сожалению, во время фотографирования галактика находилась недалеко от Луны и спектр получился засвеченным лунным светом. В спектре отчетливо видна линия H_α . Начиная уже с этой линии, в сторону коротких волн, весь спектр засвечен, что не дает возможности судить о присутствии каких-либо других линий.

Линия H_α как будто прослеживается вдоль всей щели, причем она наклонена и яркость ее увеличивается в западной части галактики, где на прямых фотографиях наблюдается голубоватое сгущение. Рядом с H_α как будто видна более слабая линия $[NII] \lambda 6583$.

На рис. 2 приведена фотография этой галактики, полученная одним из авторов (Э.Е.Х.) в первичном фокусе нового 158" телескопа обсерватории Кит Пик 27 июня 1973 г. на пластинках Кодак Ша-J с экспозицией 45 мин.

Красное смещение, определенное по яркой части H_α , оказалось равным $z = 0.004$, что дает для лучевой скорости значение $V_R = 1200$ км/сек. Расстояние до галактики — около 16 Мпс ($H = 75$ км/сек на Мпс).

Согласно Цвикки и др. [1], интегральная звездная величина галактики равна в фотографических лучах $m_{pg} = 14.9$, что дает для абсолютной яркости NGC 5360 значение $M_{pg} = -16.3$.

Что же касается сгущения, которое по интенсивности примерно на порядок уступает галактике, то оно, по-видимому, является сверхассоциацией. Размеры галактики примерно $70'' \times 15''$ или 5.2×1.1 клс.

Заметим, что красное смещение NGC 5360 очень близко к красному смещению другой иррегулярной галактики NGC 5364 ($V_R = 1138$ км/сек [2]).

Было бы интересно определить z и для другой галактики NGC 5356, находящейся рядом с этой группой. Если оно окажется того же порядка, то NGC 5356, 5360, 5363 и 5364 составят квартет физически связанных галактик разного морфологического типа.

Один из авторов (Э. Е. Х.) пользуется случаем выразить свою признательность дирекции Обсерваторий Хейл за предоставление возможности наблюдать на 200" телескопе и за гостеприимство.

Determination of the Redshift of Irregular Galaxy NGC 5360. The measurement shows that the redshift of NGC 5360 is equal to $z=0.004$. There is one condensation in this galaxy, which is probably a superassociation.

It is interesting to measure the redshift of NGC 5356. If it is of the same order, as that of NGC 5360, then four galaxies of different morphological types NGC 5356, 5360, 5363 and 5364 form one physical system.

18 февраля 1974

Бюроканская астрофизическая обсерватория,
Обсерватории Хейл, Институт Карнеги, Вашингтон,
Калифорнийский технологический институт, США

Э. Е. ХАЧИКЯН
Н. К. АНДРЕАСЯН
В. САРДЖЕНТ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, v. VI, California Institute of Technology, 1961.
2. G. & A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.

О СПЕКТРЕ ГОЛУБОГО ОБЪЕКТА НЕДАЛЕКО ОТ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 520

К юго-востоку от иррегулярной галактики NGC 520 на расстоянии примерно 5 угловых минут находится голубой объект, на который шесть лет тому назад впервые обратили внимание Г. Арп и Э. Хачикян. Однако удовлетворительный спектр его удалось получить лишь в 1973 г.

Приближенные координаты объекта: $\alpha_{1950} = 1^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = +3^{\circ}28'$. На рис. 1 приведена фотография этого объекта, полученная одним из авторов (Г. А.) в первичном фокусе 200" телескопа Паломарской обсерватории. Снимок получен 21/22 октября 1954 г. на пластинках 103а-Д с фильтром GG-11 и экспозицией 30 мин.

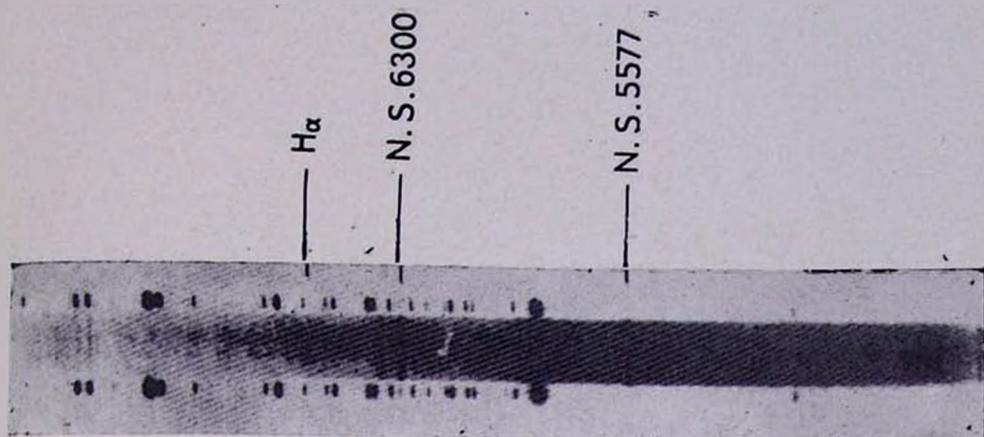


Рис. 1. Спектр NGC 5360, полученный на 200" телескопе Паломарской обсерватории с дисперсией около 200 А/мм. Непрерывный спектр в основном обусловлен рассеянным светом Луны.

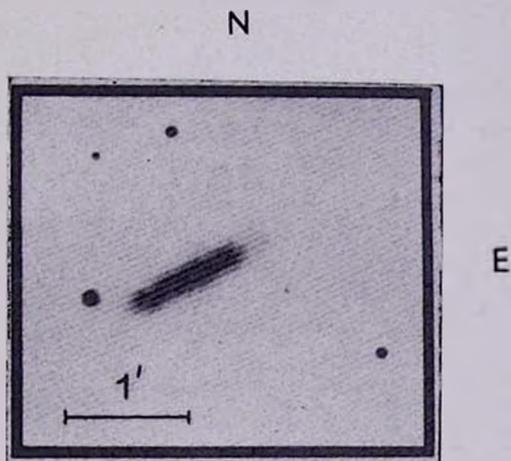


Рис. 2. Снимок NGC 5360, полученный на 158" телескопе Кит Пикской обсерватории на пластинках Кодак-Ша-Ј. Экспозиция- 45 мин. Масштаб указан на рисунке.

К ст. Э. Е. Хачикяна и др.

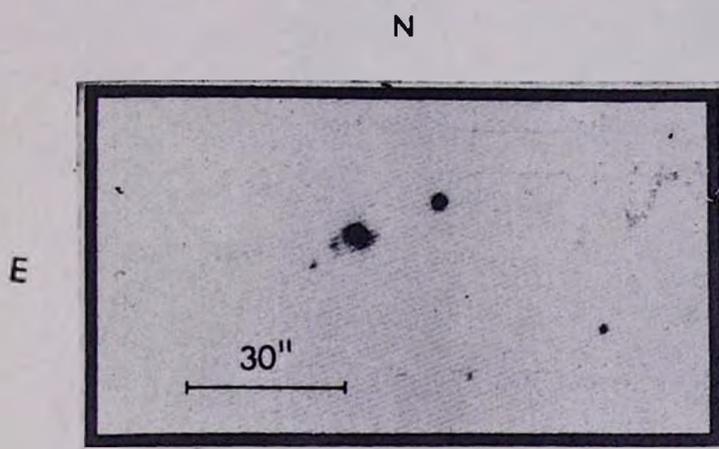


Рис. 1.

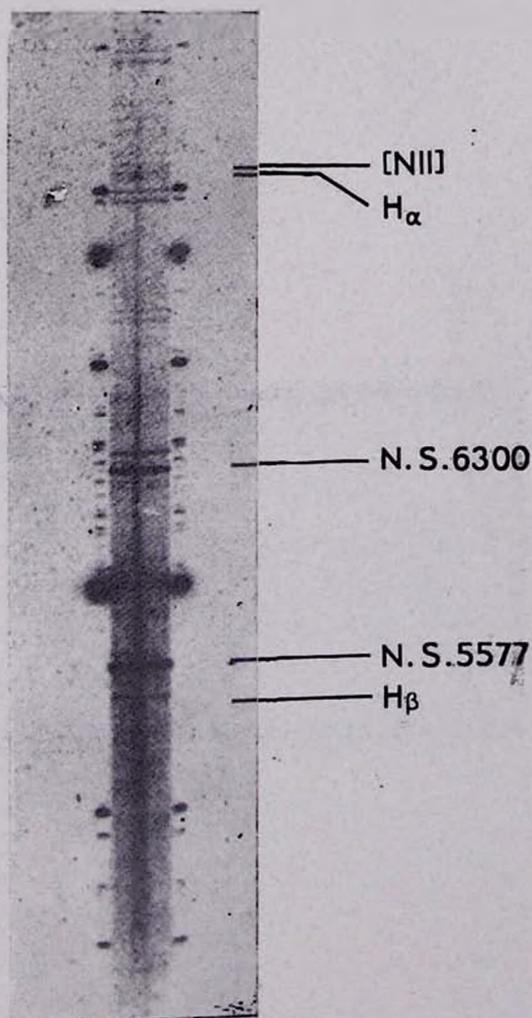


Рис. 2.

К ст. Г. Арпе и др.

Объект имеет, как видно из этого рисунка, очень компактное и звездообразное ядро, окруженное слабой диффузной оболочкой. Кроме того, отчетливо наблюдаются две слабые спиральные ветви, в одной из которых, берущей начало от северной области объекта на расстоянии примерно $5''$ от ядра, наблюдается сгущение, напоминающее сверхассоциацию. Интересно, что в том же направлении от центра, но на расстоянии примерно в два раза большем, находится еще одно сгущение, примерно той же яркости, что и первое. Является ли оно действительно сгущением или звездой фона, определить по имеющимся снимкам очень трудно.

Спектры объекта получены на $200''$ телескопе Паломарской обсерватории с помощью касегреновского спектрографа, работающего в сочетании с ЭОП. Сведения о спектрах приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ пластины	Дата наблюдений	Область спектра (А)	Дисперсия (А/мм)	Сорт эмульсии	Экспозиция (мин)
Q 1482	14/15. X. 1969	3500—5000	190	11а-О	30
.. 4244	26/27. VII. 1973	3500—5000	190	..	20
.. 4327	5/6. VIII. 1973	4400 - 8000	200	11а-D	30
.. 4374	7;8. VIII. 1973	4400—8000	200	..	20

На рис. 2 приведена фотография одного из спектров исследуемого объекта, полученного 5/6 августа 1973 г. В спектре довольно хорошо заметны узкие эмиссионные линии $[NII] \lambda 6584 - 48$, H_{γ} , H_{β} . Среднее значение величины красного смещения оказалось равным $z = 0.116$, что дает для лучевой скорости значение $V_R = 34800$ км/сек, а для расстояния — $R = 465$ Мпс (при значении постоянной Хаббла $H = 75$ км/сек на Мпс).

Зная эти данные, легко можно подсчитать, что упомянутое выше первое сгущение находится на расстоянии около 11000 пс от центра объекта, а второе — на расстоянии 22 000 пс. Диаметр звездообразного ядра равен примерно 10000 пс, а размер всей системы (без учета второго сгущения) приблизительно равен 22 000 пс.

Заслуживает внимания тот факт, что красное смещение исследуемого объекта примерно в 17 раз больше ($z = 0.116$), чем у NGC 520 ($z = 0.0066$ [1]).

Один из авторов (Э.Е.Х.) выражает глубокую благодарность дирекции обсерваторий Хейл за предоставленную возможность наблюдать на $200''$ телескопе и за гостеприимство.

On the Spectrum of the Blue Object Near Irregular Galaxy NGC 520. In the spectra of the blue object near NGC 520 H_α , H_β , and [N II] λ . 6584—6548 emission lines have been detected. The redshift is about $z = 0.116$, which is much larger than that of NGC 520 ($z = 0.0066$) [1].

21 февраля 1974

Обсерватория Хейл, Калифорнийский
технологический институт, США
Институт Карнеги, Вашингтон,
Бюраканская астрофизическая обсерватория

Г. АРП, В. САРДЖЕНТ,
Э. Е. ХАЧИКЯН,
Н. К. АНДРЕАСЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 9, 157, 1973.

АКТИВНОСТЬ В АТМОСФЕРЕ V 380 ORI

V 380 Ori, звезда типа T Тельца предельно раннего спектрального класса $\sim A0e$, связанная с туманностью NGC 1999 [1], имеет довольно богатую спектральную структуру. В частности, на фоне спектра поглощения, соответствующего классу $\sim A0$, видны яркие узкие эмиссионные линии H, Fe I, Fe II, Ca II, Ti II, Sc II, Cr II, Sr II и других элементов и ионов.

Спектры звезд типа T Тельца обычно подвержены частым изменениям. Поэтому представляет интерес выяснить, в какой степени это свойственно также V 380 Ori.

С этой целью в Шемахинской обсерватории с 1971 г. были начаты систематические спектрофотометрические наблюдения V 380 Ori. Спектрограммы были получены на 2-метровом цейссовском телескопе в комбинации с дифракционным спектрографом (дисперсия 75 $\text{Å}/\text{мм}$) в фокусе Кассегрена и на эмульсии А-500. Параллельно с этим были получены также прямые снимки этой звезды с помощью 15-сантиметрового цейссовского рефлектора через широкополосный светофильтр в интервале длин волн 4000 — 4800 Å (эмульсия ZU-2). Эквивалентные ширины линий измерены в единицах интенсивности непрерывного спектра самой V 380 Ori. Обработка спектрограмм производилась на микрофотометре МФ-2 с самопишущим выводом (увеличение в 80 раз).

Результаты измерений приведены в табл. 1, где даны величины W_λ , а также приведенные к Солнцу значения лучевых скоростей V , определенные по эмиссионным линиям водорода, 4351 Fe II, H и K Ca II. В последнем столбце приведены величины блеска звезды m_B в момент получения спектрограмм. На рис. 1 показаны контуры линий H_γ , H_β и

H_{α} в единицах интенсивности непрерывного спектра. Качественные изменения в этих контурах заметны довольно отчетливо. В частности, слабые эмиссионные компоненты с красной и фиолетовой сторон водородных эмиссионных линий, присутствующие на спектрограммах I—II, совершенно отсутствуют на спектрограммах III—IV. Далее, на спектрограммах V—VI наблюдается смещение самих эмиссионных линий по сравнению с их положениями на спектрограммах I—IV. Это хорошо видно по линиям поглощения, где в первом случае (V) зафиксировано усиление фиолетовой абсорбционной каймы, а во втором случае (VI) — красной. В отличие от водородных, линии металлов всегда показывают положительное смещение, к тому же увеличивающееся на спектрограммах V и VI.

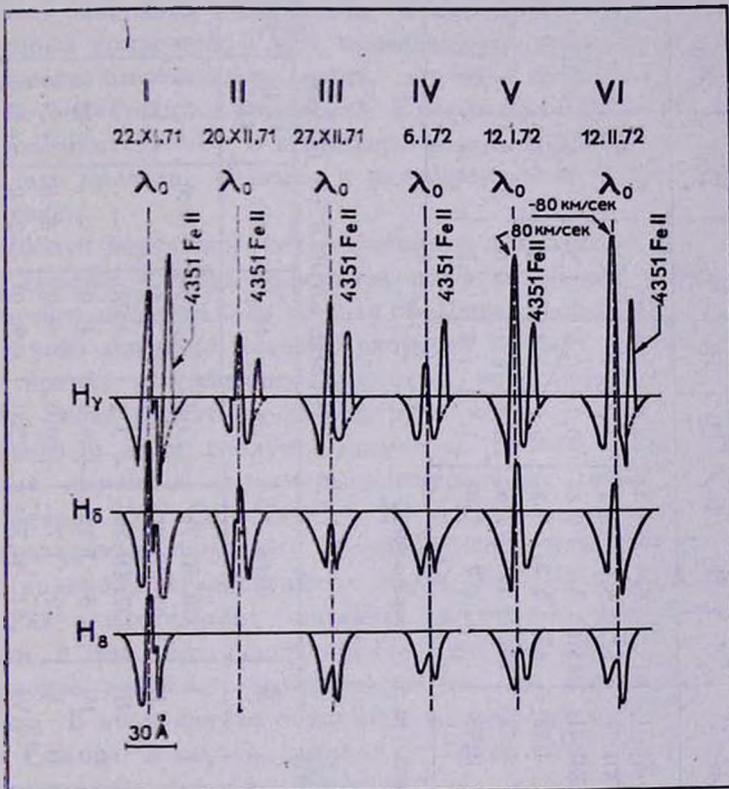


Рис. 1

Следует заметить, что в ранних наблюдениях V 380 Ori [2] каких-либо изменений в радиальной скорости не наблюдалось.

Обратимся к табл. 1. На спектрограммах I—IV нельзя отметить какие-нибудь упорядоченные смещения, однако изменения интенсив-

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ (W_{λ})

№	Дата	H β	H γ	H δ	H ϵ	H ζ	H η	H θ	H ι	H κ	Fe II 4351	H Ca II +H ϵ	K Ca II	m_3
I	22. XI.71	17.2	8.8	4.5	3.6	3.4	—	—	—	—	4.6	6.7	6.5	10.63
II	20. XII.71	5.7	3.6	3.5	2.0	—	—	—	—	—	1.5	3.6	3.5	10.68
III	27. XII.71	15.6	4.6	0.84	0.7	0.6	1.5	0.5	—	—	2.3	3.9°	3.7	10.54
IV	6. I.72	6.7	2.40	1.24	0.6	0.5	1.4	0.8	—	—	2.2	2.8	3.8	10.58
V	12. I.72	14.3	5.9	2.82	1.1	0.7	0.6	1.1	1.20	—	2.6	4.9	7.0	—
VI	12. II.72	15.7	6.7	2.86	1.5	1.2	1.2	1.3	1.37	—	3.2	6.0	8.00	10.52

H — определен по интерполяции.

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ (км/сек)

№	Дата	H β	H γ	H δ	Fe II 4351	H Ca II +H ϵ	K Ca II
I	20. XI.71	+43.0	-11.2	-29.0	-23.5	+15.2	0.00
II	20. XII.71	+55.0	+ 5.5	—	-23.5	+23.0	+17.3
III	27. XII.71	- 3.2°	--40.0	—	—	+15.1	+32.5
IV	6. I.72	+49.0	+48.0	—	+23.5	+30.5	+56.0
V	12. I.72	+80.0	+86.0	+40.0	+29.0	+46.0	+53.0
VI	12. II.72	-73.0	-90.0	-29.0	+54.0	+76.0	+83.0

* — неуверенное определение.

ности линий относительно друг друга значительны. Подобные же изменения ранее были отмечены Джоем [3]. В отличие от этого на спектрограммах V—VI наблюдается иная картина. В случае (V) водородные эмиссионные линии имеют положительное смещение $+80$ км/сек, а спустя месяц — отрицательное и той же величины — 80 км/сек. Наблюдается увеличение как центральной интенсивности, так и W_{λ} , к тому же на последней спектрограмме они больше, чем на предыдущих (I—V). Есть подозрение, что при этом увеличился также блеск звезды.

Отметим, что найденные нами величины W_{λ} хорошо совпадают с данными, ранее полученными Гринстейном [4] и Дибеем [5].

Резюмируя, можно сказать: до 6.1.72 (I—IV) звезда была в относительно спокойном состоянии, водородные эмиссионные линии имели слабый компонент с V/R изменением и наблюдалось изменение интенсивности эмиссионных линий. Лучевая скорость не показывала каких-либо значительных изменений. В период с 6.1.72 по 12.1.72 (между спектрограммами IV—V) в атмосфере звезды произошли сильные изменения, что привело, видимо, к расширению водородной составляющей оболочки.

Наиболее вероятной интерпретацией изложенных фактов может быть следующее. Сперва произошел выброс газового вещества, в результате чего образовалась газовая оболочка, расширяющаяся, однако, со скоростью, заведомо меньшей скорости отрыва. Затем, спустя некоторое время, выброшенное вещество, во всяком случае основная его часть, снова падает на фотосферу звезды.

В связи с этим следует упомянуть работы Уокера [6, 7], посвященные изучению структуры спектральных линий у ряда звезд типа Т Тельца (YY Ori, SV Ori, XX Ori). При этом он также установил присутствие сильного абсорбционного компонента с красной стороны водородных эмиссионных линий. Этот факт Уокер интерпретирует как свидетельство явления аккреции, однако его можно объяснить и тем, что Уокер просто „поймал“ звезду в тот момент, когда газовое вещество, выброшенное звездой раньше, возвращалось на звезду. В этом случае описанная картина аналогична той, что мы имеем у Солнца в случае выброса и спада газового вещества при появлении возвратного протуберанца.

Автор выражает глубокую благодарность член-корреспонденту АН Арм.ССР Г. А. Гурзаяну за обсуждение и ценные советы при выполнении настоящей работы.

The Activity in the Atmosphere of V 380 Ori. The displacement velocities and equivalent widths of emission lines H, 4351 Fe II, H and K Ca II of the star V 380 Ori are measured on six spectrograms with a dispersion of 75 Å/mm. The changes of radial velocities of hydrogen lines are revealed. The range of variations is about 80 km/s. A conclusion on the ejection and subsequent fall of the stellar matter is made.

20 августа 1973

Пересмотрена 30 января 1974

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

И. П. САЛМАНОВ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. H. Herbig, Ap. J. Suppl. Ser., 43, 1, 1960.
2. G. H. Herbig, P. A. S. P., 58, 163, 1946.
3. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
4. J. J. Greenstein, Ap. J., 107, 375, 1948.
5. Э. А. Дубай, Астрофизика, 5, 249, 1969.
6. M. F. Walker, Stellar evolution, ed. R. Stein and A. Gameron, New York Plenum Press, 1966, p. 405.
7. M. F. Walker, Intern. astron. Union IV-th Collog. on variable stars, Budapest, 1968, ed. L. Detre, Budapest, 1969, p. 103.

CONTENTS

A FOUR-COLOUR SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES. I. GALAXIES No. 7 AND 8	<i>F. Börngen, A. T. Kalloghltan</i> 159
MARKARIAN 94 AND ITS CONNECTION WITH THE GALAXY III ZW 0834+51 <i>C. H. Arp, E. Ye. Khachikian</i>	173
ULTRAVIOLET SPECTROGRAMS OF STARS OBTAINED BY „ORION-2“ <i>G. A. Gurzadian, A. L. Kashin, M. N. Krmoyan, J. B. Ohanessian</i>	177
MULTIPLE LIGHT SCATTERING BY FREE ELECTRONS IN A HOMOGENEOUS SPHERE	<i>V. V. Sobolev</i> 185
ASYMPTOTIC PROPERTIES OF RADIATION FIELDS IN SEMI-INFINITE ATMOSPHERES	<i>V. V. Ivanov</i> 193
POLARIZED RADIATION IN DEEP LAYERS OF A SEMI-INFINITE ATMOSPHERE	<i>H. Domke</i> 205
ON THE CONNECTION BETWEEN NONSTATIONARY RADIATION FIELDS IN ABSORBING AND NONABSORBING MEDIA <i>I. L. Katsev, E. P. Zege</i>	219
ON THE ² DIFFUSE REFLECTION OF LIGHT BY SEMI-INFINITE MEDIUM <i>A. S. Anikonov</i>	227
RESONANCE RADIATION TRANSFER IN MOVING MEDIA. APPROXIMATION METHODS	<i>V. P. Grtnin</i> 239
THE INTERIOR MAGNETIC FIELD OF PULSARS <i>D. M. Sedrakian, K. M. Shahabassian, J. Muckst</i>	257
THERMAL-CONVECTIVE INSTABILITY OF THE INTERSTELLAR GAS AND THE ORIGIN OF THE HIGH-VELOCITY HI CLOUDS <i>A. A. Suchkov, Yu. A. Shekinov</i>	265
WHY DO RELATIVISTIC STARS AVOID DUPLICITY? <i>O. Kh. Guselnov, Kh. I. Novruzova</i>	273
ON THE ESSENCE OF COSMOLOGICAL REDSHIFT . . . <i>A. Ya. Kipper</i>	283
NOTES	
A NARROW SYSTEM OF BLUE GALAXIES	<i>A. T. Kalloghltan</i> 295
DETERMINATION OF THE REDSHIFT OF IRREGULAR GALAXY NGC 5360 <i>E. Ye. Khachikian, N. K. Andreastan, W. L. W. Sargent</i>	297
ON THE SPECTRUM OF THE BLUE OBJECT NEAR IRREGULAR GALAXY NGC 520 <i>C. H. Arp, W. L. W. Sargent, E. Ye. Khachikian, N. K. Andreastan</i>	298
THE ACTIVITY IN THE ATMOSPHERE OF V 380 ORI	<i>I. R. Salmanov</i> 300