

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

ОПТИЧЕСКИЕ И ИНФРАКРАСНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ SU TAU <i>В. Т. Дорошенко, Ю. С. Ефимов, А. Э. Розенбуш, В. Ю. Теребиз, В. И. Шенаврн</i>	5
ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА И ЭМИССИИ Н ₁ ЗВЕЗДЫ Т ТЕЛЬЦА <i>Г. В. Зайцева</i>	17
НАБЛЮДЕНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ NGC 7027 И NGC 7293 НА ОБСЕРВАТОРИИ КОТТАМИЯ <i>А. С. Асаад, С. М. Хасан, Г. С. Хромов</i>	31
О ДИНАМИКЕ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ И ОДИНОЧНЫХ ЗВЕЗД В РАССЕЯН- НЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ <i>В. М. Данилов</i>	37
КАТАЛОГ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ <i>Г. Н. Салуквадзе</i>	57
ГАЛАКТИКИ С UV-КОНТИНУУМОМ, ИМЕЮЩИЕ ДВОЙНЫЕ И КРАТНЫЕ ЯДРА. II. <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	69
СПЕКТРЫ НЕКОТОРЫХ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ПО НА- БЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600 <i>М. Г. Минилиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин, Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян</i>	91
О ПОВЕДЕНИИ ДИСПЕРСИИ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ НА ПЕРИФЕ- РИИ СФЕРИЧЕСКИХ СИСТЕМ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ <i>А. П. Осипков</i>	99
ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ ИЗОТРОП- НО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ <i>С. И. Грачев</i>	111
К ТЕОРИИ ВРАЩЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ В ПУЛЬСАРАХ С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ВИХРЯХ <i>В. А. Чернобай, В. В. Андроник</i>	123
ГРАВИТАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВЛОЖЕННЫХ ДИСКОВ <i>М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян</i>	129
КИНЕТИКА РЕКОМБИНАЦИИ ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ ПЕРВИЧ- НЫХ „ЧЕРНЫХ ДЫР“ МАЛОЙ МАССЫ <i>П. Д. Насельский</i>	145
О ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДА ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ <i>О. А. Бессонов, А. Д. Кудряшов, Э. В. Эрма</i>	161
О ФУНКЦИИ ГРИНА ПЛОСКОГО СЛОЯ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ НЕ- ИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ <i>О. В. Пикичян</i>	169
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
СПЕКТР V 380 ORI В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ <i>Г. И. Шанин, В. С. Шевченко</i>	191
О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК В КОМПАКТНЫХ ГРУППАХ <i>Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	195

Խ Մ Բ Պ Գ Դ Ա Կ Ա Ն Կ Ո Ւ Ե Գ Ի Վ

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

Редакционная коллегия

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

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

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

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

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում ամսական 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդագիրն 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեջլոնուրոդնայա կնիգա» զորձակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

ОПТИЧЕСКИЕ И ИНФРАКРАСНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ SU TAU

В. Т. ДОРОШЕНКО, Ю. С. ЕФИМОВ, А. Э. РОЗЕНБУШ,

В. Ю. ТЕРЕБИЖ, В. И. ШЕНАВРИН

Поступила 10 августа 1977

Представлены результаты узкополосной (с разрешением 50Å и 100Å) и широкополосной (в стандартной системе Джонсона UBVJK) фотометрии, а также поляризационных наблюдений SU Tau в 1974—1977 гг. Наблюдаемая поляризация излучения SU Tau имеет в основном межзвездное происхождение. Оценка межзвездного поглощения $A_V \sim 1^m3 - 2^m0$ приводит к абсолютной величине звезды $M_V \approx -3^m$, характерной для звезд типа RCrB. Непрерывный спектр SU Tau вблизи максимума блеска соответствует сверхгигантам спектрального класса не позже G1. В спектральной области 1.25—2.2 мкм отмечен избыток, соответствующий чернотельному излучению пыли с температурой около 10^3 °К. Падение яркости обусловлено, по-видимому, экранирующим действием облака графитовых частиц, имеющих радиус порядка 0.06 мкм. Ослабление блеска на $\sim 3^m$ требует поверхностной плотности пылевых частиц порядка $1.5 \cdot 10^{10}$ см⁻². Изменения блеска звезды сопровождаются сложными изменениями цвета. Наибольшее покраснение наблюдается на стадии подъема блеска, что характерно и для других звезд типа RCrB.

Введение. Звезда SU Tau принадлежит к классу переменных типа RCrB. Сравнительно немногочисленные наблюдения ее относятся в основном к эпохе максимального блеска (см. обзоры Орлова [1] и Фиста [2]). В данной статье представлены результаты фотометрических в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, поляризационных и спектральных наблюдений SU Tau, проводившихся в 1974—1977 гг. на Крымской станции ГАИШ, Крымской астрофизической обсерватории и Главной астрономической обсерватории АН УССР.

Наблюдения. Фотометрические наблюдения в видимой области спектра охватывают минимум 1975 г. и подъем блеска из минимума 1976 г. На Крымской станции ГАИШ при наблюдениях использовались 60-см рефлектор (Цейсс) с фотометром, работающим в режиме счета фотонов [3], и

125-см рефлектор (ЗТЭ) с двухканальным спектрофотометром, также работающим в режиме счета фотонов и позволяющим одновременно измерять потоки в системе UVB и сканировать спектр [4]. В Крымской обсерватории измерения блеска, цвета и поляризации проводились на 260-см рефлекторе (ЗТШ) с поляриметром, описанным в [5], и 50-см менисковом телескопе с телевизионной приставкой [6]. Несколько оценок UVB величин получено на электрофотометре ГАО АН УССР, установленном на 48-см рефлекторе (АЗТ-14) Высокогорной базы на пике Терскол [7].

Результаты фотометрических наблюдений представлены в табл. 1, где последовательно указаны: даты и средние юлианские моменты наблюдений, величины V и показатели цвета $B-V$ и $U-B$, телескоп, на котором получены соответствующие данные. Оценки величин, сделанные в одну ночь на разных инструментах, усреднены. Среднеквадратичные ошибки измерений составляют: $\sigma_V = \sigma_B = 0^m02$, $\sigma_U = 0^m06$.

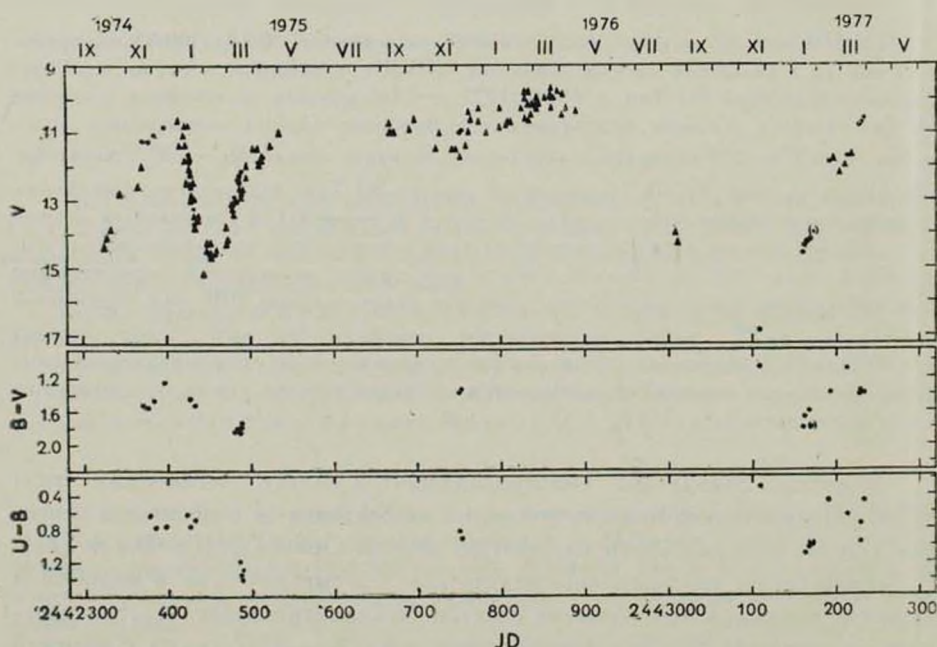


Рис. 1. Изменения блеска и показателей цвета SU Тау в 1974—1977 гг.; ▲ — результаты измерений [8, 9], ● — данной работы.

На рис. 1 представлена кривая блеска SU Тау в рассматриваемый период, причем для полноты приведены и визуальные оценки блеска звезды опубликованные в циркулярах МАС [8, 9].

Таблица 1

Дата	JD	V	B-V	U-B	Телескоп
19.11.74	2442371.53	11.25	+1.52		ЗТШ.
25.11.74	377.38	11.28	1.54	+0.64	Цейсс
02.12.74	384.46	11.07	1.47	0.78	..
15.12.74	374.40	10.86	1.26	0.76	..
13.01.75	426.29	11.67	1.44	0.77	..
14.01.75	427.22	11.87	1.44	0.63	..
19.01.75	432.46	13.24	1.53	0.69	Цейсс, АЗТ-14
20.01.75	433.25	13.70	1.52	—	АЗТ-14
05.03.75	477.28	13.2	—	—	50-см, TV
08.03.75	480.35	12.90	1.83	—	ЗТШ
12.03.75	484.28	12.4	1.8	—	50-см, TV
13.03.75	485.25	12.48	1.86	1.18	Цейсс
14.03.75	486.31	12.38	1.85	1.34	..
15.03.75	487.31	12.27	1.78	1.40	..
17.03.75	489.33	12.16	1.74	1.18	..
03.12.75	750.47	11.00	1.38	0.82	АЗТ-14
05.12.75	752.33	10.93	1.34	0.91	..
16.01.77	2443160.34	14.57	1.80	—	Цейсс
19.01.77	163.38	14.33	1.68	—	ЗТЭ
20.01.77	164.37	14.31	1.68	1.11	ЗТЭ, Цейсс
23.01.77	167.44	14.22	1.65	1.03	Цейсс
27.01.77	170.5	14.0:	1.8:	1.0:	..
17.02.77	192.50	11.90	1.38	0.46	ЗТЭ
09.03.77	212.38	11.73	1.10	0.64	Цейсс
25.03.77	228.35	10.78	1.40	0.96	..
26.03.77	229.36	10.72	1.37	0.75	..
29.03.77	232.33	10.59	1.38	0.47	..

Поляризационные наблюдения выполнены с одноканальным фотоэлектрическим поляриметром [5], установленным в кассегреновском фокусе ЗТШ. Результаты наблюдений представлены в табл. 2, где указаны даты и юлианские моменты наблюдений, среднее значение степени поляризации \bar{p} и его среднеквадратичная ошибка σ_p , среднее значение позиционного угла плоскости колебаний электрического вектора в экваториальной системе координат \bar{U} и его среднеквадратичная ошибка σ_U для цветовых полос В, V, О и R с эффективными длинами волн 4340, 5450, 6190 и 7440 Å соответственно.

Таблица 2

Дата	JD	B		V		O		R	
		$P^0/\%$	t_j°	$P^0/\%$	t_j°	$P^0/\%$	t_j°	$P^0/\%$	t_j°
19.11.74	2442371.53	1.66 ± 0.15	162.0 ± 2.6	2.00 ± 0.07	163.3 ± 1.0	1.96 ± 0.08	164.4 ± 1.1	1.88 ± 0.10	161.2 ± 1.4
16.12.74	398.42	—	—	2.04 ± 0.10	162.6 ± 1.4	1.84 ± 0.15	162.1 ± 2.3	1.97 ± 0.09	159.4 ± 1.3
08.03.75	480.35	1.18 ± 0.39	179.3 ± 9.4	1.52 ± 0.19	158.8 ± 3.5	—	—	1.59 ± 0.21	167.0 ± 3.8
08.11.75	725.52	1.85 ± 0.10	154.2 ± 1.6	1.87 ± 0.07	158.0 ± 1.1	2.00 ± 0.08	155.8 ± 1.2	1.56 ± 0.28	152.0 ± 5.3

Спектрофотометрические наблюдения проводились при помощи двух приборов, устанавливаемых в кассегреневском фокусе ЗТЭ: спектрометра системы Сейя-Намиока [10] в спектральной области 3300—7800 Å с выходной щелью $\delta\lambda = 50$ Å и на упоминавшемся выше двухканальном спектрофотометре в области 3500—7500 Å с разрешением $\delta\lambda = 100$ Å.

В качестве спектрофотометрических стандартов использовались звезды β Ari, BS 2199 и ϵ Ari. Данные о распределении энергии в спектре этих звезд, содержащиеся в каталоге Никонова и Терез [11], корректировались с учетом новой калибровки α Lyr, выполненной Хэйсом и Латамом [12]. При обработке данных наблюдений 1975 г. учитывалась среднегодовая атмосферная экстинкция; в 1977 г. атмосферная экстинкция определялась каждую ночь по наблюдениям стандартной звезды на разных зенитных расстояниях.

Инфракрасные наблюдения проводились на ЗТЭ при помощи фотометра с сернисто-цинковым сопротивлением в стандартной JK системе Джонсона с эффективными длинами волн 1.25 мкм и 2.2 мкм. В табл. 3 последовательно приводятся: дата и моменты наблюдений, звездные величины в фильтрах J, K и логарифмы внеатмосферных потоков в тех же спектральных областях.

Таблица 3

Дата	JD 2442000 +	J	K	$\lg E_\lambda$ (эрг/см ² сек Å)	
		$\lambda_{\text{eff}} = 1.25 \text{ мкм}$	$\lambda_{\text{eff}} = 2.2 \text{ мкм}$	$\lambda = 1.25 \text{ мкм}$	$\lambda = 2.2 \text{ мкм}$
17.03.75	489.29	8.4	—	—12.809	—
17.02.76	826.42	—	6.42 ± 0.05	—	—12.968
	.44	7.84 ± 0.09	—	—12.616	—
18.02.76	827.37	8.07 ± 0.09	6.43 ± 0.03	—12.708	—12.972
10.03.76	848.34	8.19 ± 0.06	6.75 ± 0.06	—12.972	—13.000
04.04.76	873.27	8.20 ± 0.15	(6.26 ± 0.07):	—12.760	—12.904:

Обсуждение результатов. Фотометрия. В фотометрическом отношении SU Tau столь же активна, как и R CrB: минимумы блеска у этой звезды бывают практически ежегодно. Амплитуда переменности и продолжительность минимумов весьма разнообразны. Как правило, падение блеска происходит быстрее, чем последующий подъем.

В январе—феврале 1975 г. началось очередное падение блеска SU Tau, хотя к этому времени звезда еще не вернулась в нормальное состояние (согласно Ферни и др. [13], при этом $V = 9.77$, $B - V = +1.08$, $U - B = +0.43$). Уменьшение блеска на 3^m с 15.12.74 по 20.01.75 сопровождалось увеличением показателя цвета $B - V$ на 0.3 : показатель $U - B$ при этом не изменился в пределах ошибок наблюдений. Наибольшие значения показателей цвета ($B - V \simeq 1.8$, $U - B \simeq 1.4$, $V - J \simeq 3.76$) наблюдаются на среднем участке подъема кривой блеска в середине марта 1975 г.

Минимум 1976 г. был глубже и продолжительнее предыдущего. Интересно, что, согласно измерениям Ландольта [14], в минимуме блеска JD 2443109, $V = 16.89$) показатели цвета имели значения $B - V = +1.08$, $U - B = +0.30$, характерные для нормального состояния.

Как и в 1975 г., наибольшие показатели цвета $B - V \simeq 1.7$, $U - B \simeq 1.1$ достигаются при последующем увеличении яркости звезды (20.01.77). Подобные эффекты наблюдались и у других звезд этого типа: R CrB [15] и RY Sgr [16].

Поляриметрия. Поляризационные наблюдения SU Tau выполнены в предмаксимальной фазе блеска (19.11.74, 16.12.74 и 8.11.75) и во время выхода звезды из глубокого минимума (8.3.75). Как видно из табл. 2, величина поляризации во всех спектральных полосах довольно велика ($p \simeq 1.8\%$), а изменения позиционного угла θ малы. Степень поляризации незначительно меняется со временем и почти не зависит от длины волны. Небольшое уменьшение величины поляризации наблюдалось 8 марта 1975 г. при выходе звезды из минимума. Во всяком случае, изменения поляризации существенно меньше тех, которые происходили во время минимума блеска R CrB 1972 г.

Параметры поляризации излучения звезды сравнения, находящейся в непосредственной близости к SU Tau, оказались близки к измеренным для SU Tau. Это позволяет предположить, что значительная часть наблюдаемой поляризации излучения SU Tau обусловлена межзвездной средой. Для проверки этого предположения сравнивались параметры поляризации SU Tau и 17 далеких звезд в ее окрестности радиусом около 4° , взятых из каталогов Хилтнера [17] и Мэтьюсона и Форда [18]. Оказалось, что позиционные углы плоскости поляризации SU Tau и окрестных звезд близки. Зависимость степени поляризации от длины волны для большинства

дат наблюдений также мало отличается от таковой для межзвездной среды (рис. 2). Таким образом, наблюдаемая поляризация излучения SU Tau имеет в основном межзвездное происхождение.

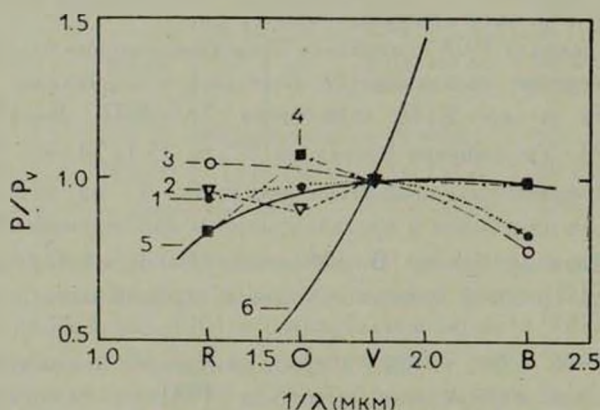


Рис. 2. Зависимость степени поляризации от длины волны. 1, 2, 3, 4 — измерения соответственно 19.11.74, 16.12.74, 8.3.75, 8.11.75; 5 — зависимость для межзвездной поляризации; 6 — для поляризации при релеевском рассеянии.

Согласно Хилтнеру [17], отношение степени поляризации, выраженной в звездных величинах, к поглощению A_V в направлении на SU Tau равно приблизительно 0.03. Принимая для SU Tau $p \approx 1.8\%$, находим отсюда $A_V = 1^m3$. Построив далее по данным [17, 18] зависимость A_V и p от истинного модуля расстояния для звезд в направлении на SU Tau (рис. 3), получим оценку $m_0 - M \approx 10 - 11$, откуда при $m_{V_{\max}} \approx 9.5$ и $A_V \approx 1^m5$ следует $M_V \approx -3$ и расстояние до звезды $r \approx 2.5$ кпс.

Спектрофотометрия. Полученные нами данные о распределении энергии в непрерывном спектре SU Tau относятся к трем различным фотометрическим состояниям звезды: 1) начало падения блеска (январь 1975 г., $V \approx 11.4$, $B - V \approx +1.4$, $U - B \approx +0.8$), 2) состояние, близкое к минимуму (январь 1977 г., $V \approx 14.3$, $B - V \approx +1.6$, $U - B \approx +1.0$) и 3) состояние, приближающееся к нормальному при выходе звезды из минимума (февраль 1977 г., $V \approx 11.9$, $B - V \approx +1.4$, $U - B \approx +0.5$). Соответствующие распределения представлены на рис. 4.

Относительные распределения энергии на входе в минимум и на выходе из него почти совпадают. Распределение энергии в континууме вблизи минимума блеска значительно «краснее» распределений в двух других состояниях. Таким образом, наблюдается возврат спектральных и фото-

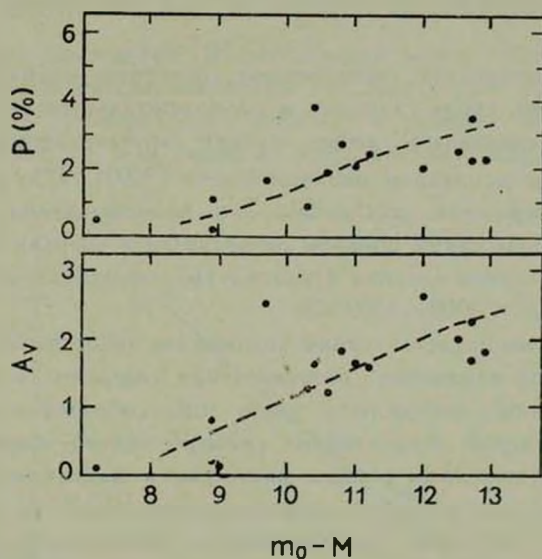


Рис. 3. Зависимость степени поляризации и межзвездного поглощения от истинного модуля расстояния для звезд в окрестности SU Tau.

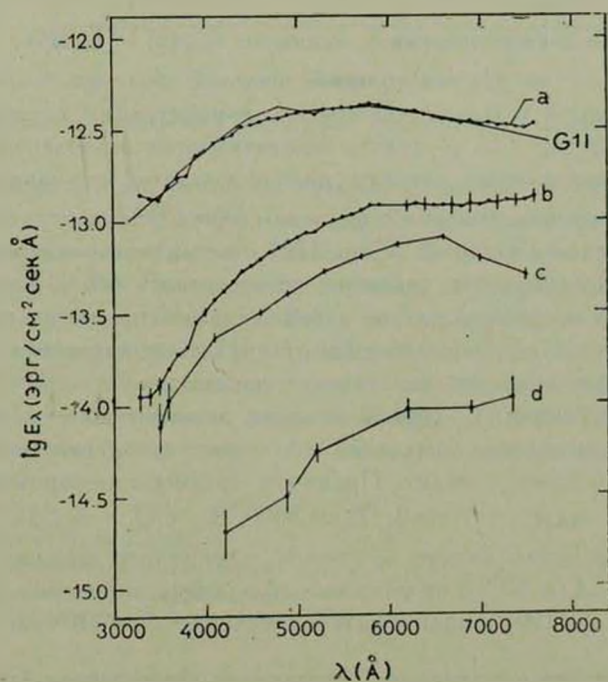


Рис. 4. Распределение энергии в непрерывном спектре SU Tau; b, c, d — наблюдаемые распределения соответственно 10.01.75, 17.02.77 и 19—20.01.77; a — распределение b, исправленное за межзвездное поглощение.

метрических характеристик, свойственных состоянию нормального блеска, независимо от того, сколь глубоким и продолжительным был минимум.

Используя сделанную выше оценку межзвездного поглощения ($A_V \simeq 1^m 5$), мы исправили наблюдавшееся 10.01.1975 распределение энергии в непрерывном спектре SU Tau за межзвездное поглощение (рис. 4). Полученное таким образом распределение энергии хорошо согласуется с распределением энергии в континууме сверхгигантов спектрального класса G1 ($T_{\text{eff}} \simeq 5000\text{--}5500^\circ\text{K}$).

По современным представлениям уменьшение яркости звезд типа RCrB и соответствующие изменения распределения энергии в непрерывном спектре обусловлены поглощением света при образовании графитовых частиц над фотосферой. Эффективные размеры частиц можно оценить по спектральным наблюдениям вблизи минимума и максимума блеска.

Как известно, спектральные характеристики RCrB во время различных минимумов изменялись приблизительно одинаково. Поскольку спектральные изменения SU Tau изучены недостаточно, будем считать, что наблюдения 19.01.1977 г. относятся к типичному состоянию минимального блеска, а наблюдения 10.01.1975 г. — к типичному состоянию вблизи мак-

симума. Распределение энергии в минимуме $I_{\min}(\lambda) = I_{\max}(\lambda) e^{-\tau_\lambda}$, где $\tau_\lambda = n \cdot s \cdot Q \cdot \pi a^2$ — оптическая толщина пылевой оболочки, s — ее геометрическая толщина, n и a — соответственно концентрация и средний радиус графитовых частиц, Q — фактор эффективности ослабления. Используя данные о распределении энергии, можно показать, что зависимость τ_λ от λ^{-1} приблизительно линейна с наклоном около 0.67, что соответствует, согласно расчетам Петерсона и др. [20], частицам с размерами 0.01 мкм и 0.06 мкм. Предпочтение, вероятно, нужно отдать более крупным частицам, так как в противном случае наблюдаемая зависимость степени поляризации от длины волны сильнее бы отличалась от таковой для межзвездной поляризации в сторону зависимости, характерной для поляризации при релеевском рассеянии. С другой стороны, можно полагать, что размеры частиц околос звездной пылевой оболочки не превышают размеров частиц межзвездной пыли. Принимая размеры графитовых частиц $\langle a \rangle \simeq 0.065$ мкм, $\langle \tau_\lambda \rangle = 3$, $T_* = 5000^\circ\text{K}$, $\langle Q \rangle \simeq 1.5\text{--}2.0$ [21], находим полное число частиц в столбе единичного сечения: $N \simeq 1.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Для RCrB по данным наблюдений минимума 1974—75 гг. Петерсон и др. [20] нашли близкое значение $N \simeq 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Инфракрасная фотометрия. Приведенные выше оценки блеска SU Tau в ИК—диапазоне являются пока единственными для этой звезды. Наблюдения 1976 г. относятся к фазе нормального блеска. Согласно данным [9], в этот период $m_{\text{ИК}} \simeq 10.2$. Считая, что показатели цвета $B-V$ и $U-B$

звезды во время проведения ИК-наблюдений равны типичным для состояния максимального блеска значениям $+1.08$ и $+0.43$ соответственно, нетрудно получить распределение энергии в спектре SU Tau в области $0.4\text{--}2.2$ мкм (рис. 5). Как видно из этого рисунка, исправленное за меж-

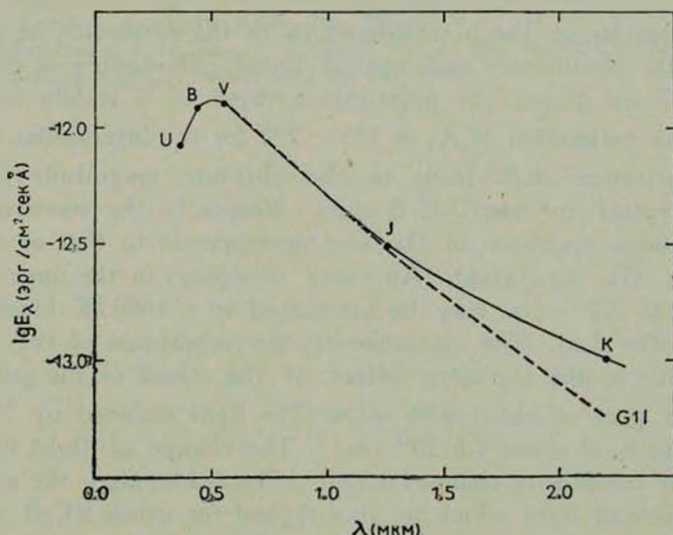


Рис. 5. Распределение энергии в спектре SU Tau в период максимального блеска.

звездное поглощение распределение энергии в спектре SU Tau в широком спектральном интервале $0.4\text{--}1.25$ мкм удовлетворительно согласуется с таковым для звезды спектрального класса GII. В более длинноволновой области спектра SU Tau наблюдается избыток, обусловленный, по-видимому, присутствием пыли. Согласно Фисту и Глассу [19], подобные инфракрасные избытки наблюдаются у всех звезд типа RCrB. Если весь избыток в спектре SU Tau приписать присутствию пыли в атмосфере звезды, то температура пыли оказывается близкой к $1000\text{--}1100^\circ\text{K}$. Таким образом, пылевая компонента присутствует и в периоды, когда звезда находится в нормальном состоянии.

Крымская станция ГАИШ

Крымская астрофизическая обсерватория

Главная астрономическая обсерватория

АН УССР

THE OPTICAL AND INFRARED OBSERVATIONS
OF SU TAUV. T. DOROSHENKO, Yu. S. EFIMOV, A. E. ROSENBUSH,
V. Yu. TEREbizh, V. I. SHENAVRIN

The results of the narrow-band (with the resolution of 50–100 Å) and UBVIJK photometry and optical linear polarimetry of SU Tau in 1974–1977 are given. The polarization observed is mainly an interstellar one. An estimation of $A_V \approx 1^m3 + 2^m0$ for the interstellar absorption from polarization data leads to the absolute magnitude $M_V \approx -3^m$ which is typical for the RCrB stars. Nearer to the maximum of light the continuous spectrum of the star corresponds to that of a type not later than G1 supergiant. An excess of energy in the spectral region from 1.25 to 2.2 μm may be associated to a 1000 °K black body radiation of the dust. The decrease of the brightness of the star is apparently due to the shielding effect of the cloud of the graphite particles with sizes of about 0.06 μm . The light reduced by 3^m needs a column density of about $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. The change of light is accompanied by the complicate changes in color. The reddening is the most in the rising branch of light which is also typical for other RCrB type stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Я. Орлов, ПЗ, 19, № 6, 501, 1975.
2. M. W. Feast, IAU Symposium No. 67, Dordrecht-Holland Boston-USA, 1975, p. 129.
3. В. М. Лютый, Сообщ. ГАИШ, № 172, 30, 1971.
4. В. Ю. Терзбиж, Сообщ. ГАИШ, 1978 (в печати).
5. Н. М. Шаховский, Ю. С. Ефимов, Изв. Крымской obs., 54, 99, 1976.
6. А. Н. Абраменко, Л. Ф. Истомина, В. В. Прокофьева, Изв. Крымской obs., 41–42, 372, 1970.
7. А. Ф. Пулич, Р. Р. Кондратюк, А. Э. Розенбуш, Астрометрия и астрофизика, 25, 111, 1975.
8. Circ. IAU, № 2707, 2729, 1974; № 2751, 2767, 1975; № 2995, 1976; № 3050, 1977.
9. Plaut observations of variable stars, Kaptein Astr. Lab., Reports No. 28, 1975; No. 29, 30, 1976.
10. И. Н. Глушкова, А. В. Харитонов, И. Б. Волошина, Е. А. Глушкова, В. Т. Дорошенко, Е. А. Колотилова, М. Ф. Новикова, Н. Г. Петровская, В. Т. Ребристый, В. М. Терещенко, Т. С. Фетисова, Л. Д. Фришберг, Сообщ. ГАИШ, № 197–198, 3, 1975.
11. В. Б. Никонов, Г. А. Терза, Изв. Крымской obs., 54, 35, 1976.
12. D. S. Hayes, D. W. Latham, Ap. J., 197, 593, 1975.
13. J. D. Fernie, V. Sherwood, D. L. Du Puy, Ap. J., 172, 383, 1972.

14. *A. U. Landolt*, IBVS, No. 1253, 1977.
15. *M. Nakagiri*, P. A. S. Japan, 27, No. 2, 375, 1975.
16. *J. B. Alexander, P. J. Andrews, R. M. Catchpole, M. W. Feast, T. Lloyd Evans, J. W. Menzies, P. N. J. Wisse, M. Wisse*, M. N., 158, 305, 1975.
17. *W. A. Hiltner*, Ap. J., Suppl. ser., 2, 389, 1956.
18. *D. S. Mathewson, V. L. Ford*, Mem. Roy. Astron. Soc., 74, 39, 1970.
19. *M. W. Feast, I. S. Glass*, M. N., 161, 293, 1973.
20. *R. S. Patterson, J. D. Fix, J. S. Neff*, Ap. J., 204, No. 3, 838, 1976.
21. *R. C. Gilman*, Ap. J., Suppl. ser., 28, 397, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА И ЭМИССИИ H_α ЗВЕЗДЫ Т ТЕЛЬЦА

Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 3 ноября 1977

Представлены результаты фотоэлектрической UVV-фотометрии звезды Т Тельца, проводившейся в 1971—77 гг. на 60-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ. В 1971—73 гг. звезда была мало активна, блеск ее менялся в пределах 0^m2 , а показатели цвета были практически постоянны. Начиная с зимы 1973—74 гг., показатель цвета звезды ($U-B$) уменьшился в среднем на 0^m2 и значительно возросли его колебания. Эти колебания носили характер вспышек продолжительностью порядка суток, амплитуда их достигала 0^m75 . Обнаружено изменение интенсивности H_α -эмиссии с амплитудой 0^m5 . Спектрограммы области H_α , полученные в ноябре 1976 г. [12], свидетельствуют о нестационарном процессе движения вещества в атмосфере звезды с характерной скоростью порядка — 100 км/сек.

К настоящему времени имеется большое количество работ по звездам типа Т Тельца, как наблюдательных, так и теоретических. Однако единой модели, объясняющей всю совокупность наблюдательных данных, не существует. Во многих случаях картина переменности сложна и многообразна. С этой точки зрения крайне желательны однородные подробные наблюдения звезд этого класса для установления общих и существенных закономерностей между различными характеристиками звезд.

В настоящей работе проведено изучение звезды Т Тельца, прототипа класса молодых сжимающихся звезд.

Согласно сводной кривой блеска, построенной Лозинским [1], диапазон изменения блеска в визуальных лучах в 1859—1942 гг. составил около 4^m . Однако не исключено, что с 1916 (а возможно и с 1911) года звезда ни разу не была слабее 11^m . Фотоэлектрические наблюдения Гётца и Венцеля [2], проводившиеся в 1963—69 гг., кроме незначительных колебаний блеска от ночи к ночи с амплитудой $\leq 0^m1$ и от сезона к сезону с амплитудой $\leq 0^m2$ показали также вспышку продолжительностью несколько

72—2

дней и с амплитудой, достигающей в фильтре U 1^m8 , а в фильтре V — лишь 0^m3 . Кроме того, фотоэлектрические наблюдения звезды Т Тельца были проведены по программе кооперативных наблюдений звезд этого типа (сезон 1973—74 гг.) [5]. UBV -наблюдения содержатся также в [4—6]. В работе [7] сообщается о вспышке Т Тельца 15 февраля 1974 г. с амплитудой в U 1^m3 . Известна значительная спектральная переменность Т Тельца [2, 8, 9, 10].

В настоящей работе представлены результаты UBV -фотометрии Т Тельца с 1971 г. по 1977 г. и фотометрии в фильтре U с разрешением по времени 10 секунд. Были проведены также спектральные наблюдения и фотоэлектрические измерения интенсивности эмиссионной линии H_{α} . Обнаруженные изменения профиля H_{α} -эмиссии [12] сопоставлены с характером фотометрической переменности звезды.

Наблюдательный материал.

1. *UBV -фотометрия.* Фотоэлектрические наблюдения Т Тельца проводились в 1971—77 гг. в системе UBV с электрофотометром, установленным на 60-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ. Использовалась аппаратура для счета фотонов. Основной звездой сравнения служила BD +19° 707 ($V = 10^m12$, $B - V = +0^m76$, $U - B = +0^m65$), контрольной — BD +19° 704 ($V = 8^m35$, $B - V = +0^m38$, $U - B = -0^m11$). Наблюдения были выполнены по следующим трем программам.

а). *Дискретные наблюдения в течение 7 лет.* Результаты этих наблюдений приведены в табл. 1 и на рис. 1 (средние за ночь значения). На рис. 1 кроме наблюдений автора (точки) показаны наблюдения из [1, 4, 5]. Средняя квадратичная ошибка наших наблюдений в фильтрах V и B составляла 0^m01 , в фильтре U — 0^m02 .

б). *Фотометрия в течение ночи.* 6 января 1976 г. (JD 2443150), когда в фильтре U звезда была относительно яркой, проведена UBV -фотометрия в течение 4 часов. Результаты такой фотометрии приведены на рис. 2.

в). *Быстрая фотометрия.* В четыре даты — 27 октября, 27 ноября, 28 и 29 декабря 1976 г. (JD 2443079, 110, 141, 142) — проводилась быстрая фотометрия Т Тельца в фильтре U , в течение 27, 25, 10 и 50 минут в каждую ночь соответственно. Использовалась та же аппаратура, что и для UBV -фотометрии. Наблюдения выполнялись вблизи меридиана, десятиминутные ряды наблюдений переменной чередовались с такими же по продолжительности наблюдениями звезды сравнения. При этом изменения атмосферной прозрачности были незначительны. Яркость фона неба в полосе U составляла около 10% отсчета звезда+фон.

Таблица 1

JD	V	B	U	JD	V	B	U
2439029.574	10 ^m .40	11 ^m .62	12 ^m .13	41919.535	9 ^m .98	11 ^m .19	11 ^m .80
036.574	10.37	11.61	12.06	931.548	9.98	11.19	11.73
037.545	10.24	11.42	11.73	42037.288	10.01	11.23	11.83
41301.410	10.00	11.20	11.93	052.512	10.07	11.14	11.72
313.288	10.00	11.21	11.90	279.561	10.07	11.32	—
325.367	10.01	11.22	11.94	305.536	10.08	11.30	11.79
331.455	10.03	11.21	11.88	310.522	10.08	11.30	11.83
334.284	10.04	11.24	11.91	311.517	10.10	11.32	11.87
336.332	10.02	11.21	11.93	313.563	10.08	11.29	11.79
340.403	10.02	11.22	11.91	314.562	10.10	11.29	11.72
354.354	10.04	11.23	—	344.602	10.12	11.35	11.91
355.219	10.04	11.24	11.93	364.530	10.13	11.37	11.93
356.242	10.04	11.23	11.92	369.505	10.11	11.34	11.86
391.286	10.09	11.30	12.00	384.371	10.13	11.36	11.78
392.243	10.07	11.28	11.99	387.369	10.10	11.27	11.64
546.557	10.00	11.21	—	392.340	10.12	11.35	11.83
550.564	10.04	11.22	—	429.381	10.12	11.34	11.94
564.550	10.04	11.25	11.99	671.510	10.13	11.28	11.59
566.586	10.02	11.20	11.91	698.584	10.12	11.31	11.85
570.554	10.08	11.28	11.94	699.400	10.20	11.37	11.90
573.530	10.12	11.32	12.01	723.396	10.15	11.39	11.88
577.524	10.10	11.31	12.02	724.368	10.20	11.40	12.03
579.522	10.18	11.36	12.08	728.367	10.23	11.48	11.98
596.536	10.16	11.38	12.07	730.284	10.20	11.39	11.88
597.519	10.17	11.38	12.10	731.303	10.05	11.11	11.27
619.371	10.14	11.35	12.06	745.354	10.18	11.38	11.89
632.418	10.14	11.36	12.06	746.288	10.09	11.29	11.82
637.342	10.10	11.29	11.99	295	10.10	11.28	11.82
653.465	10.07	11.30	12.04	747.309	10.15	11.30	11.50
654.338	10.11	11.32	12.06	315	10.15	11.30	11.48
655.302	10.16	11.38	12.08	748.294	10.15	11.32	11.73
658.343	10.14	11.35	12.04	824.253	10.14	11.35	11.87
665.403	10.11	11.33	12.04	825.250	10.11	11.31	11.81
682.308	10.11	11.31	12.02	826.273	10.18	11.37	11.70
684.315	10.07	11.27	11.98	829.288	10.24	11.47	11.99

Таблица 1 (продолжение)

JD	V	B	U	JD	V	B	U
43049.482	9 ^m 99	11 ^m 16	11 ^m 49	131.250	10 ^m 02	11 ^m 24	11 ^m 76
057.448	10.00	11.19	11.60	132.284	10.02	11.22	11.58
061.373	9.87	10.91	10.74	.290	10.03	11.21	11.58
065.464	10.04	11.25	11.86	.332	10.03	11.22	11.63
066.387	9.98	11.13	11.48	.352	10.02	11.22	11.62
079.485	10.06	11.24	11.77	.356	10.03	11.22	11.63
.532	10.05	11.24	11.78	133.274	10.01	11.22	11.69
082.341	10.04	11.25	11.84	.278	10.00	11.20	11.70
094.442	10.05	11.25	11.95	141.242	10.04	11.28	11.91
.503	10.05	11.27	11.94	.247	10.06	11.26	11.84
.547	10.07	11.27	11.96	142.244	10.02	11.20	11.65
096.338	10.05	11.28	11.94	.251	10.04	11.21	11.63
097.376	10.04	11.25	11.94	.256	10.05	11.19	11.66
.512	10.05	11.29	11.98	143.271	10.07	11.28	—
.575	10.05	11.28	11.93	.276	10.08	11.28	11.78
099.333	10.06	11.28	11.92	.285	10.08	11.27	11.79
.409	10.06	11.27	11.92	145.217	10.05	11.21	11.73
.507	10.06	11.28	11.93	150.200	9.96	11.10	11.23
.559	10.06	11.26	11.92	.207	9.98	11.10	11.22
.567	10.07	11.30	11.93	.278	9.99	11.14	11.32
110.287	10.04	11.26	11.86	.284	10.00	11.14	11.35
.429	10.01	11.29	11.85	.290	10.00	11.16	11.37
.435	10.02	11.25	11.87	.304	10.00	11.15	11.38
112.277	10.03	11.23	11.85	.310	9.99	11.17	11.36
.285	10.03	11.25	11.82	.316	10.00	11.17	11.39
.383	10.05	11.26	11.86	.351	10.03	11.16	11.47
.533	10.03	11.27	11.90	.357	10.02	11.18	11.48
113.379	10.03	11.23	11.77	.365	10.00	11.17	11.47
115.301	10.03	11.23	11.57	.373	10.03	11.18	11.48
.309	10.03	11.23	11.58	.379	10.03	11.18	11.48
.317	10.03	11.20	11.58	155.267	10.07	11.27	11.74
.334	10.02	11.21	11.58	157.266	10.06	11.23	11.74
129.378	10.02	11.26	11.86	.272	10.05	11.25	11.72
130.240	10.00	11.22	11.76	159.245	10.04	11.23	11.67

Таблица 1 (окончание)

JD	V	B	U	JD	V	B	U
2443164.250	10 ^m 03	11 ^m 25	11 ^m 69	2443216.264	10 ^m 12	11 ^m 33	12 ^m 00
.328	10.02	11.16	11.67	.269	10.13	11.35	11.96
168.226	10.06	11.29	11.80	.274	10.11	11.34	11.98
199.288	10.06	11.27	11.77	220.235	10.06	11.32	11.86
212.222	10.04	11.24	11.74	225.237	10.01	11.13	11.30
.229	10.06	11.26	11.76	226.24	10.06	11.26	11.78
.235	10.05	11.26	11.77	228.242	10.07	11.26	11.52
.242	10.06	11.25	11.75	229.240	10.08	11.31	11.81
.248	10.05	11.25	11.76	230.237	10.10	11.33	11.92
213.228	10.09	11.28	11.81	232.240	10.05	11.28	11.76
214.284	10.04	11.24	11.82				

2. *Фотоэлектрические измерения интенсивности H_α -эмиссии.* Наблюдения в линии H_α проводились на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ с узкополосным клиновым фильтром, описанным в [11]. В 1976 г. наблюдения были выполнены Х. Ф. Халиуллыным на 48-см рефлекторе Тянь-Шаньской экспедиции ГАИШ с тем же фотометром. В этом фотометре используется интерференционный клиновой фильтр, охватывающий спектральную область 5650—6920 Å. Эффективная ширина полосы пропускания фильтра равна 160 Å [11].

Узкополосные наблюдения проводились в трех спектральных областях λ 6563 (линия), 6380 и 6740 Å (континуум) дифференциальным способом по отношению к звезде сравнения BD + 19°707. Результаты узкополосных наблюдений приведены в табл. 2. Первый столбец таблицы — моменты наблюдений, выраженные в долях юлианских дней; второй, третий и четвертый столбцы — отношения потоков Т Тельца и звезды сравнения в спектральных областях λ 6380, 6563, и 6740 Å соответственно. Среднее значение отношений на длинах волн 6380 и 6740 Å считалось нами равным отношению потоков от Т Тельца и звезды сравнения в континууме на длине волны 6563 Å, которое необходимо было найти для того, чтобы определить по узкополосным наблюдениям относительную интенсивность (или эквивалентную ширину) H_α -эмиссии в спектре Т Тельца. Разность между отношением потоков Т Тельца и звезды сравнения на длине волны 6563 Å и средним значением отношений потоков на длинах волн 6380 и 6740 Å, выраженная в шкале звездных величин, приведена в пятом столбце табл. 2. Эта величина представляет собой относительную интенсивность H_α -эмиссии, выраженную в единицах потока в континууме от звезды сравнения.

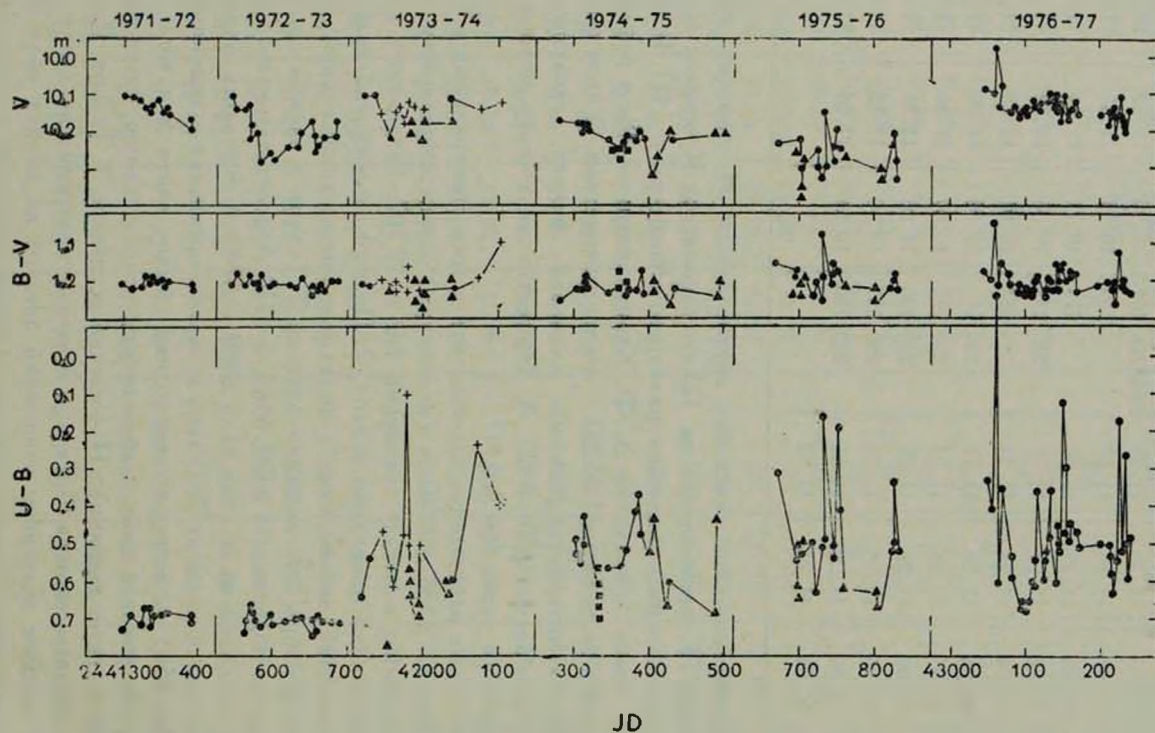


Рис. 1. Кривая блеска V , и показателей цвета ($B-V$) и ($U-B$) Δ Тельца. Точки (●) — наблюдения автора. Крестики (+) — наблюдения из [3], треугольники (▲) — из [4], квадратики (■) — из [5].

Таблица 2

JD	I_V/I_C $\lambda 6380$	I_V/I_C $\lambda 6563$	I_V/I_C $\lambda 6740$	H_{α} (Δm)
2441313.43	1.375	2.022	1.512	$+0^m.595 \pm 0^m.086$
331.32	1.360	2.071	1.510	$+0.492 \pm 0.036$
336.23	1.40	1.98	1.52	$+0.71 \pm 0.02$
340.30	1.38	1.96	1.49	$+0.71 \pm 0.02$
355.30	1.352	1.968	1.515	$+0.657 \pm 0.037$
566.54	1.358	1.935	1.467	$+0.704 \pm 0.034$
619.44	1.262	1.882	1.295	$+0.550 \pm 0.020$
42052.37	1.397	2.242	1.433	$+0.206 \pm 0.007$
369.54	1.330	1.923	1.465	$+0.699 \pm 0.034$
43106.29	1.316	1.974	1.468	$+0.587 \pm 0.094$
107.18	1.350	2.000	1.472	$+0.575 \pm 0.044$
108.21	1.361	2.075	1.491	$+0.470 \pm 0.063$

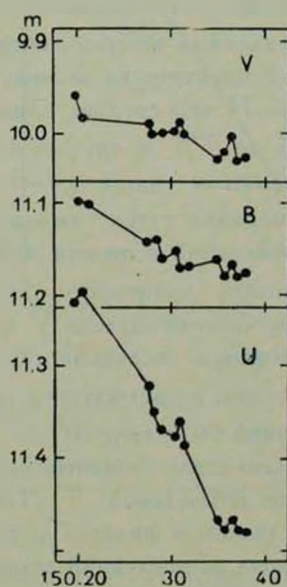


Рис. 2. Изменения блеска Т Тельца в фильтрах V, B и U 6 января 1977 г.

Следует отметить, что по данным узкополосной фотометрии значения эквивалентной ширины H_α -эмиссии у Т Тельца получаются в пределах от 60 до 90 Å. Эти значения несколько выше, чем те, которые были найдены непосредственно по спектрограммам Т Тельца, полученным в 1971 г. и в 1976 г.

3. Спектральные наблюдения. Спектрограммы области H_α для Т Тельца были получены Е. А. Колотилковым и автором в ноябре 1976 г. на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ с помощью дифракционного спектрографа с контактным ЭОП. Спектральное разрешение 1 Å (45 км/сек). Результаты исследования контуров H_α (39 спектрограмм) изложены в [12]. В настоящей работе проводится сопоставление изменений контура H_α с изменениями блеска звезды.

Результаты наблюдений.

Кривые изменения блеска и показателей цвета. На рис. 1 приведены кривые блеска и показателей цвета $B-V$ и $U-B$ в 1971—77 гг. Заметны медленные волнообразные колебания яркости, охватывающие несколько лет. Одна такая «волна» хорошо прослеживается с 1972 г. по 1976 г., амплитуда ее $\Delta V \leq 0^m.2$. При медленных волнообразных колебаниях блеска показатели цвета $B-V$ и $U-B$ практически не менялись.

Начиная с зимы 1973—74 гг., среднее значение показателя цвета $U-B$ уменьшалось от $0^m.7$ до $0^m.5$ и значительно возросли колебания $U-B$. Эти колебания показателя цвета $U-B$ носили характер вспышек продолжительностью порядка суток, амплитуда их достигала $0^m.75$. В максимуме наиболее интенсивной вспышки нами наблюдалось $U-B = -0^m.17$. При столь возросшей активности звезды в ультрафиолетовой области спектра характер изменений блеска V и показателя цвета $B-V$ остался прежним. Блеск звезды в последний сезон ее наблюдений возрос в среднем на $0^m.2$ по сравнению с предыдущим сезоном, и звезда впервые за все время наших наблюдений была ярче 10^m .

Рис. 2 иллюстрирует изменение звездных величин V , B , U 6 января 1977 г. (JD 2443150), когда наблюдения Т Тельца проводились более 4-х часов. В эту ночь блеск звезды в фильтре U был относительно высоким (вторая по яркости U вспышка за последний сезон). За время наблюдений блеск в фильтре U упал на $0^m.26$, в то время как в фильтре V — всего на $0^m.07$. Такое отношение амплитуд изменения блеска в разных фильтрах, по-видимому, характерно для вспышек. Некоторые вспышки происходят только в U без заметного изменения блеска V и B (например, вспышка JD 2443228).

Если принять, что скорость падения блеска постоянна, то из наблюдаемой скорости падения блеска 6 января $0^m3/0^d2$ в фильтре U получается, что ослабление блеска до минимального уровня продолжалось бы не более суток. Кроме того, звезда ни разу не наблюдалась в состоянии вспышки две ночи подряд. Отсюда заключаем, что продолжительность вспышки Т Тельца — около суток.

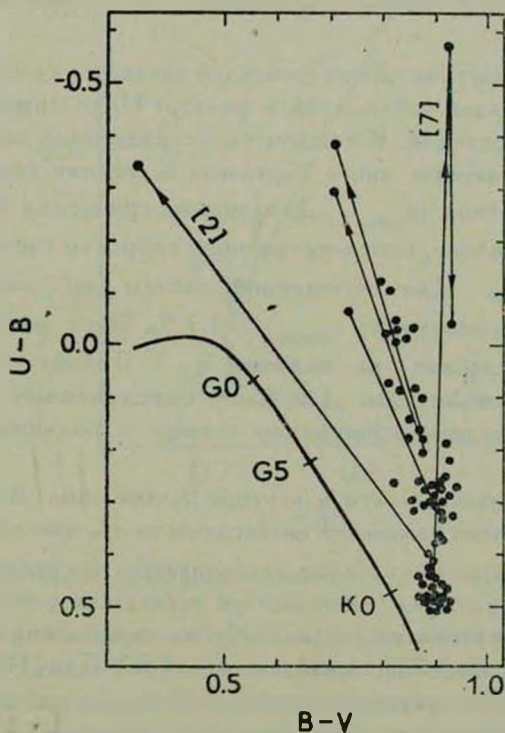


Рис. 3. Двухцветная диаграмма для Т Тельца. Сплошная линия соответствует показателям цвета звезд главной последовательности. Точки — показатели цвета Т Тельца, исправленные за межзвездное поглощение ($A_V = 0^m9$). Стрелками показано изменение показателей цвета во время наиболее интенсивных вспышек по наблюдениям автора и согласно [2] и [7].

На рис. 3 показатели цвета Т Тельца нанесены на двухцветную диаграмму. Точки соответствуют показателям цвета Т Тельца, исправленным за межзвездное поглощение ($A_V = 0^m9$). Стрелками показано изменение показателей цвета за время наиболее интенсивных вспышек. В минимуме блеска показатели цвета примерно соответствуют спектральному классу K0. Примем, что в минимуме блеска наблюдается только собственное излучение звезды и выделим дополнительное излучение во вспышках, как

это сделано в [13]. Показатели цвета дополнительного излучения, появляющегося во вспышках Т Тельца, заключены в пределах $B-V = +0^m15 \div +0^m40$, $U-B = -1^m25 \div -1^m00$. Такие показатели цвета соответствуют непрерывному излучению, вызываемому свободно-свободными и свободно-связанными переходами в водородном облаке [13, 16]. Отметим, что точность выделения дополнительного излучения зависит от точности, с которой мы можем определить чисто фотосферное излучение звезды, исходя из наблюдаемого минимума V , $B-V$ и $U-B$.

Быстрая фотометрия. Для переменной звезды получено 12, а для звезды сравнения 8 рядов наблюдений в фильтре U , содержащих от 45 до 60 10-секундных экспозиций. В каждом таком ряду было определено среднее арифметическое значение числа импульсов и средняя квадратичная ошибка одного измерения ($\sigma_{\text{набл.}}$). Для звезды сравнения значение $\sigma_{\text{набл.}}$ в среднем равно ошибке, соответствующей скорости счета $\sigma_{\text{статист.}}: \sigma_{\text{набл.}} = \sigma_{\text{статист.}} = 1.6\%$. Для переменной звезды по двенадцати рядам $\sigma_{\text{набл.}} = 2.0\%$ и превосходит $\sigma_{\text{статист.}} = 1.7\%$. Этот факт можно рассматривать как указание на наличие у Т Тельца кратковременных вспышек малой амплитуды. Для более определенных выводов в этом отношении необходимо применение телескопа большего размера.

Изменения интенсивности и контура H_{α} -эмиссии. В период наблюдений было обнаружено изменение интенсивности H_{α} -эмиссии $I_{H_{\alpha}}$ с амплитудой 0^m5 . Интенсивность линии увеличивается в среднем с увеличением ультрафиолетового потока (уменьшением показателя цвета $U-B$)—рис. 4. Вертикальными черточками указана ошибка определения $I_{H_{\alpha}}$.

Аналогичная зависимость наблюдалась у RY Tau [14] и DF Tau [15]. И в том, и в другом случаях интенсивность линии возрастает с увеличением ультрафиолетового излучения звезды. Четко выделяются две зависимости — увеличение интенсивности линии с увеличением общего блеска звезды (при этом возрастает также и УФ-излучение) и увеличение интенсивности H_{α} с возрастанием ультрафиолетового избытка при незначительных изменениях общего блеска звезд.

У Т Тельца общая амплитуда ΔV была меньше, чем у DF и RY Tau, и неоднозначность зависимости $I_{H_{\alpha}}-(U-B)$ не удалось проследить. Возможно, однако, что точка $U-B = +0^m52$, $I_{H_{\alpha}} = 0^m70$, лежащая в стороне зависимости, построенной для Т Тельца, является указанием на существование подобного соотношения в другом интервале блеска. К сожалению, измерения $I_{H_{\alpha}}$, выполненные в 1976 г., не имеют одновременных UBV -измерений блеска.

Спектральные наблюдения контура H_α -эмиссии, 11—16 ноября 1976 г. показали изменения, происшедшие в форме контура. Наблюдавшийся ранее контур H_α в спектре Т Тельца [17, 18] представлял собой симметричную одиночную эмиссию. Такой же вид имел контур, полученный в декабре 1971 г. [19] в период малых колебаний оптического блеска звезд-

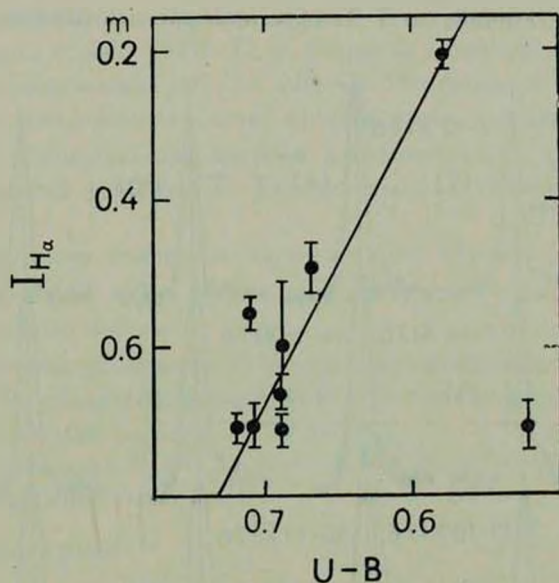


Рис. 4. Зависимость между интенсивностью эмиссии H_α и показателем цвета $U-B$.

ды. На рис. 5, воспроизводимом из [12], приведен ряд микрофотометрических записей в плотностях линии H_α в спектре Т Тельца. Общей отличительной особенностью контуров, полученных в ноябре 1976 г., является их асимметрия, более крутой спад интенсивности с коротковолновой стороны контура. Кроме того, обнаружена переменность контура от ночи к ночи. Так, 11 ноября 1976 г. линия характеризовалась резким подъемом интенсивности с коротковолновой стороны. В следующую дату наблюдений 13 ноября хорошо заметно появление некоторой эмиссии в коротковолновом крыле линии. Наличие этой эмиссии подтверждается серией спектрограмм 14 ноября. На всех спектрограммах, полученных 16 ноября, заметна двухкомпонентная структура контура. Вторичный максимум небольшой интенсивности отделен от основного максимума абсорбционным провалом, соответствующим лучевой скорости около — 110 км/сек.

Таким образом, возросшая активность Т Тельца сопровождалась изменениями контура эмиссии H_α , обусловленными, по-видимому, нестационарностью процесса истечения вещества с поверхности звезды.

Обсуждение результатов. Характер переменности блеска Т Тельца в фильтре U аналогичен изменениям блеска DF Tau [13]. И в том, и в другом случаях изменения блеска носят характер вспышек различной длительности. Распределение энергии дополнительного излучения (показатели цвета), появляющегося во вспышках, также подобно у этих звезд. Полная энергия вспышки Т Тельца, излучаемая в оптическом диапазоне, составляет 10^{39} эрг (расстояние до Т Тельца принималось равным 170 пс).

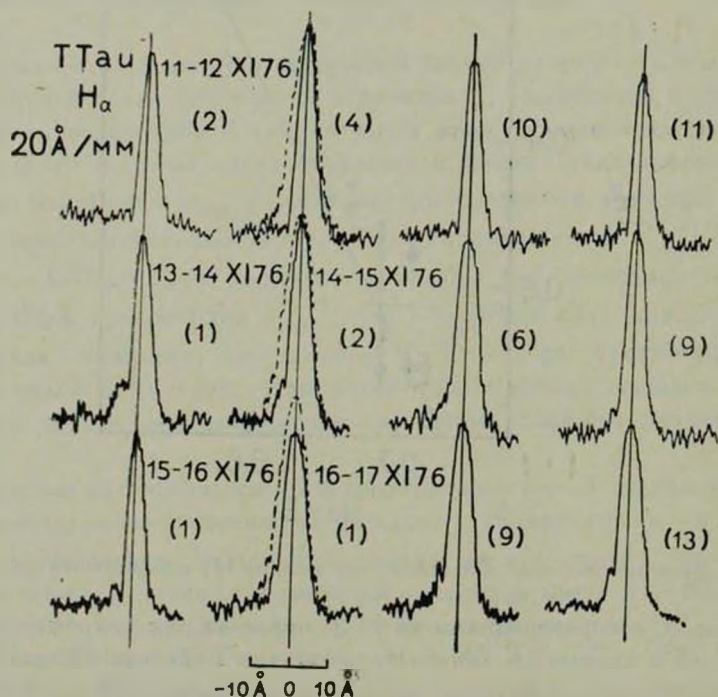


Рис. 5. Контуры H_{α} -эмиссии в спектре Т Тельца. В скобках указаны порядковые номера спектрограмм в пределах серии в каждую дату наблюдений 1976 г. Пунктиром показан контур по наблюдениям 15 декабря 1971 г. [12].

Результаты быстрой фотометрии в фильтре U ($\sigma_{\text{набл.}}$ для переменной звезды систематически выше $\sigma_{\text{статист.}}$, а для звезды сравнения эти ошибки равны) возможно служат указанием на существование кратковременных вспышек малой амплитуды. К подобному же выводу пришел Куан [4] на основе быстрой фотометрии четырех звезд этого типа.

Интенсивность H_{α} -эмиссии меняется, по нашим наблюдениям, на $0^{\text{m}}5$, причем $I_{H_{\alpha}}$ возрастает с уменьшением показателя цвета U—B, то есть с увеличением ультрафиолетового потока звезды. Таким образом, в случае Т Тельца, как и в случае DF Tau и RY Tau, можно, по-видимому,

считать, что H_2 -эмиссия возбуждается ультрафиолетовым излучением звезды.

Общее изменение контура H_2 -эмиссии (появление асимметрии) при переходе от спокойного к фотометрически активному состоянию, а также вариации контура от ночи к ночи, свидетельствуют о крайне нестационарном характере движения вещества в оболочке звезды.

В заключение сформулируем основные итоги работы.

1). Начиная с зимы 1973—74 гг. возросла активность Т. Тельца, особенно в ультрафиолетовой области спектра. Изменения в U носили характер вспышек продолжительностью порядка суток и с амплитудой, достигающей 1^m2 . Распределение энергии дополнительного излучения, возникающего во время вспышек Т Тельца, подобно таковому во вспышках DF Tau [13].

2). Обнаружено изменение интенсивности H_2 -эмиссии с амплитудой 0^m5 . Интенсивность линии увеличивается в среднем с увеличением ультрафиолетового потока звезды.

3). Возросшая активность Т Тельца сопровождалась изменениями вида контура H_2 , свидетельствующими об истечении вещества с поверхности звезды со скоростями порядка — 100 км/сек.

Автор благодарен В. М. Лютому, Х. Ф. Халиуллину, А. М. Черпащуку за помощь в наблюдениях.

Крымская станция ГАИШ

THE VARIABILITY OF THE INTEGRAL LIGHT AND THE H_2 -EMISSION OF THE STAR T TAURI

G. V. ZAJTSEVA

Results of the photoelectric UBV-photometry of the star T Tauri are presented which were carried out in the years 1971-77 on the 60-cm reflector of the State Sternberg Astronomical Institute, Crimean Station. The activity of the star was low in the years 1971-73. The star brightness varied in the range of 0^m2 and colour indices were practically constant. From the winter of 1973-74 the colour index ($U-B$) decreased on the average by 0^m2 and the variations of it increased considerably. These variations had the character of flares with the duration of the order of one day, their amplitude was up to 0^m75 . The change of the intensity of H_2 -emission is discovered with the amplitude of 0^m5 . Spe-

ctra of the H_{α} -region obtained in November 1976 [12] indicate the non-stationary process of the matter motion in the atmosphere of the star with the characteristic velocity of the order of ~ 100 km/sec.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Лозинский, ПЗ, 7, 76, 1949.
2. W. Gotz, W. Wenzel, MVS, 5, 142, 1970.
3. О. Абуладзе, Р. А. Варданян, В. М. Коваленко, Я. Кумсишвили, Н. Д. Меликян, А. В. Миронов, В. А. Ощепков, Дж. А. Степанян, А. Тотогава, А. М. Черепашук, Г. И. Шанин, И. В. Шпычка, А. Г. Щербаков, ПЗ, 20, 47, 1975.
4. Pui Kuap, Ap. J., 210, 129, 1976.
5. M. Cohen, R. D. Schwartz, M. N., 174, 137, 1976.
6. A. E. Rydgren, S. E. Strom, K. M. Strom, Ap. J., Suppl. ser., 30, 307, 1976.
7. Н. Н. Кулячков, В. С. Шевченко, Письма АЖ, 2, 494, 1976.
8. A. H. Joy, Ap. J., 109, 168, 1945.
9. G. H. Herbig, P. A. S. P., 57, 166, 1945.
10. E. B. Weston, L. H. Aller, Michigan Repr., No. 49, 1954.
11. А. М. Черепашук, В. М. Лютый, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. ж., 50, 1105, 1973.
12. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов, Астрон. цирк., № 957, 1977.
13. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, ПЗ, 20, 255, 1976.
14. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, А. М. Черепашук, Астрофизика, 10, 357, 1974.
15. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, ПЗ, 20, 266, 1976.
16. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 51, 117, 1974.
17. L. Kuhi, Ap. J., 140, 1409, 1964.
18. E. A. Dibaj, V. F. Estrov, Non-periodic Phenomena in Variable Stars, Budapest, 1968, p. 107.
19. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов, Астрофизика, 9, 185, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

НАБЛЮДЕНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ NGC 7027 И NGC 7293 НА ОБСЕРВАТОРИИ КОТТАМИЯ

А. С. АСААД, С. М. ХАСАН, Г. С. ХРОМОВ

Поступила 6 ноября 1977

На 188-см телескопе с трехпризменным спектрографом обсерватории Коттамия наблюдались планетарные туманности NGC 7293 и NGC 7027. Сделаны выводы об условиях ионизации газа в мелкомасштабных волокнах в NGC 7293 и о различиях селективного поглощения света по изображению туманности NGC 7027. Высказаны предположения о распределении поглощающей материи в этом объекте, ответственной за различия его вида в оптике, далеком инфракрасном излучении и радиоизлучении.

Большой телескоп обсерватории Коттамия диаметром 188 см является в настоящее время самым южным из крупных инструментов в Евразии и на Ближнем Востоке. На нем с успехом выполняются наблюдения планет и исследования рассеянных звездных скоплений. Представлялось заманчивым исследовать его возможности для наблюдения слабых протяженных объектов, какими, например, являются планетарные туманности.

Наблюдения двух планетарных туманностей — NGC 7293 и 7027 выполнялись в конце сентября—начале октября 1975 г. с применением трехпризменного кассегреновского спектрографа телескопа с дисперсией 160 А/мм у $\lambda = 8\,000$ А и 30 А/мм у $\lambda = 3\,700$ А. Использовались обычные пластинки Кодак 103 аО и II аF. Ниже изложены основные результаты выполненной работы.

Планетарная туманность низкой поверхностной яркости NGC 7293. Эта известная южная планетарная туманность обладает тем интересным свойством, что в ней видны тонкие радиальные волокна, на которые впервые обратил внимание Б. А. Воронцов-Вельяминов [1]. Позднее они стали предметом многочисленных теоретических публикаций. Одной из превалирующих здесь является гипотеза о том, что волокна представляют собою

конденсации, оптически толстые для ионизирующего излучения, сравнительно плотные и низковозбужденные.

Однако эта гипотеза плохо согласуется с общей совокупностью данных о пространственно-ионизационной структуре планетарных туманностей [2]. Согласно имеющейся эмпирической информации, конденсации в планетарных туманностях скорее всего характеризуются средними для этих объектов плотностями и возбуждением, а свечение низковозбужденных ионов и атомов возникает преимущественно на периферии туманностей.

Окончательное решение вопроса требует знания спектров конденсаций. Вместе с тем, даже наиболее обстоятельные наблюдательные работы последних лет (см., например, [3]) не дают однозначных сведений о спектрах микроконденсаций в NGC 7293. Получить такой спектр было целью нашей работы.

К сожалению, крайне низкая поверхностная яркость объекта не позволила нам навести щель спектрографа непосредственно на какое-либо из волокон, вдающихся во внутренность кольца NGC 7293. Нам пришлось ограничиться исследованием более крупной конденсации на внутренней границе кольца туманности, удачно расположенной почти строго по радиусу от довольно яркой звезды, случайно проектирующейся на туманность и использовавшейся для гидирования. Понять сказанное помогает схематический рис. 1.

Самая длительная экспозиция спектра конденсации на пластинках IIaF продолжительностью 4,5 часа была получена в ночь с 1 на 2 октября 1975 г. Спектр конденсации оказался недодержанным, хотя в нем видны следы линий $H_\alpha + [N II]$, λ 6300 [O I], λ 5007, 4959 [O III], H_β , λ 4686 (He II) и, возможно, λ 4611, 4625 [A V] и λ 5755 [N II], явно принадлежащих конденсации.

Калибровка спектров производилась с помощью трубчатого фотометра обсерватории Коттамия и опорной звезды θ Ceti [4].

Из-за значительных шумов пластинки удалось достаточно надежно определить лишь отношение интенсивностей линий $H_\alpha + [N II]/5007$ [O III] = 0.4. По нашим данным [5] в спектре средней планетарной туманности это отношение равно 0.5; согласно [3] в кольце NGC 7293 оно равно 0.45.

Таким образом, можно заключить, что степень возбуждения вещества в произвольном ярком волокне в NGC 7293 соответствует среднему возбуждению туманности в целом и близка к тому, что мы имеем в любом типичном объекте такого рода. По-видимому, это заставляет отказаться от гипотезы о том, что волокна — плотные и низковозбужденные радиальные столбы газа, хотя возможно, что точечные яркие сгущения в головах волокон действительно имеют меньшую ионизацию. В равной степени можно от-

вергнуть идею о том, что волокна представляют собою «области тени», также характеризующиеся меньшим возбуждением [5].

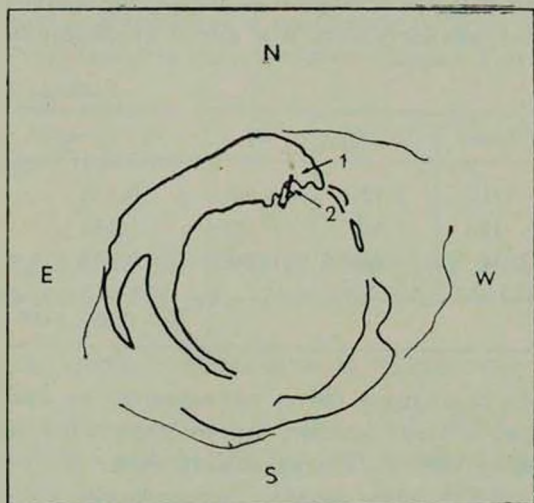


Рис. 1. Схематическое изображение планетарной туманности NGC 7293. 1 — Звезда поля, использованная для гидирования. 2 — Положение щели спектрографа.

Яркая планетарная туманность NGC 7027. Спектры этого объекта были получены в ночь с 3 на 4 октября 1975 г. на пластинках Кодак 103 аО. При той же дисперсии спектрографа следы спектра яркой конденсации в NGC 7027 получались за несколько секунд. Хорошо проэкспонированный спектр диффузной части объекта требовал около 30—40 минут времени.

Щель спектрографа шириной 0.5 мм рассекала туманность в направлении E—W через яркую конденсацию. Спектры конденсации и более слабой диффузной части туманность получились раздельно; всего отснято и обработано 8 спектрограмм.

Целью наблюдений было определение различий в величине межзвездного селективного поглощения света между яркой конденсацией и диффузной частью туманности. Действительно, бальмеровский декремент, прослеживаемый по линиям H_α , H_γ , H_β и H_δ , оказался заметно более крутым в спектре диффузной части объекта, что свидетельствует о различиях в поглощении света вдоль соответствующих лучей зрения.

Для последующих расчетов использовалась спектральная кривая межзвездного поглощения по Уитфорду (1958). Результаты обработки спектрограмм и расчета дифференциального селективного поглощения приведены в табл. 1, в первом столбце которой указывается бальмеровская линия;

во втором — отношение интенсивностей бальмеровских линий в конденсации — $I_{\text{вк}}$ и в диффузной части NGC 7027 — $I_{\text{д}}$; в третьем — спектральная функция межзвездного поглощения $f(\lambda)$ в формуле $\lg I_{\lambda} = \lg I_0 + c f(\lambda)$, согласно [6], и в четвертом — дифференциальное поглощение в диффузной части туманности — $c_{\text{д}}$ и в яркой конденсации — $c_{\text{к}}$.

Таблица 1

Линия	$I_{\text{вк}}/I_{\text{д}}$	$f(\lambda)$	$\Delta c = c_{\text{д}} - c_{\text{к}}$
H ₇	1.121	-0.139	0.338
H ₆	1.667	-0.194	1.142
H ₅	1.665	-0.248	0.884
			$\Delta c = 0.79 \pm 0.34$

Очевидно, что ослабление света, приходящего от яркой конденсации, в среднем примерно в 6 раз меньше, чем от диффузной части. Рассматривая картины изотоп NGC 7027 в радиоизлучении, полученные методом апертурного синтеза [7], или в далеком инфракрасном излучении [8], можно видеть, что в этих областях спектра, где эффективность межзвездного поглощения несравненно меньше, чем в оптике, распределение яркости по изображению NGC 7027 вполне идентично тому, что мы обычно наблюдаем в планетарных туманностях. Сравнивая эти картины с оптическим изображением объекта, можно заключить, что поглощающая свет холодная пылевая материя расположена в виде неоднородного кольца на периферии основной тороидальной структуры туманности [9]. Экватор пылевого кольца наклонен к лучу зрения земного наблюдателя под углом около 30°, т. е. примерно так же, как основная структура туманности. Существенно, что подобная картина распределения поглощающей материи не противоречит недавнему результату Д. Остерброка [10]. Наши данные, в принципе, позволяют оценить массу кольца по его оптической толщине при каких-то предположениях о физической природе поглощающих свет частиц.

Это пылевое кольцо должно быть генетически связано с самой туманностью, и вызываемое им поглощение света должно иметь сугубо локальный характер. В пользу последнего вывода говорит то, что вокруг туманности наблюдается слабое водородное гало примерно круговой формы [11]. Этого не могло бы быть, если бы поглощающая материя образовывала отдельное неоднородное облако между NGC 7027 и наблюдателем.

При всем том, пыль, ответственная за интенсивное инфракрасное излучение NGC 7027 в области 10 мкм, по-видимому, перемешана с горячим газом внутри плотных областей объекта, хорошо прослеживающихся в радио-

излучении, и не создает значительного поглощения в оптике. Возможно, что внешнее кольцо холодной пыли проявится в более длинноволновой части инфракрасного диапазона.

В заключение один из авторов (Г. С. Х.) благодарит администрацию Хедуанского института астрономии и геофизики АРЕ за предоставленную ему возможность использовать телескоп обсерватории Коттамия.

Хедуанский институт астрономии
и геофизики АРЕ
Астрономический совет АН СССР

OBSERVATIONS OF THE PLANETARY NEBULAE NGC 7027 AND NGC 7293 AT THE KOTTAMIA OBSERVATORY

A. S. ASSAD, S. M. HASSAN, G. S. KHROMOV

The spectra of the planetary nebulae NGC 7027 and NGC 7293 were obtained with the aid of the 3-prism Cassegrainian spectrograph of the 188-cm telescope of the Kottamia Observatory. The excitation in a bright condensation in NGC 7293 and the variations of the selective absorption over the image of NGC 7027 were estimated. Some conclusions on the distribution of the obscuring matter in this object responsible for the differences of its shape in the radio, infrared and optical emission are made.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. A. Vorontsov-Velyaminov, Planetary Nebulae, Dordrecht-Holland, 1968, p. 256.
2. Г. С. Хромов, Астрон. ж., 53, 961, 1976.
3. J. W. Warner, V. C. Rubin, Ap. J., 198, 593, 1975.
4. И. Н. Глушцева и др., Сообщ. ГАИШ, № 197—198, 3, 1975.
5. Г. С. Хромов, Астрон. ж., 53, 762, 1976.
6. M. J. Seaton, Rep. Progr. Phys., 23, 313, 1960.
7. Y. Terzian, B. Balick, G. Bignell, Ap. J., 188, 257, 1974.
8. D. Blerkom, T. Arny, van, M. N., 156, 91, 1972.
9. E. E. Becklin, G. Neugebauer, C. G. Wynn-Williams, Astrophys. Lett., 15, 87, 1973.
10. D. Osterbrock, P. A. S. P., 86, 60, 1974.
11. C. I. Coleman, N. K. Reay, S. P. Worswick, M. N., 171, 415, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

О ДИНАМИКЕ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ И ОДИНОЧНЫХ ЗВЕЗД В РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

В. М. ДАНИЛОВ

Поступила 1 марта 1977

Для системы звезд с равными массами получены плотности вероятностей сближений тесных двойных и одиночных звезд с заданными энергетическими переходами. Получены уравнения, определяющие функции скоростей одиночных и двойных звезд, а также функцию распределения тесных двойных звезд по большим полуосям орбит (a). В статье приводятся оценки влияния тесных двойных звезд на диссипацию одиночных звезд из рассеянных скоплений.

Результаты численных экспериментов в задаче N -тел указывают на существенную роль образования и развития тесных двойных звезд в динамике рассеянных звездных скоплений [1—6]. В частности, Аарсет [4] показал, что даже при полном первоначальном отсутствии в скоплении звездных пар, двойные звезды быстро формируются, если спектр масс звезд скопления является достаточно реалистичным. Кроме того, обилие визуальных двойных звезд в окрестностях Солнца [7] позволяет ожидать наличия большого числа двойных звезд в скоплениях на ранних стадиях развития. Указанное предположение неоднократно высказывалось различными авторами, например, Л. Э. Гуревичем и Б. Ю. Левиным [8], Кумаром [9], Хегги [10].

Влияние широких пар звезд на скопление невелико и может быть лишь временным, поскольку такие двойные звезды имеют малые энергии связи и быстро разрушаются в результате их взаимодействия с одиночными звездами скопления (см. [8, 11—13]). В отличие от широких пар, достаточно тесные двойные звезды в результате их сближений с одиночными звездами скопления становятся еще более тесными. Эволюция тесных двойных звезд сопровождается диссипацией высокоэнергичных одиночных звезд из скопления (см. [4, 5]). В отдельных случаях может иметь место «выброс» тесной двойной звезды из рассеянного скопления [2, 3, 6, 14].

Согласно [13], сближения тесных двойных звезд с одиночными звездами носят двойственный характер: 1) Если сближение слабое, то в результате энергия связи двойной звезды почти не изменяется, и такое сближение является «упругим». В этом случае двойная звезда ведет себя как одиночная звезда и вносит свой вклад в обычную релаксацию системы. 2) Если сближение достаточно сильное, то энергия связи тесной двойной звезды заметно меняется и такое сближение является «сверхупругим».

В данной работе будет проведено изучение сближений тесных двойных и одиночных звезд в рассеянных скоплениях. Для описания процесса таких сближений введем функции $\Phi_1(\beta, g)$ и $\Phi_2^*(\beta, g)$, которые определим как плотности вероятностей перехода одиночной звезды — участницы сближения и центра масс двойной звезды за время dt из состояния, определяемого величиной β , в состояние $g + \beta$, $g \in [g, g + dg]$, соответственно. Кроме того, пусть $\Phi(a, \gamma)$ — есть плотность вероятности перехода двойной звезды (в результате ее сближения с одиночной звездой) за время dt из одного энергетического состояния, характеризуемого значением большой полуоси орбиты звезды a , в состояние $a + \gamma$. Пусть $\beta = v^2/\bar{v}^2$, $g = \Delta v^2/\bar{v}^2$, $\gamma = \Delta a$. В данной работе будем обозначать символами v и \bar{v} модуль скорости и средний квадрат скорости одиночной звезды, либо центра масс двойной звезды в каждом конкретном случае, соответственно. Идея использования такого рода функций для описания взаимных сближений двойных и одиночных звезд не нова. Например, в работе [13] вводится вероятность перехода двойной звезды из одного состояния с заданной энергией связи в другое энергетическое состояние за время dt в результате сближения двойной звезды с одиночной звездой скопления. Однако введение только одной этой вероятности энергетического перехода создает ряд неудобств при описании динамики одиночных звезд и центров масс двойных звезд скопления. Кроме того, существенным недостатком указанной работы следует считать использование равновесного больцмановского распределения двойных звезд по энергиям связи, при описании процессов систематического накопления числа тесных двойных звезд в скоплении и энергии связи в каждой тесной двойной звезде в отдельности. Указанное распределение по энергиям не подтверждается и численными экспериментами [10].

Для краткости назовем смешанным сближение одиночной звезды скопления с тесной двойной звездой. Смешанное сближение определим несколькими параметрами: 1) \vec{v}_1 и v_1 — вектор и модуль вектора скорости одиночной звезды до смешанного сближения; 2) \vec{v}_2 и v_2 — вектор и модуль вектора скорости движения центра масс двойной звезды до смешанного сближения; 3) α_1 — угол между векторами \vec{v}_1 и \vec{v}_2 , 4) β — угол между вектором \vec{v}_1 и вектором изменения скорости движения одиночной звезды $\Delta \vec{v}_1$ в ре-

зультате смешанного сближения: 5) a — большая полуось орбиты компонентов в двойной звезде до сближения; 6) прицельное расстояние — p .

Пусть все одиночные звезды скопления имеют одинаковую массу m , а двойные — массу $2m$. Согласно работе [12] изменение энергетического состояния двойной звезды в результате смешанного сближения дается формулой:

$$\frac{\Delta E_{1,2}}{E_{0,2}} = A e^{-p^2/C^2}, \quad E_{0,2} = \frac{Gm^2}{2a}, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная, m — масса звезды, $A = A(\alpha)$, $C^2 = C^2(x)$, $\alpha = (w/w_c)^2$, w — модуль относительной скорости одиночной и двойной звезд до смешанного сближения, w_c — критическое значение w , при котором двойная звезда способна разрушиться.

Поскольку рассматриваются тесные двойные звезды, то $\Delta E_{1,2} < 0$. В этом случае одиночная звезда ускоряется и уносит дополнительную к прежней энергию ΔE_1 . Суммарная полная энергия всех трех звезд сохраняется, т. е. $E = E_1 + E_2 + E_{1,2} = \text{const}$, где E_1 и E_2 — полные энергии движения одиночной и двойной звезд относительно общего центра масс, соответственно. Проварьируем соотношение для E . Получим

$$\Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_{1,2} = 0$$

или

$$\Delta E_{1,2} = - \left(\frac{m}{2} \Delta v_1^2 + m \Delta v_2^2 \right). \quad (2)$$

Если начало координат поместить в центре масс 3-х звезд и общий центр масс сделать неподвижным относительно скопления, то имеют место два соотношения:

$$m\vec{r}_1 + 2m\vec{r}_2 = 0, \quad m\vec{v}_1 = -2m\vec{v}_2, \quad (3)$$

где \vec{r}_i и \vec{v}_i — радиус-векторы и векторы скоростей одиночной и двойной звезд в принятой системе координат.

Умножим второе уравнение из (3) скалярно само на себя и результат умножения проварьируем. Получим: $\Delta v_1^2 = 4\Delta v_2^2$ и, следовательно,

$$\Delta E_{1,2} = - \frac{3m}{4} \Delta v_1^2 = - 3m \Delta v_2^2. \quad (4)$$

В этом случае имеем:

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_1 + \Delta \vec{v}_1, \quad (5)$$

где \vec{v}_1 — вектор скорости одиночной звезды после смешанного сближения. Из треугольника, образованного векторами \vec{v}_1 , \vec{v}_1 и $\vec{\Delta v}_1$, получаем:

$$v_2'^2 = v_1^2 + \Delta v_1^2 - 2v_1\Delta v_1 \cos \psi, \quad (6)$$

где ψ — угол между векторами \vec{v}_1 и $\vec{\Delta v}_1$.

Разделив (6) на v_1^2 и обозначив $(v_2'^2 - v_1^2)/v_1^2 = h$, $\Delta v_1^2/v_1^2 = x^2$, получим

$$h = x^2 - 2x \cos \psi, \quad \cos \psi = \frac{x^2 - h}{2x} \quad \text{при } x \neq 0, \quad (7)$$

где x^2 , согласно (1) и (4), имеет вид:

$$x^2 = -\frac{2GmA}{3av_1^2} e^{-p^2/C^2}. \quad (8)$$

Поскольку в рассматриваемых смешанных сближениях величина $A < 0$ (см. [12]), то в (8) можно величину $-A$ заменить на $|A|$. Если учесть движение центра масс 3-х звезд, то в выражении (5) величину $\vec{\Delta v}_1$ необходимо заменить на $\vec{\Delta v}_1^*$.

$$\vec{\Delta v}_1^* = \vec{\Delta v}_1 + \vec{v}, \quad (9)$$

где \vec{v} — вектор скорости движения центра масс 3-х звезд. При заданном векторе $\vec{\Delta v}_1$ величина и направление вектора \vec{v} зависят от v_1 , v_2 , $\cos \alpha_1$ (α_1 — угол между векторами \vec{v}_1 и \vec{v}_2). Подстановка в (5) выражения (9) чрезвычайно затрудняет решение задачи о смешанных сближениях. Однако при усреднении выражения (9) по всем возможным величинам и направлениям вектора \vec{v} можно получить:

$$\vec{\Delta v}_1^* \approx \vec{\Delta v}_1. \quad (10)$$

В дальнейшем воспользуемся усредненным соотношением (10). Такое ограничение делает справедливым последующее рассмотрение не в каждом конкретном случае, а лишь в среднем. Поскольку величина вектора \vec{v} , как правило, мала в сравнении с величинами векторов \vec{v}_1 , \vec{v}_2 и \vec{w} , то последующее рассмотрение описывает и каждое конкретное смешанное сближение, но приближенно.

Пусть одиночная звезда движется в скоплении со скоростью v_1 . За время dt она испытывает на себе следующее количество смешанных сближений с параметрами, заключенными в соответствующих элементарных интервалах:

$$2\pi p dp w d\ln_2 f(k) dk \varphi(a) da \frac{1}{2} \ln \alpha_1 d\alpha_1 \frac{-d \cos \psi}{\sqrt{1 - \cos^2 \psi}}, \quad (11)$$

где $k = v_2/v_1$, $f(k)$ и $\varphi(a)$ — функции распределения параметров k и a , соответственно; n_2 — концентрация двойных звезд в скоплении, w — модуль относительной скорости смешанного сближения.

Входящие в (11) параметры определены в следующих интервалах значений:

$$p \geq 0, \quad k \geq 0, \quad a_c \geq a \geq 0, \quad w \geq 0, \quad 1 - \cos^2 \psi \geq 0, \\ \pi \geq \alpha_1 \geq 0, \quad h \geq -1, \quad (12)$$

a_c — критическое значение большой полуоси орбиты двойной звезды (см. [12]).

Использованные в данной работе обозначения и методика вычисления введенных выше плотностей вероятностей рассматриваемых энергетических переходов во многом заимствованы из работы Т. А. Агеяна [15], посвященной изучению парных сближений одиночных звезд.

Подставим $\cos \psi$ из (7) в (11). Соотношение (7) накладывает соответствующие ограничения на область, определяемую системой неравенств (12). Зафиксируем все значения параметров смешанного сближения, кроме h и $\cos \psi$, и продифференцируем выражение (7). Получим:

$$-\frac{dh}{2x} = d \cos \psi \quad (13)$$

Для нахождения искомой плотности вероятности смешанного сближения $\Phi_2(\beta, g)$ с заданным значением g , проинтегрируем выражение (11) по всем параметрам (кроме h) в пределах вновь полученной области их определения с учетом соотношений (7) и (13).

Область интегрирования выражения (11) по p определяется из условия (14):

$$1 - \cos^2 \psi = 1 - \frac{x^2}{4} + \frac{h}{2} - \frac{h^2}{4x^2} \geq 0, \quad (14)$$

где $x^2 = x^2(p)$.

Сделаем подстановку $x^2 = \lambda z$, где

$$\lambda = 2Gm|A|/3av_1^2. \quad (15)$$

С учетом (15), условие (14) приводится к виду:

$$z^2 - \frac{4z(1+h/2)}{h} + \frac{h^2}{h^2} \leq 0$$

и, в случае равенства левой части нулю, дает корни:

$$z_{1,2} = \frac{2}{h} (1 + h/2) \pm \frac{2}{h} \sqrt{1+h}. \quad (16)$$

определяющие область интегрирования по p выражения (11). Легко видеть, что условие (14) выполняется для величин z , находящихся между z_1 и z_2 . Поскольку $-C^2 dz/2z = p dp$, то, переходя от переменной p к z в интеграле по p , находим:

$$2\pi w dt n_2 f(k) dk \varphi(a) da \frac{1}{2} \sin \alpha_1 d\alpha_1 \frac{dh}{2\pi} J, \quad (17)$$

где

$$J = -C^2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z \sqrt{-h^2 z^2 + 4hz(1+h/2) - h^2}}.$$

Вычисляя полученный интеграл, находим:

$$J = \frac{C^2}{|h|} \left\{ \arctg \left| \frac{4hz(1+h/2) - 2h^2}{2|h|\sqrt{-h^2 z^2 + 4hz(1+h/2) - h^2}} \right| \right\}_{z_1}^{z_2}. \quad (18)$$

Поскольку в точках z_1 и z_2 знаменатель выражения, стоящего под знаком \arctg обращается в нуль, а числитель принимает противоположные по знаку значения, то

$$J = C^2 \pi / |h|. \quad (19)$$

Подставляя (19) в (17), находим

$$\pi n_2 dt f(k) dk w C^2(w) \frac{dh}{|h|} \varphi(a) da \frac{1}{2} \sin \alpha_1 d\alpha_1.$$

Поскольку $w^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 \cdot v_2 \cos \alpha_1$, то $w dw = -v_1^2 k d \cos \alpha_1$, и, переходя от переменной α_1 к переменной w , находим

$$\pi n_2 dt \frac{f(k) dk}{2k v_1^2} w^3 C^2(w) dw \frac{dh}{|h|} \varphi(a) da. \quad (20)$$

При решении задач такого типа, как задача о смешанных сближениях, неизбежно применение результатов численных экспериментов. В связи с этим

воспользуемся приведенными в работе [12] таблицами и графиками, дающими $\Delta E_{1,2}/E_{0,2}$ как функцию параметра α (см. (1)). Получим следующее приближенное выражение для случая звезд равных масс и тесных двойных звезд:

$$|A| = |A_0| (1 - (\alpha/\alpha_c)^{\mu}), \quad p_1 = 1.84, \quad \alpha_c = 0.56; \quad |A_0| = 0.49. \quad (21)$$

В работе [12] величина α_c принята равной $\simeq 0.6$. Кроме того, в указанной работе приведены графики зависимости величины $|\tau_E|/\pi a^2$ от α (σ_E — эффективное сечение рассеивания одиночных звезд на двойной звезде).

В рассматриваемом случае указанная функция $|\tau_E|/\pi a^2$ от α может быть аппроксимирована соотношением следующего вида:

$$\lg |\tau_E|/\pi a^2 = (1 - \sqrt{\alpha/\alpha_c}) \lg (\xi_0 \alpha^b), \\ \xi_0 = 1.174, \quad b = -1.03, \quad \alpha_c = 0.42. \quad (22)$$

Полагая $b \simeq -1$ и используя формулу $\tau_E = \pi A C^2$ [12], находим величину C .

$$C^2 = \frac{a^2}{|A|} \left(\frac{\xi_0}{\alpha} \right)^{1 - \sqrt{\alpha/\alpha_c}}. \quad (23)$$

Поскольку $\alpha = 2 \cdot a \cdot w^2 / 3Gm$ (см. [12]), то, обозначая $\theta_0 = 2/3Gm$, находим:

$$C^2 = \frac{a}{|A| \theta_0 w^2} \left(\frac{\theta_0 a w^2}{\xi_0} \right)^{1 - \sqrt{\alpha/\alpha_c}}. \quad (24)$$

Подставляя (21) в (24), а (24) в (20), запишем интеграл от выражения (20) по w в следующем виде:

$$\frac{\pi n_2 \xi_0 dt f(k) dk dha \varphi(a) da}{2v_1^2 k \theta_0 |h| \cdot |A_0|} \int_{w_0}^{\infty} \frac{(\tau_0 w^2)^{\alpha_1} dw}{1 - \tau w^{2p_1}}, \\ \tau = (\theta_0 a / \alpha_c)^{p_1}, \quad \tau_1 = \sqrt{\tau_0 a / \tau_2}, \quad \tau_2 = \theta_0 a / \xi_0. \quad (25)$$

Условие неотрицательности значений α и, следовательно, действительности всех использованных значений p , является:

$$P = C \sqrt{\ln \left(\frac{2Gm|A|}{3av_1^2 x_2^2} \right)} \geq 0. \quad (26)$$

Таким образом, $2Gm|A|/3av_1^2x_2^2 \geq 1$, где $x_2^2 = 2(1 + h/2) + 2\sqrt{1 + h}$. Подставим $|A|$ из (21) в (26). С учетом условий (12), находим

$$w_0 = 0 \leq w \leq w_1 = \sqrt{\frac{\sigma_c}{ab_0} \left(1 - \frac{3av_1^2x_2^2(h)}{2Gm|A_0|}\right)^{1/p_1}}. \quad (27)$$

Обозначим:

$$j_1 = \int_0^{w_1} \frac{(\varepsilon_2 w^2)^{\varepsilon_1 w}}{1 - \varepsilon w^{2p_1}} dw. \quad (28)$$

С учетом принятого обозначения (28) выражение (25) перепишется в следующем виде:

$$\frac{\pi n_2^2 \varepsilon_0 d f(k) d k \varepsilon(a) da dh}{2v_1^2 k b_0 |A_0| |h|} j_1. \quad (29)$$

Значение интеграла j_1 не выражается полностью в элементарных функциях. При вычислении j_1 с помощью ЭВМ данный интеграл весьма медленно сходится. Однако подынтегральная функция в j_1 задана с помощью коэффициентов ε , ε_1 , ε_2 не очень точно и потому нет особой необходимости вычислять тщательно величину j_1 (28). Для приближенной оценки интеграла j_1 можно предложить следующий метод. Разобьем интервал $[0, w_1]$ на n частей и на каждом полученном отрезке проведем интегрирование j_1 по частям. Затем вынесем из-под знака оставшегося интеграла величину w (по теореме о среднем), положив ее равной $(w_i + w_{i+1})/2$, после чего объединим все полученные выражения:

$$j_1 = \sum_{i=0}^n \left(w F(w) \Big|_{w_i}^{w_{i+1}} - \int_{w_i}^{w_{i+1}} \frac{dF}{dw} dw \right) \simeq \frac{w_1}{2n} \left(1 + 2 \sum_{i=1}^{n-1} F\left(i \frac{w_1}{n}\right) + F(w_1) \right), \quad (30)$$

где $F(w)$ подынтегральная функция в j_1 .

При $n = 10$ погрешность вычисления j_1 достигает 2—3%. В случае необходимости можно задать большее значение n . В данной работе использовались значения n , равные 20 и 30.

Условием действительности всех использованных в формуле (29) значений w является (31).

$$1 - \frac{3av_1^2x_2^2(h)}{2Gm|A_0|} \geq 0, \text{ т. е. } -1 \leq h \leq \frac{2Gm|A_0|}{3av_1^2\beta} - 2\sqrt{\frac{2Gm|A_0|}{3av_1^2\beta}}. \quad (31)$$

Поскольку все предыдущее рассмотрение не накладывает никаких дополнительных к (12) ограничений на величины k и a , то, в результате усреднения этих величин с помощью функций $f(k)$ и $\varphi(a)$, можно записать приближенное выражение для плотности вероятности перехода одиночной звезды вследствие смешанных сближений за время dt из состояния v_1 в состояние, характеризуемое величиной h . Введем переменные $\beta = v_1^2/\bar{v}_1^2$ и $g = h \cdot \beta$. Получим:

$$\Phi_2(\beta, g) dg dt = \frac{\pi \bar{z}_0 n_1 \bar{a} j_1 dg dt}{2 \bar{v}_1 \bar{v}_2 \beta \theta_0 |A_0| \cdot |g|}, \quad w_1 = \sqrt{\frac{a_c}{a \theta_0} \left(1 - \frac{3 \bar{a} \beta v_1^2 x_2^2(g)}{2 G m |A_0|}\right)^{1/p_1}},$$

$$x_2^2(g) = 2 \left(1 + \frac{g}{2\beta}\right) + 2 \sqrt{1 + \frac{g}{\beta}}, \quad (32)$$

$$-\beta \leq g \leq g_{\max} = \frac{2 G m |A_0|}{3 a v_1^2} - 2 \sqrt{\frac{2 G m |A_0| \beta}{3 a v_1^2}},$$

где a — среднее значение a на интервале $a \in (0, a_c)$.

Аналогичным способом проводится вычисление плотности вероятности перехода центра масс двойной звезды из состояния $\beta = v_2^2/\bar{v}_2^2$ в состояние, характеризуемое величиной $g = h \cdot \beta$.

$$\Phi_2^*(\beta, g) dg dt = \frac{\pi \bar{z}_0 n_1 \bar{a} j_2 dg dt}{2 \bar{v}_1 \bar{v}_2 \beta \theta_0 |A_0| \cdot |g|}, \quad w_2 = \sqrt{\frac{a_c}{a \theta_0} \left(1 - \frac{6 \bar{a} \beta v_2^2 x_2^2(g)}{G m |A_0|}\right)^{1/p_1}}, \quad (33)$$

$$j_2 = \int_0^{w_2} \frac{(\tau_2 w^2)^{\tau_1 w}}{1 - \tau w^{2\tau_1}} dw, \quad -\beta \leq g \leq g_{\max} = \frac{G m |A_0|}{6 a v_2^2} - 2 \sqrt{\frac{G m |A_0| \beta}{6 a v_2^2}}.$$

Рассмотрим изменение энергии связи двойной звезды в результате смешанного сближения. В этом случае $\Delta E_{1,2}/E_{0,2} = \Delta a/a$, поскольку $E_{1,2} = -Gm^2/2a$. Обозначим $\Delta a = \gamma$. Согласно (1), находим:

$$\gamma = a A e^{-\rho^{1/C_1}}. \quad (34)$$

Число смешанных сближений за время dt для двойной звезды, движущейся по скоплению со скоростью v_2 , равно:

$$2\pi \rho d\rho n_1 w \cdot dt f(k) \cdot dk \frac{1}{2} \sin \alpha_1 d\alpha_1, \quad (35)$$

где $k = v_1/v_2$, а все остальные обозначения совпадают с обозначениями предшествующих вычислений.

Зафиксируем в (34) все входящие параметры, за исключением p и γ . Продифференцируем выражение (34). Получим:

$$2pdp = -C^2 d\gamma/\gamma. \quad (36)$$

Область определения входящих в (35) параметров задается следующей системой неравенств:

$$p \geq 0, \quad k \geq 0, \quad w \geq 0, \quad a_c \geq a > 0, \quad 0 \geq \gamma \geq -a. \quad (37)$$

Для вычисления плотности вероятности смешанного сближения с заданным значением γ воспользуемся изложенной выше методикой. Подставим (36) в (35), перейдем от переменной a_1 к переменной w с помощью следующих соотношений:

$$w^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos \alpha_1, \quad d \cos \alpha_1 = -w dw / kv_2^2. \quad (38)$$

В результате указанных преобразований получим в принятых обозначениях выражение для числа смешанных сближений рассматриваемой тесной двойной звезды за время dt в следующем виде:

$$\frac{\pi n_1 dt f(k) dk d\gamma w^2 C^2(w) dw}{2kv_2^2}. \quad (39)$$

Область интегрирования по w находим из (37) и условия действительности всех рассматриваемых значений p :

$$p = C \sqrt{\ln \frac{aA}{\gamma}} \geq 0, \quad \frac{aA}{\gamma} \geq 1. \quad (40)$$

Подставляя A из (21) в (40), находим:

$$0 \leq w \leq w_3 = \sqrt{\frac{z_c}{a\theta_0} \left(1 - \frac{\gamma}{aA_0}\right)^{1/\mu_1}}. \quad (41)$$

Поскольку никаких дополнительных к (37) ограничений на величины k и a не возникает, находим искомую плотность вероятности смешанного сближения за время dt , такого, что величина a в тесной двойной звезде изменится на величину γ .

$$\Phi(\beta, a, \gamma) d\gamma dt = \frac{\pi z_0 n_1 a j_3 d\gamma dt}{2v_1 v_2 \theta_0 |A_0| \cdot |\gamma|}, \quad aA_0 \leq \gamma \leq 0, \quad (42)$$

$$0 < a \leq a_c, \quad j_3 = \int_0^{w_3} \frac{(z_c w^2)^{\mu_1} dw}{1 - z_c w^2 \mu_1}.$$

В том случае, если изучается изменение энергетического состояния двойной звезды со средним движением, то $\beta = 1$, и выражение (42) упрощается.

Полученные функции $\Phi_2(\beta, g)$, $\Phi_2^*(\beta, g)$ и $\Phi(\beta, a, \gamma)$ могут быть использованы для вычисления соответствующих функций распределения одиночных и двойных звезд по скоростям и большим полуосям орбит a .

Рассмотрим одиночные звезды. Поведение одиночных звезд в скоплении характеризуется следующей плотностью вероятности:

$$\Phi_1(\beta, g) = \Phi_1(\beta, g) + \Phi_2(\beta, g) + \Phi_{1,2}(\beta, g). \quad (43)$$

Величина $\Phi_1(\beta, g)$ описывает парные взаимодействия одиночных звезд и определена в работе Т. А. Агекяна [15]. Величина $\Phi_2(\beta, g)$ дается выражением (32) и учитывает эффект «сжатия» тесных двойных звезд вследствие смешанных сближений. Величина $\Phi_{1,2}(\beta, g)$ может быть получена из работы [15] и описывает парные взаимодействия одиночных звезд с массами m и $2m$. Вообще говоря, первое и третье слагаемые в (43) могут быть объединены в одно выражение и прямо взяты из работы [15] для случая системы с дисперсией масс, определяемой наличием тесных двойных звезд в скоплении. Однако в данной работе будет предпринята попытка оценить вклад в $\Phi_1(\beta, g)$ всех перечисленных в (43) эффектов, и потому запись $\Phi_1(\beta, g)$ в виде (43) представляется удобной.

Соответствующим уравнением баланса, определяющим функцию распределения одиночных звезд скопления по скоростям, является уравнение, аналогичное полученному Т. А. Агекяном в работе [16] и имеющее следующий вид:

$$f_1(\beta) \int_{-\beta}^{+\infty} \Phi_1(\beta, g) dg = \int_0^{\beta'} f_1(x) \Phi_1(x, \beta - x) dx - f_1(\beta) \frac{1}{N_1} \frac{dN_1}{dt}, \quad (44)$$

где $f_1(\beta)$ — функция распределения одиночных звезд по параметру β , β' — критическое значение параметра β , N_1 — число одиночных звезд в скоплении, $\beta = v_1^2/\bar{v}_1^2$.

В уравнении (44) использовано условие квазистационарности скопления.

Если число тесных двойных звезд достаточно велико, то для определения функции скоростей двойных звезд может быть записано аналогичное (44) уравнение:

$$f_2(\beta) \int_{-\beta}^{+\infty} \Phi_{II}(\beta, g) dg = \int_0^{\beta'} f_2(x) \Phi_{II}(x, \beta - x) dx - f_2(\beta) \frac{1}{N_2} \frac{dN_2}{dt}, \quad (45)$$

где $f_2(\beta)$ — функция распределения двойных звезд по параметру β ,

β' — критическое значение β , $\beta = v_2^2/\bar{v}_2^2$, $\Phi_{11}(\beta, g) = \Phi_2^*(\beta, g) + \Phi_{2,1}(\beta, g)$ где $\Phi_2^*(\beta, g)$ дается формулой (33), а $\Phi_{2,1}(\beta, g)$ описывает парные взаимодействия одиночных звезд с массами $2m$ и m и может быть получена из работы Т. А. Агеяна [15], N_2 — число тесных двойных звезд в скоплении. Сближениями двойных звезд между собой здесь пренебрегаем, поскольку они являются достаточно редкими.

Пусть $N_2(a, t) = N_2(t) \varphi(a, t)$. В этом случае уравнение баланса для величины $N_2(a, t)$ может быть записано в следующем виде:

$$N_2(a, t) \int_{-a}^0 \Phi(a, \gamma) d\gamma = \int_a^{a_c} N_2(x, t) \Phi(x, a-x) dx + \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_1 - \frac{\partial N_2(a, t)}{\partial t}, \quad (46)$$

где член $(dN_2/dt)_1$ — есть число тесных двойных звезд, образующихся в единицу времени за счет тройных сближений одиночных звезд скопления между собой. Значение $(dN_2/dt)_1$ может быть определено на основании статистического анализа результатов численных экспериментов по образованию двойных звезд в задаче о тройных сближениях, выполненного в работе Т. А. Агеяна и Ж. П. Аносовой [17].

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_1 = \frac{16}{9} \pi^3 \bar{R}^3 \frac{k^3}{g^5} n_1^3 \bar{v}_1 A^*(a), \quad k = 2\sqrt{3}, \quad \bar{g} = \frac{\bar{v}_1^2}{Gm}. \quad (47)$$

$A^*(a)$ — вероятность образования двойной звезды с полуосью орбиты a при случайном тройном сближении, \bar{R} — средний радиус рассеянного скопления.

Предположение о представимости функции $N_2(a, t)$ в виде $N_2(t) \varphi(a)$, скорее всего, не является корректным, т. к. в этом случае начинает сохраняться со временем среднее значение большой полуоси орбит в тесных двойных звездах, что, по-видимому, не имеет места, поскольку в системе происходит постоянное накопление энергии связи тесными двойными за счет смешанных звездных сближений. Функция $N_2(a, t)$ может быть представлена в виде $N_2(t) \varphi(a)$, если указанный процесс накопления энергии связи в двойных звездах компенсируется одновременным образованием соответствующего количества более широких двойных звезд, полуоси орбит которых, однако, не превосходят величину a_c . Согласно работе [12], $a_c = a_3 \bar{R}/2N = 0.84 \bar{R}/N$ (см. (21)), N — общее число звезд массы m в скоплении.

Рассмотрим процесс диссипации одиночных звезд и энергии скопления, происходящий за счет сильных парных и смешанных звездных сближений, имеющих место в скоплении. В результате сближения одиночная звезда, имевшая скорость $v_1 = \bar{v}_1$ β достигает в среднем энергии $E(\beta, g)$,

$$E(\beta, g) = \frac{m\bar{v}_1^2}{2}(\beta + g) + \bar{W}_1, \quad (48)$$

где \bar{W}_1 — среднее значение потенциальной энергии одиночной звезды в скоплении, $\bar{W}_1 = -Gm^2N/\bar{R}$.

В этом случае энергия, уносимая диссипирующими одиночными звездами в единицу времени, может быть получена из формулы (49).

$$-\frac{dE}{dt} = N_1 \int_0^{\beta'} f_1(\beta) d\beta \int_{\beta'-\beta}^{+\infty} E(\beta, g) \Phi_1(\beta, g) dg, \quad (49)$$

где E — полная энергия скопления, N_1 — число одиночных звезд в скоплении, β' — критическое значение параметра β , $\Phi_1(\beta, g)$ дается формулой (43), величина $\beta' - \beta$ в присутствии внешнего поля Галактики определяется соотношением (50)

$$\beta' - \beta = \frac{2GmN}{\bar{R}v_1^2} \left(1 - \frac{\bar{R}}{r_t}\right) - \beta. \quad (50)$$

r_t — приливный радиус стабильности скопления, характеризующий внешнее поле Галактики. Знак «—» в (49) поставлен в связи с тем, что в случаях, когда звездой уносится отрицательная энергия (за счет действия внешнего поля), полная энергия скопления растет $E \rightarrow 0$ и $dE/dt > 0$, в противном случае $dE/dt < 0$.

Подставив (48) в (49), получим:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dt} &= \frac{mN_1\bar{v}_1^2}{2} \int_0^{\beta'} f_1(\beta) d\beta \int_{\beta'-\beta}^{+\infty} (\beta + g) \Phi_1(\beta, g) dg + \frac{Gm^2N}{\bar{R}} \frac{dN_1}{dt}, \\ -\frac{dN_1}{dt} &= N_1 \int_0^{\beta'} f_1(\beta) d\beta \int_{\beta'-\beta}^{+\infty} \Phi_1(\beta, g) dg. \end{aligned} \quad (51)$$

Последнее выражение может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{N_1} \frac{dN_1}{dt} &= \mu_1 + \mu_2 + \mu_{1,2} = \mu_0; \quad \mu_{1,2} = \int_0^{\beta'} f_1(\beta) d\beta \int_{\beta'-\beta}^{+\infty} \Phi_{1,2}(\beta, g) dg, \\ \mu_i &= \int_0^{\beta'} f_1(\beta) d\beta \int_{\beta'-\beta}^{+\infty} \Phi_i(\beta, g) dg, \quad (i = 1, 2), \end{aligned} \quad (52)$$

где μ_1 и $\mu_2 + \mu_{1,2}$ — доля одиночных звезд, диссипирующих из скопления в единицу времени за счет парных и смешанных звездных сближений, соответственно; μ_0 — общая доля одиночных звезд, диссипирующих в единицу времени.

Оценим вклад, вносимый тесными двойными звездами в диссипацию одиночных звезд скопления. Пусть E_2 — энергия связи, запасенная в тесных двойных звездах. Введем величину q , такую, что $q = E_2/E$. Поскольку $E_2 = -Gm^2N_2/2a$, а величина E определяется соотношением (2) из работы автора [18], то

$$N_2 = \frac{N(N-1)}{2\left(1 + \frac{1-q}{q}\left(\frac{\bar{R}}{a}\right)\right)}, \quad E = -\frac{Gm^2N^2}{4\bar{R}(1-q)}\left(1 - \frac{1}{N}\left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)\right), \quad (53)$$

где N_2 — число двойных звезд в скоплении, $N = N_1 + 2N_2$ — число звезд с массой m в скоплении.

Согласно условию вириала [18], выражение для среднего квадрата скорости звезды в скоплении $\bar{v}_{общ}^2$ может быть записано в следующем виде:

$$\bar{v}_{общ}^2 = \frac{GmN}{2\bar{R}}\left(1 - \frac{1}{N}\left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)\right) + \frac{GmN_2}{aN}. \quad (54)$$

Выражение для $\bar{v}_{общ}^2$ также можно записать в виде (55):

$$\bar{v}_{общ}^2 = \frac{1}{N}\left(\sum_{i=1}^{N_1} v_{1,i}^2 + \sum_{i=1}^{N_2} v_{2,i}^2 + \sum_{i=1}^{2N_2} v_{орб,i}^2\right) = \frac{N_1}{N}\bar{v}_1^2 + \frac{N_2}{N}\bar{v}_2^2 + \frac{2N_2}{N}\bar{v}_{орб}^2, \quad (55)$$

где $v_{1,i}$ и $v_{2,i}$ — модуль скорости движения i -ых одиночной и двойной звезды в скоплении, соответственно; $v_{орб,i}$ — модуль скорости орбитального движения компонента в i -ой двойной звезде; \bar{v}_1^2 , \bar{v}_2^2 , $\bar{v}_{орб}^2$ — средние квадраты указанных величин, соответственно. Энергия связи двойной звезды $E_{1,2}$ равна сумме полных энергий орбитального движения ее компонентов:

$$-\frac{Gm^2}{2a} = \frac{mv_{орб,1}^2}{2} + \frac{mv_{орб,2}^2}{2} - \frac{Gm^2}{a}. \quad (56)$$

Поскольку массы всех звезд равны и $v_{орб,1}^2 = v_{орб,2}^2$, то, полагая, $v_{орб,i}^2$ равными среднему квадрату скорости орбитального движения $v_{орб}^2$ компонентов в двойных звездах скопления, находим:

$$\bar{v}_{орб}^2 = \frac{Gm}{2a} \quad (57)$$

Кроме того, имеем следующее соотношение для средних квадратов скорости движения одиночных и двойных звезд в скоплении:

$$m\bar{v}_1^2 = Q2m\bar{v}_2^2, \quad (58)$$

где Q — показатель неравнораспределения энергии между одиночными звездами и центрами масс двойных звезд в скоплении.

Подставив (57) и (58) в (55), получим:

$$\bar{v}_{\text{всц}}^2 = \left(1 + \frac{N_2}{2QN} (1 - 4Q)\right) \bar{v}_1^2 + \frac{GmN_2}{aN}. \quad (59)$$

Сравнивая (54) и (59), находим одно уравнение с двумя неизвестными, \bar{v}_1^2 и Q . Величина Q может быть найдена в результате совместного решения двух уравнений (44) и (45). Исходными в этих уравнениях величинами \bar{v}_1^2 и \bar{v}_2^2 можно взять значения \bar{v}_1^2 и \bar{v}_2^2 , полученные из условия $Q=1$. В этом случае из (59) находим:

$$\bar{v}_{\text{всц}}^2 = \bar{v}_1^2 \frac{1 - 3N_2/2N}{1 - q}. \quad (60)$$

Поскольку скорость «отрыва» звезд из скопления равна v_c ,

$$v_c^2 = \frac{2GmN}{\bar{R}} (1 - \bar{R}/r_t),$$

то, после несложных преобразований, находим:

$$\beta' = 4(1 - \bar{R}/r_t)(1 - 3N_2/2N) \frac{1}{1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)}, \quad (61)$$

$$\bar{v}_1^2 = \frac{GmN}{2\bar{R}} \frac{1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N}\right)}{1 - 3N_2/2N},$$

где β' — критическое значение параметра β для системы одиночных звезд.

В связи с тем, что дальнейшие вычисления будут носить оценочный характер, воспользуемся условием $Q = 1$ и его следствиями (60), (61).

Функция распределения одиночных звезд по скоростям может быть получена в результате решения уравнения (44), что является весьма сложной задачей, выходящей за пределы данной статьи. В этой связи построим модель функции распределения одиночных звезд по скоростям. Пусть $x = v_1/\sqrt{V\bar{v}_1^2}$. В качестве модели искомой функции распределения $\psi(x)$ рассмотрим функцию следующего вида:

$$\psi(x) dx = Lx^{k_1} \frac{(x' - x)x^3 e^{-\frac{3x^2}{2}} dx}{x(x' - x) + \frac{icn\tau}{4v_1^3} x^2 e^{-\frac{3x^2}{2}}} \quad (62)$$

где x' — критическое значение параметра x , L — нормирующий (на единицу) множитель функции $\psi(x)$, τ — время релаксации системы, $ic = 4\pi G^2 m^2 n_1 3\sqrt{6} \ln N / \sqrt{\pi}$, n_1 — концентрация одиночных звезд в скоплении.

Функция $\psi(x)/x^{k_1}$ была получена автором [19] для диссипирующего рассеянного скопления одиночных звезд. Изменяя величину n , можно получить функции $\psi(x)/x^{k_1}$ разного вида. Согласно [20], величина $n = 10$ соответствует квазистационарному скоплению одиночных звезд.

Подставим \bar{v}_1^2 из (61) в (62). Для того, чтобы выполнялось второе соотношение в (61), средний квадрат величины x должен быть равен единице:

$$\bar{x}^2 = \int_0^{x'} x^2 \psi(x) dx = 1, \quad x' = \sqrt{\beta^2}. \quad (63)$$

Множитель x^{k_1} поставлен в (62) для того, чтобы выполнялось первое соотношение в (63). Введение множителя x^{k_1} в функцию $\psi(x)$ приводит к уменьшению в скоплении числа одиночных звезд с малыми скоростями. В этом же направлении действуют и тесные двойные звезды, являющиеся «поставщиками» быстрых одиночных звезд в скоплении. Легко видеть, что условию (63) могут удовлетворять функции $\psi(x)$ разного вида. В последующих вычислениях использовались значения $n = 1$; 10 и 20 и было показано, что различие исходных функций $\psi(x)$ незначительно изменяет искомые величины μ_1/μ_0 и $(\mu_2 + \mu_{1,2})/\mu_0$.

Согласно [18], выражение для времени релаксации скопления τ может быть записано в следующем виде:

$$\tau = \frac{1}{16} \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{NR^3 \varphi_1^3}{Gm(1-q)^3 \ln(N(\varphi_1/2(1-q))^{3/2})}} \frac{1}{(1-q)^{3/2}}, \quad (64)$$

$$\varphi_1 = 1 - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2N_2}{N} \right).$$

Определяя k_1 из (63), подставляя \bar{v}_1^2 из (61) и τ из (64) в (62), находим

приближенную функцию $\psi(x)$ распределения скоростей одиночных звезд в скоплении.

Значение приливного радиуса скопления r_t используем в том же виде и с теми же константами Оорта, что и в работе автора [18],

$$r_t = \left(\frac{GmN}{4A(A-B)} \right)^{1/3}, \quad A = 15 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}, \quad B = -10 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}. \quad (65)$$

Одновременное использование функций $\Phi_1(\beta, g)$, $\Phi_2(\beta, g)$ и $\Phi_{1,2}(\beta, g)$ в интегралах (51) и (52) является достаточно объемной задачей, и для упрощения оценочных расчетов в этой работе были использованы лишь функции $\Phi_1(\beta, g)$ и $\Phi_2(\beta, g)$. Введем в рассмотрение коэффициент $\omega = (\mu_1 + \mu_{1,2})/\mu_1$, в котором знаменатель и числитель запишем, исходя из формул С. Чандрасекара [21] для скоростей диссипации масс, равной и неравной нулю, соответственно:

$$\omega = \left(1 - \frac{N_2}{N}\right) \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} y^2 e^{-y^2} dy}{\sqrt{6 \left(1 - \frac{\bar{R}}{r_t}\right) \left(1 - \frac{N_2}{N}\right)}} \left/ \left\{ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{1 - \frac{N_2}{N}}\right) \right\}^{3/2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} y^2 e^{-y^2} dy}{\sqrt{6 \left(1 - \frac{\bar{R}}{r_t}\right)}} \right. \quad (66)$$

В данной работе были получены величины μ_1/μ_0 и $(\mu_2 + \mu_{1,2})/\mu_0$ для ряда значений большой полуоси орбиты a у тесных двойных звезд в рассеянном скоплении со средним радиусом $\bar{R} = 2.5 \text{ пс}$ и общим числом звезд массы m , равным 500. Массы всех звезд полагались равными массе Солнца. Результаты вычислений приведены на рис. 1. Значения $\mu_{1,2}$ и μ_0 определялись по формулам:

$$\mu_{1,2} = \mu_1 (\omega - 1), \quad \mu_0 = \mu_1 \omega + \mu_2. \quad (67)$$

Для двойных звезд с полуосями орбит $a \leq 0.1 a_c$ величина μ_2 , как правило, в 100—200 раз меньше величины μ_1 и в 10—20 раз меньше величины $\mu_{1,2}$, а уносимая из скопления энергия, обусловленная действием механизма «сжатия» тесных двойных звезд при смешанных сближениях, приблизительно в 200 раз меньше (по модулю) энергии, уносимой одиночными звездами вследствие взаимных парных сближений.

Возрастание вклада смешанных сближений в диссипацию одиночных звезд при увеличении q на рис. 1 объясняется обычным возрастанием числа двойных звезд (см. (53)), участвующих в сближениях.

В работе автора [18] было показано, что даже небольшое число двойных звезд с полуосями орбит $a \leq 0.1a_c$ может привести рассеянное скопление к расширению и последующему распаду. Согласно [18] скопления с различными начальными параметрами входят в стадию расширения при $q = 0.3 \div 0.6$. В этом случае вклад смешанных сближений в диссипацию звезд не превосходит 10% от общего числа диссипирующих звезд в единицу времени (см. рис. 1), причем рассмотрение задачи о звездных сближениях может быть ограничено лишь парными сближениями звезд в системе с дисперсией масс, обусловленной тесными двойными звездами.

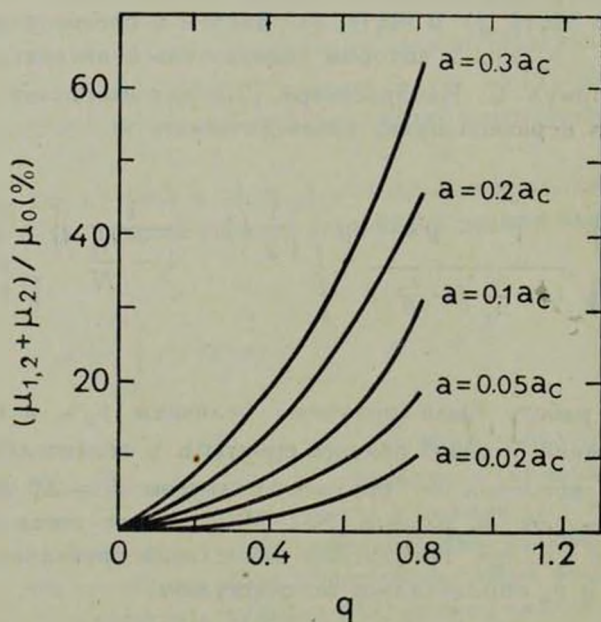


Рис. 1. Зависимость $\frac{\mu_{1,2} + \mu_2}{\mu_0}$ от q для рассеянного скопления со средним радиусом $\bar{R} = 2.5 \text{ пс}$ и общим числом звезд $N = 500$. Массы звезд m приняты равными $1m_\odot$.

Увеличение скорости диссипации рассеянных скоплений после образования в них тесных двойных звезд, в основном, является следствием возрастания дисперсии масс в системе. В данной работе рассматривались только звезды с одинаковыми массами. Использование более реального спектра масс звезд в системе должно привести к возрастанию роли сме-

шанных сближений (по крайней мере в несколько раз) в диссипации рассеянных скоплений.

Астрономическая обсерватория
Уральского государственного
университета

ON THE DYNAMICS OF CLOSE BINARIES AND SINGLE STARS IN OPEN STELLAR CLUSTERS

V. M. DANILOV

The densities of probabilities of encounters for close binaries and single stars with given energy transitions have been obtained for systems of stars with equal masses. Equations have been received for the determination of velocity functions of single stars and binaries, as well as distribution function of the main semiaxes of orbits (a) of close binaries. The paper gives the estimates of the influence of close binaries on single star dissipation from open clusters.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. von Hoerner*, *Z. Astrophys.*, 57, 47, 1963.
2. *T. S. van Albada*, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, 19, 479, 1968.
3. *S. J. Aarseth*, *Astrophys. Space Sci.*, 13, 324, 1971.
4. *S. J. Aarseth*, "Gravitational N-Body Problem", Dordrecht, 1972, p. 88.
5. *A. Hayli*, "Gravitational N-Body Problem", Dordrecht, 1972, p. 73.
6. *D. C. Heggie*, *M. N.*, 173, 729, 1975.
7. *P. van de Kamp*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 1971.
8. *Л. Э. Гуревич, Б. Ю. Левин*, *Астрон. ж.*, 27, 273, 1950.
9. *S. S. Kumar*, *Astrophys. Space Sci.*, 17, 453, 1972.
10. *D. C. Heggie*, "The Stability of the Solar System and of Small Stellar Systems", Dordrecht, IAU, Symp. 62, 225, 1974.
11. *L. Jr. Spitzer, M. H. Hart*, *Ap. J.*, 164, 399, 1971.
12. *J. G. Hills*, *A. J.*, 80, 807, 1975.
13. *D. C. Heggie*, "Dynamics of Stellar systems", Dordrecht-Boston, 73, 1975.
14. *S. J. Aarseth*, *Astron. Astrophys.*, 35, 237, 1974.
15. *Т. А. Азекян*, *Астрон. ж.*, 36, 41, 1959.

16. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 36, 283, 1959.
17. Т. А. Агекян, Ж. П. Аносова, Вестн. ЛГУ, № 13, 138, 1973.
18. В. М. Данилов, Астрофизика, 13, 685, 1977.
19. В. М. Данилов, Астрон. ж., 50, 541, 1973.
20. В. М. Данилов, Астрон. ж., 51, 83, 1974.
21. С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

КАТАЛОГ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ

Г. Н. САЛУКВАДЗЕ

Поступила 25 октября 1977

Составлен каталог кратных систем типа Трапеции на основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд. Результаты статистического изучения трапеций показывают наличие значительного процента реальных трапеций среди кратных звезд спектральных классов О—В2. Показано существование трапеций среди кратных звезд поздних спектральных классов А и К.

В приложении приводится каталог 87 трапеций спектральных классов О и В.

На основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд JDS нами составлен выборочным порядком Каталог кратных систем типа Трапеции. Каталог содержит 412 трапеций, распределение которых по спектральным классам дается в табл. 3. Подсчеты кратных систем IDS подтвердили ранее полученный В. А. Амбарцумяном результат о значительном проценте реальных трапеций среди кратных систем спектральных классов О—В. Показано, что среди кратных звезд спектральных классов А и К имеется немало реальных трапеций (табл. 4).

Приводится каталог, содержащий 87 трапеций, главные звезды которых принадлежат к спектральным классам О и В.

В классической работе В. А. Амбарцумяна [1] содержится список кратных систем типа Трапеции, составленный на основе Нового общего каталога двойных звезд Эйткена [2].

Как отмечается в работе [1], в списке перечислены лишь те трапеции, изучение которых представляет первоочередной интерес.

Каталог Эйткена (ADS), изданный в 1932 г., содержит 17180 двойных и кратных звезд от Северного полюса до склонения $\delta = -20^\circ$, измерения которых опубликованы до конца 1927 г.

В 1963 г. вышел в свет Индекс-каталог визуально-двойных звезд [3], измерения которых опубликованы до конца 1960 г. Указанный каталог в то время являлся наиболее полным не только в отношении звезд, но и в отно-

шении данных, характеризующих двойные звезды. Помимо того, что в каталоге даются относительные положения, приводятся также координаты для эпох 1900 г. и 2000 г. и в большинстве случаев звездные величины, спектральные классы и собственные движения. В Индекс-каталоге содержатся звезды от Северного до Южного полюса и общее число их составляет 64247.

По предложению академика В. А. Амбарцумяна мы приступили к составлению нового Каталога кратных систем типа Трапеции. В стремлении использовать однородный материал выбор кратных систем типа Трапеции мы произвели на основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд.

Для отнесения кратной звезды к типу Трапеции мы пользовались общеизвестным критерием В. А. Амбарцумяна [1], т. е., если в кратной звезде можно было найти хотя бы три составляющие, в которых отношение наибольшего расстояния к наименьшему меньше трех, то систему мы считали системой Трапеции.

В работе [1] в целях исключения оптических систем введены верхние границы для расстояний слабых компонентов до главной звезды, а компоненты слабее 12^m исключены вообще.

Упомянутый критерий, заимствованный нами из работы [1], определяется данными табл. 1.

Таблица 1

Интервал звездных величин компонентов	Верхняя граница расстояний (сек. дуги)
11.5—12.5	10
10.5—11.5	30
9.5—10.5	50
8.5—9.5	80

При выполнении настоящей работы мы постарались проанализировать зависимость наблюдаемого числа систем типа Трапеции от значения K_0 (отношение наибольшего расстояния к наименьшему), причем оптические системы исключались по двум критериям, приведенным в виде кривых на рис. 1.

На рис. 1 ломаная кривая представляет собой критерий В. А. Амбарцумяна (табл. 1), а сплошная проведена по максимальным значениям интервалов звездных величин. Как видно из рис. 1, критерий В. А. Амбарцумяна более жесткий.

Мы не задержимся на описании методики составления Каталога, отметим лишь только, что, используя вышеописанные два критерия (рис. 1), мы составили два варианта Каталога.

Для выбора оптимального значения K_0 и критерия для исключения оптических систем, помимо составления Каталога кратных систем типа Трапеции, в Индекс-каталоге были подсчитаны все кратные звезды, в которых расстояния слабых компонентов удовлетворяли критериям, приведенным на рис. 1. Подсчеты были проведены для различных спектральных интервалов. Из полученного числа кратных, на основании вероятности, введенной в работах [1, 4], были вычислены количества псевдотрапеций.

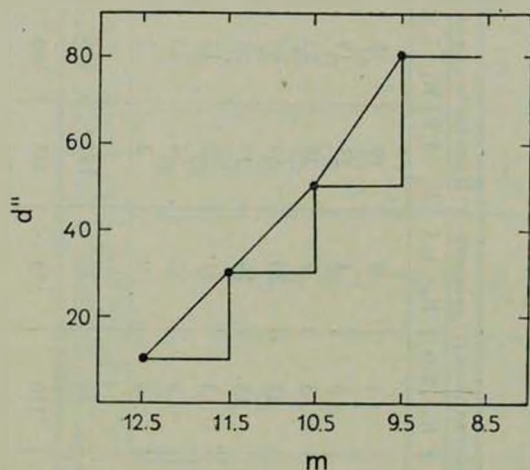


Рис. 1.

Результаты подсчетов на основе первого варианта Каталога Трапеции (оптические системы исключались с помощью ломаной кривой рис. 1) приведены в табл. 2.

Рассмотрение табл. 2 показывает: а) с уменьшением K_0 сильно уменьшается количество наблюдаемых трапеций. Для спектральных классов А, F, G количество наблюдаемых трапеций при значении $K_0 = 2.0$ меньше количества псевдотрапеций; б) количество наблюдаемых трапеций для значения $K_0 = 2.6$ по сравнению с количеством трапеций для $K_0 = 3.0$ уменьшается в основном за счет трапеций поздних и неизвестных спектральных классов.

Результаты подсчетов на основе второго варианта Каталога (оптические системы исключались с помощью сплошной кривой рис. 1) приведены в табл. 3.

При рассмотрении табл. 3 можно констатировать следующее: а) для всех значений K_0 сильно увеличилось общее число трапеций; б) значительно увеличилось число наблюдаемых трапеций для спектральных классов O—B2.

Исходя из вышесказанного, при составлении окончательного варианта Каталога кратных систем типа Трапеции для значения K_0 мы брали вели-

Таблица 2

Спектральные классы	Общее число кратных	Вычисленное количество псевдотрапеций				Количество наблюдаемых трапеций			
		$K_0 < 3.0$	$K_0 < 2.6$	$K_0 < 2.0$	$K_0 < 1.5$	$K_0 < 3.0$	$K_0 < 2.6$	$K_0 < 2.0$	$K_0 < 1.5$
O—B2	34	3	3	3	2	17	15	7	5
B3—B5+ B	57	5	5	5	4	21	19	12	6
B8—B9	95	9	9	8	7	24	23	9	3
A	290	26	26	23	20	54	44	22	12
F	233	21	21	18	16	29	26	15	2
G	160	14	14	13	11	22	17	12	5
K	96	9	9	8	7	26	23	13	2
M	5	0	0	0	0	2	2	2	2
Неизвестный спектр	394	35	35	32	28	140	116	67	19
	1364	122	122	110	95	335	285	159	56

Таблица 3

Спектральные классы	Общее число кратных	Вычисленное количество псевдотрапеций				Количество наблюдаемых трапеций			
		$K_0 < 3.0$	$K_0 < 2.6$	$K_0 < 2.0$	$K_0 < 1.5$	$K_0 < 3.0$	$K_0 < 2.6$	$K_0 < 2.0$	$K_0 < 1.5$
O-B2	46	4	4	4	3	27	25	15	11
B3-B5+B	73	6	6	6	5	27	26	15	8
B8-B9	125	11	11	10	9	42	33	15	6
A	397	36	36	32	28	72	62	26	12
F	308	28	28	25	22	47	40	26	6
G	222	20	20	18	16	35	31	19	8
K	157	14	14	12	11	46	41	24	6
M	8	1	1	1	1	7	5	4	4
Неизвестный спектр	531	48	48	42	37	183	140	77	24
	1867	168	168	150	132	486	412	221	85

чину 2.6 и оптические системы исключали с помощью сплошной кривой рис. 1.

При таком исключении оптических пар остается все же часть оптических систем среди наблюдаемых трапеций в результате попадания звезд фона в круги с радиусами, равными расстояниям слабых компонентов соответствующих звездных величин до главной звезды.

Вероятности попадания звезд фона в эти круги были вычислены по формуле Пуассона, для каждой трапеции в зависимости от галактической широты.

В результате вычислений было определено количество остаточных оптических систем в зависимости от спектрального класса.

Окончательный вариант каталога кратных систем типа Трапеции содержит 412 трапеций, для которых в результате просмотра всех основных спектральных каталогов [5—9] были уточнены спектральные классы в системе Моргана—Кинена. При этом спектральные классы были уточнены для 100 звезд, в том числе для 65 звезд спектральных классов О и В.

Результаты подсчетов, на основе окончательного варианта каталога с уточненными спектрами, даются в табл. 4.

Таблица 4

Спектральные классы	Общее число кратных	Вычисленное количество		Количество наблюдаемых трапеций	Процент трапеций
		псевдотрапеций	оптических систем		
О—В2	59	5	1	39	62
В3—В5 + В	72	6	1	23	36
В8—В9	118	11	1	25	21
А	394	35	1	60	15
F	309	28	1	41	13
G	224	20	0	33	15
K	153	14	1	37	24
M	11	1	0	8	73
Неизвестный спектр	526	47	3	146	28
	1867	167	9	412	

Рассмотрение первых трех строк этой таблицы полностью подтверждает вывод В. А. Амбарцумяна, что среди кратных звезд, главные компоненты которых принадлежат спектральному интервалу О—В2, имеется значительный процент реальных трапеций.

Предпоследняя строка таблицы показывает, что самый большой процент трапеций имеется среди кратных звезд типа М; из последней строки можно заключить, что среди кратных звезд неизвестного спектрального

класса имеется большое число трапеций, поскольку количество наблюдаемых трапеций значительно превышает вычисленное число псевдотрапеций.

Хотя среди кратных систем спектральных классов А и К процент реальных трапеций относительно мал, то поскольку число псевдотрапеций гораздо меньше, чем количество наблюдаемых трапеций, можно считать, что среди них имеется немало реальных трапеций.

Наряду с изучением кратных систем типа Трапеции с главными звездами ранних и М спектральных классов, изучение трапеций с главными звездами поздних спектральных классов представляет большой интерес.

В содержащемся в настоящей статье Каталоге кратных систем типа Трапеций, заключающем в себе 87 трапеций, главные звезды которых принадлежат к спектральным классам О и В, в первом столбце дан порядковый номер ADS или IDS, в третьем и четвертом, соответственно, даны звездные величины и спектральные классы главной звезды, а в пятом — позиционные углы и расстояния между компонентами.

Интересно отметить, что сравнение Абастуманского каталога кратных систем типа Трапеций со списком В. А. Амбарцумяна показало, что из списка В. А. Амбарцумяна не вошла в наш Каталог 41 трапеция из каталога ADS. С другой стороны, в настоящий Каталог вошли 33 трапеции номером ADS, которые не фигурировали в списке В. А. Амбарцумяна.

Абастуманский каталог трапеций, содержащий 412 систем, будет опубликован в ближайшем номере Бюллетеня Абастуманской астрофизической обсерватории АН Грузинской ССР.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интерес к данной работе и ценные советы.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

THE CATALOGUE OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS

G. N. SALUKVADZE

On the basis of Index-Catalogue of visual double stars the Catalogue of Trapezium type multiple systems has been compiled. It contains 412 Trapezium systems the distribution of which according to spectral classes is given in Table 4. The calculation of the systems in IDS has confirmed V. A. Ambartsumian's results, obtained previously, on relatively high percentage of real Trapezia among multiple systems of O—B2 spectral classes. It has been shown that there are plenty of real Trapezia among the multiple stars of A and K spectral classes.

The Catalogue is given containing 87 Trapezia, the primary stars of which belong to O and B spectral classes (see Appendix).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюраканской обс., 15, 1954.
2. R. C. Aitken, New General Catalogue of Double Stars, Carnegie Institution of Washington, 1932.
3. H. M. Jeffers, W. H. van den Boss, F. M. Creeby, Index Catalogue of Visual Double Stars, 1961; Publ. Lick Obs., 21, 1963.
4. В. А. Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, 13, 97, 1951.
5. C. Jashek, Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de la Plata, Ser. Astronomica, 28, 2, 1964.
6. P. M. Kennedy, W. Buscombe, MK Spectral Classification Published since Jashek's la Plata Catalogue, 1974.
7. N. Houk, A. P. Cowley, University of Michigan Catalogue of Two-dimensional Spectral Types for the HD stars, 1, (—90 to —53.0), Michigan, 1975.
8. C. Cruz-Gonzalez, E. Recillas-Cruz, R. Costero, M. Peimbert, S. Torres-Peinbert, Rev. Mex. Astron. Astrophys., 1, 2, 1974.
9. F. S. Lindsey, M. N., 138, 1, 1968.

Приложение

КАТАЛОГ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ

№	ADS или IDS	Sp	m _A	Позиционные углы и расстояния			
				AB	AC	AD	
1	2	3	4	5	6	7	8
1	307	B0 IV	8 ^m 4	82 10"	55 25"	80 47"	
2	719	06	7.9	82 1	133 4	194 9	AE 332 16"
3	1209	B5 Ib	7.4	142 28	117 56		CD 220 8
4	1237	B3 III	9.4	211 15			AE 138 83
5	1911	B3	7.2			334 13	BC 150 14
6	2135	B8	7.9	288 11	21 24	65 34	AF 215 27
7	2121	B1 V	9.8	28 3	280 7		AP 34 14
8	2159	B8 V	3.7	255 19	189 39		BC 118 4
9	2426	B3 V	8.5	142 7	43 6	286 31	AF 268 25
10	2783	B0 III	6.9	253 9	39 12		
11	2843	B1	2.9	208 13	286 33		
12	2984	BC II—III	7.0	304 18			AE 242 35
13	3579	B6 V	6.0	305 39	88 55		BD 87 15
14	3684	B9	7.4	304 16	64 25		BE 331 20
15	05013N3655	B8	10.1	137 15	22 15		BC 114 89
16	3709	B2 V	5.5	150 13	197 35		
17	3941	B3 V	5.6	60 33	110 38		
18	05189S6920	B2	9.6	54 6	357 5		
19	4038	B5 V	5.3	306 10	341 10		BC 58 6
20	4186	08 V	6.8	32 9	132 13	95 21	
21	4241	09 V	4.0	357 0	237 11	84 13	AE 61 42
22	4254	B7 V	6.4	146 1	136 89		ED 231 30
23	4728	B1 V	7.9	108 2	295 15	121 28	CD 357 2
24	06133N2319	B9 II	7.2	87 60	59 63		AE 7 76
25	06177N0857	B8	9.1	154 22	87 23		AG 49 60
26	06230S0442	B2	5.0	256 77	231 81		AE 183 43
							AP 204 14
							CE 111 56

1	2	3	4	5	6	7	8
27	5165	06	6 ^m 8		319° 7"	288° 12"	AE 197° 13"
28	06306N0523	B0 V	8.3	106 30"	50 40		BC 3 34
29	5316	B3 V	7.9	310 21			BC 229 12
30	5322	07	4.8	209 3	13 17	308 41	
31	07028S4210	B9	7.1	213 57	40 72		
32	5977	09 III	4.4	90 8	79 14	74 85	
33	6012	B8 III	5.6	315 15		3 15	
34	07300S4900	B6 V	8.5	328 15	88 26		
35	07337S3445	B8 V	5.6	118 0.2	87 0.4		
36	07365S4949	B3	7.2	17 15	216 23		
37	07510S5039	B9	8.7	213 17	43 28		
38	08065S4703	WC 7	2.2	220 41	151 62		
39	08074S3531	B9	9.4	125 16	175 15		
40	08216S4359	09 II	8.6	46 12	301 19		
41	08351S4625	B9	8.5	254 14	38 15		
42	08357S4552	B1 V	9.0	259 4	156 11	247 34	AE 178 39 AF 268 55 AG 166 71
43	08535S4252	B3 V	7.6	46 3	2 43	240 48	
44	09017S5556	B5 V	7.6	126 1	263 14	296 36	
45	09218S4751	B9	8.9	337 26	16 13		
46	10408S5850	B	8.8	353 8	148 9		
47	10412S5910	03 V	8.5	317 1	74 1		AP 195 0.2 AE 60 14 AF 41 14 AG 67 38 AH 17 61 AQ 315 1
48	11106S6043	WN5	10.2	98 1	75 2	259 3	AE 351 4
49	11596S6126	B8 Ib	7.7	149 23	18 25		
50	13537S4644	B9	9.5	314 8	110 9	259 9	
51	14204S5911	B0 I	8.8	262 20			BC 116 9
52	15075S5842	B2 Ia	8.2	349 13	312 18	266 14	
53	15464S6027	B5 III	6.5	97 1	51 44	257 49	
54	16114S5009	B9	8.6	273 6	155 10		
55	16322S4909	B1 IV	9.2	71 31			AP 170 13
56	16338S4834	07	5.7	14 2	266 10	160 13	AE 15 14
57	16365S4719	B5	9.0	210 7	150 8		

1	2	3	4	5	6	7	8
58	16500S4021	06	7.2		252° 8"	238'16"	
59	16562S5056	B8	8.8	284°16"	243 13	152 28	AE 256 42 AF 204 61
60	17282S3231	07	5.7	102 5	83 13		
61	17565S2415	B3	6.9	95 2	27 36	197 28	
62	18048S1647	B0 II	8.8	292 19	353 29		AP 310 15
63	18059S1607	B ^o	9.6	273 26	20 5		BC 233 7 CD 10 8
64	11169	B8 Ia	4.0	258 17		312 48	AE 115 50
65	11168	B3	9.2	122 8	239 14		
66	11193	B2 IIb	8.3	359 18	87 31	192 58	AP 199 12 AQ 67 22
67	11745	B7 V		149 46			AE 318 67
68	12696	B5 V	6.3	128 21			AE 289 25 AF 18 72 AG 88 76
69	13117	B5 V	6.5	22 10	175 16		
70	13292	B2 II	9.3	100 18	164 12		
71	13312	05 f	7.2	179 2	328 42	172 29	BC 329 44
72	13374	WN5	7.0	61 6	26 8	300 11	AE 107 28 AF 28 36
73	13410	B9	7.8	103 12	263 47	249 72	
74	13626	B1 III	8.5	103 19			AP 156 4 AQ 158 9 AR 332 19 BC 49 17 BT 163 7
75	13783	B9	6.6	256 43			AP 262 23 BC 70 19
76	14526	B0 p	4.9	352 20	141 27	220 38	
77	14682	B9 V	5.8	316 4	226 58	67 74	
78	14831	B2 Ve	4.4	220 15	177 21		BC 137 14
79	14969	B0 Ib	5.8	30 33	98 54		
80	15184	05	5.8	121 12	339 20		CD 325 30
81	15383	B6 Vp	5.8	93 20	325 24		
82	15679	B9	6.8	110 27			BC 164 23
83	15847	B5 III	5.4	19 6	221 10		
84	15095	B Ve	6.8	185 22	169 49	144 82	CD 116 42

1	2	3	4	5	6	7	8
85	16381	B2 IV	5 ^m 5	344'28"	48'63"		CB 252 56
86	16474	B8 p	6.6	52 22	260 57	95°40"	
87	16795	B3	4.9	337 2	269 76		AE 114 43 AF 338 67 AG 348 67 CD 222 1

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

ГАЛАКТИКИ С UV КОНТИНУУМОМ, ИМЕЮЩИЕ ДВОЙНЫЕ И КРАТНЫЕ ЯДРА. II

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 28 декабря 1977

На основе просмотра пластинок, полученных на 0.5 и 2.6-м телескопах Бюраканской обсерватории, а также 6-м телескопе САО АН СССР показано, что среди галактик с ультрафиолетовым избытком встречаются объекты с двойными и кратными ядрами. Частота встречаемости таких объектов значительно выше, чем среди других галактик. С этой точки зрения они имеют наиболее активные ядра. Приведен список и представлены фотографии таких галактик из первых восьми списков объектов с ультрафиолетовым избытком и дано их описание. Наблюдательные данные указывают, что в среднем с увеличением расстояния между компонентами ядер увеличивается и их яркость и вместе с этим, в них появляются также структурные детали.

Введение. В первой работе двух авторов настоящей статьи [1] было обращено внимание на тот факт, что среди галактик Маркаряна встречаются четыре разновидности.

В [1] были рассмотрены объекты первого типа, представляющие из себя сверхассоциации, физически связанные с близлежащими галактиками. При поисках сверхассоциаций среди галактик Маркаряна было обращено внимание на существование значительного числа объектов с двойными ядрами.

В настоящей статье рассмотрены эти галактики второго типа, имеющие двойные и кратные ядра. Детальное изучение ядер таких галактик представляет большой интерес и может значительно продвинуть наши представления о природе и эволюции активных галактик.

Наблюдательный материал и результаты. Основной наблюдательный материал, использованный в настоящей работе, получен на трех телескопах: 6-м телескопе (50 пластинок), 2.6-м (207) и 0.5-м (565) телескопах Бюраканской обсерватории. Были использованы эмульсии Kodak IIaO,

103aO и Zu-2. Экспозиции были выбраны таким образом, чтобы выделить в основном структуру центральных частей. Всего наблюдается 620 галактик из первых восьми списков галактик с ультрафиолетовым избытком. Из них у 59 галактик обнаружены двойные ядра. Отбор галактик производился по снимкам 0.5-м телескопа, а также по описаниям Маркаряна, который иногда характеризует галактики как вытянутые и возможно двойные.

Данные о галактиках с двойными и кратными ядрами собраны в табл. 1. Кроме номеров галактик по [2—9] в табл. 1 приведены также их лучевые скорости и абсолютные яркости галактик Маркаряна, а также видимые фотографические величины отдельных компонентов ядер („a“, „b“ и т. д.), оцененные глазомерно. В большинстве случаев эти яркости занижены, в особенности для сгущений диффузного вида. Далее в табл. 1 приведены абсолютные фотографические величины компонентов ядер (при постоянной Хаббла $H=75$ км/сек на Мпс), их размеры и взаимное расстояние в секундах дуги и в килопарсеках.

Наиболее интересные фотографии галактик с двойными и кратными ядрами приведены в конце статьи. На фотографиях сгущения обозначены в соответствии с табл. 1. Поскольку при воспроизведении фотографий основное внимание было уделено тому, чтобы возможно более четко выявить именно кратность ядра, а не всю структуру галактики в целом, в описаниях приводятся также некоторые сведения о внешней структуре галактик.

Описание согласно снимкам 2.6-м телескопа приводится под обозначением «А», а 6-м телескопа под обозначением «Б». В отдельных случаях приводится также описание по снимкам 0.5-м телескопа и по Паломарским картам (ПК).

Маркарян 20=МКГ 12—9—41: Б. Галактика с перемычкой с тремя сгущениями, расположенными на одной линии. Среднее сгущение — самое яркое и самое большое по размерам.

Маркарян 47: Б. Наблюдаются два сгущения, из которых западное имеет очень низкую поверхностную яркость. Оба сгущения вытянуты по направлению друг к другу и связаны друг с другом дугой. Никаких внешних деталей не видно.

Маркарян 60: По [2] двойная система. Находится в скоплении галактик в Волосах Вероники и согласно красному смещению является членом скопления. На ПК оба компонента имеют голубой цвет. А: западный компонент, отмеченный в [2], более вытянут.

Маркарян 66=МКГ 10—19—72: А. Центральная часть галактики состоит из двух сгущений, которые не очень четко разрешаются. Отмечен

Таблица 1

№№ объектов по [2-6]	v_r	$M_{\text{гг}}$ галактик	$m_{\text{гг}}$ компонен- тов	$M_{\text{гг}}$ компонен- тов	Размеры компонентов		Расстояние между компонентами	
					угловые	линейные (кпс)	угловые	линейные (кпс)
1	2	3	4	5	6	7	8	9
20	3614	$-18^{\text{m}}4$	a: $17^{\text{m}}0$	$-16^{\text{m}}3$	2.1	0.5	ab: 2.6	0.6
			b: 17.8	-15.5	1.4	0.3	ac: 3.9	0.9
			c: 18.2	-15.1	1.4	0.3	bc: 6.5	1.4
47	5930	-18.9	a: 16.2	-17.2	2.3	0.9	ab: 13.0	5.0
			b: 17.1	-16.3	2.7	1.1		
60	5156	-18.8^{**}	a: 16.5	-17.7	4.3	1.4	ab: 16.8	5.6
			b: 17.0	-17.2	3.3	1.1		
66	6807	-19.4	a: 17.0	-17.8	4.5	2.0	ab: 3.3	1.4
			b: 17.5	-17.3	3.3	1.4	ac: 7.8	3.4
			c: 18.0	-16.8	2.9	1.3	bc: 11.0	4.9
68	5202	-18.0	a: 17.0	-17.2	15.0	5.0	ab: 20.1	6.8
			b: 17.0	-17.2	6.2	2.1		
96	7090	-19.6	a: 16.0	-18.9	5.4	2.4	ab: 3.5	1.6
			b: 18.7	-16.2	3.0	1.4		
101	4790	-19.8	a: 18.0	-16.0	4.7	1.4	ab: 2.8	4.9
			b: 19.2	-14.8	5.9	1.8		
110	10800	-19.8	a: 17.4	-18.4	4.5	3.1	ab: 6.2	4.3
			b: 17.9	-17.9	3.3	2.3		
111	3750	-19.1	a: 17.8	-15.7	4.9	1.2	ab: 8.1	2.0
			b: 17.6	-15.9	3.5	0.9		
116	764	-13.8	a: 17.1	-13.1	4.9	0.3	ab: 7.0	0.4
			b: 18.2	-12.0	3.3	0.2		
121	6610	-18.8^{**}	a: 16.0	-18.8	4.9	2.1	ab: 13.3	5.8
			b: 15.5	-19.3	4.1	1.8		
147	7033	-19.4	a: 18.2	-16.7	3.0	1.4	ab: 4.9	2.2
			b: 18.0	-16.9	1.9	0.8		
159	8100	-20.5	a: 18.0	-17.7	2.0	1.1	ab: 1.3	0.7
			b: 18.0	-17.7	1.9	1.0		
180			a: 15.0		3.4		ab: 6.0	
			b: 16.0		2.1			
186	690	-16.1	a: 16.4	-13.4	3.7	0.2	ab: 3.6	0.2
			b: 17.4	-12.4	3.0	0.1	ac: 10.4	0.5
			c: 18.3	-11.5	2.5	0.2	bc: 6.9	0.3

1	2	3	4	5	6	7	8	9
194	15622	-21 ^m 1	a:16 ^m 6 b:17.6	-20 ^m 0 -19.0	2.6 2.6	2.6 2.6	ab:3.3	3.4
212	6900 7200	-19.8	a:16.5 b:16.5	-18.3 -18.3	5.9 5.5	2.6 2.5	ab:11.6	5.2
219	3097	-17.5	a:18.0 b:18.5 c:18.7	-15.1 -14.6 -14.4	6.2 4.3 2.1	1.2 0.9 0.4	ab:7.6 ac:9.8 bc:7.2	1.5 2.0 1.2
224	1274	-15.0	a:18.6 b:19.0 c:19.2 d:19.6	-12.6 -12.2 -12.0 -11.6	2.2 2.1 1.9 1.4	0.2 0.2 0.2 0.1	ab:3.2 bc:7.6 dc:8.6 ac:4.4 db:2.7 ad:6.1	0.3 0.6 0.7 0.4 0.2 0.5
237	9668 9368	-20.5	a:17.6 b:18.6	-18.0 -17.0	1.7 1.3	1.0 0.8	ab:3.0	1.8
238	15000	-19.3**	a:17.6 b:18.6	-18.9 -17.9	3.5 4.5	3.4 4.4	ab:15.0	14.5
262	9000 9000	-18.9	a:19.0 b:19.3	-16.4 -16.1	2.1 0.8	1.2 0.5	ab:3.6	2.1
266	8340 8130	-21.2	a:17.5 b:17.8	-17.8 -17.5	4.1 4.1	2.2 2.2	ab:11.9	6.5
280	11200	-20.4	a:17.5 b:17.2	-18.4 -18.7	1.4 1.8	1.0 1.3	ab:3.7	2.7
281	2349	-19.9	a:18.0 b:16.9 c:16.6	-14.5 -15.6 -15.9	2.1 4.0 4.0	0.3 0.6 0.6	ab:4.3 ac:5.9 bc:10.2	0.6 0.9 1.6
296	4896	-18.2	a:17.0 b:17.3 c:17.8	-17.1 -16.8 -16.3	3.7 3.5 4.1	1.2 1.1 1.3	ab:5.3 ac:10.3 bc:5.3	1.7 3.2 1.7
306	5700	-19.4	a:18.3 b:18.0	-16.1 -16.4	3.0 3.6	1.1 1.3	ab:5.8	2.2
314	2224	-18.2	a:17.8 b:18.1 c:17.5	-14.6 -14.3 -14.9	5.1 3.5 3.1	0.7 0.5 0.4	ab:3.5 ac:7.6 bc:3.7	0.5 1.1 0.5
370	860	-16.4	a:17.2 b:16.7	-13.1 -13.6	4.4 3.8	0.2 0.2	ab:3.9	0.2
374	13200	-20.7	a:16.8 b:17.4	-19.4 18.8	3.4 2.6	2.9 2.2	ab:6.7	5.7

1	2	3	4	5	6	7	8	9
386	3604	-20 ^m 0	a:14. ^m 7 b:15.0	-18. ^m 7 -18.4	6.8 9.0	1.6 2.1	ab:12.5	2.9
480	5400	-19.8	a:15.0 b:15.6	-19.3 -18.7	9.4 6.8	3.3 2.3	ab:8.9	3.1
496	8898	-20.4	a:15.8 b:16.3	-19.6 -19.1	5.1 4.1	2.9 2.3	ab:6.2	3.5
544	7350	-19.5	a:18.2 b:18.6 c:18.2	-16.8 -16.4 -16.8	2.0 3.5 2.9	1.0 1.6 1.4	ab:3.7 ac:5.9 bc:2.0	1.7 2.8 1.0
551	14998	-20.5	a:18.2 b:18.8	-18.3 -17.7	6.0 4.0	5.8 3.9	ab:11.3	10.9
553	4650	-17.5	a:17.0 b:17.0	-17.0 -17.0	2.5 2.4	0.8 0.7	ab:2.9	0.9
568	5550	-18.9	a:18.2 b:17.8	-16.2 -16.6	3.5 2.0	1.2 0.7	ab:4.4	1.6
600	990	-15.1	a:18.0 b:20.0 c:20.5	-12.1 -10.1 -9.6	3.1 2.6 2.0	0.2 0.2 0.1	ab:5.2 ac:2.6 bc:2.4	0.3 0.2 0.2
608	2730	-18.3	a:17.0 b:17.0	-15.8 -15.8	6.8 6.0	1.2 1.0	ab:7.0	1.2
617	4959	-20.3	a:16.7 b:17.1 c:18.5	-17.4 -17.0 -15.6	4.2 3.2 3.8	1.4 1.0 1.2	ab:6.0 ac:10.6 bc:10.7	1.9 3.4 3.4
665	7915	-18.6 ^{*b}	a:17.2 b:16.2	-18.0 -19.0	4.7 4.5	2.4 2.3	ab:20.5	10.6
673			a:16.2 b:16.2		5.1 5.3		ab:5.3	
685	4571	-19.0	a:16.8 b:17.8 c:18.3	-17.1 -16.1 -15.6	3.9 3.8 2.7	1.1 1.0 0.8	ab:3.7 ac:5.9 bc:3.1	1.1 1.8 0.9
686	4367	-20.6	a:16.3 b:16.6	-17.5 -17.2	4.3 6.4	1.2 1.8	ab:12.7	3.6
708			a:16.6 b:17.4		5.7 2.2		ab:14.8	
710			a:16.5 b:18.5		4.6 2.7		ab:11.1	
712			a:17.5 b:17.8		4.3 2.9		ab:4.7	

1	2	3	4	5	6	7	8	9
721			a:16 ^m 5 b:17.5		4.9 3.3		ab:4.1	
729			a:16.0 b:16.5 c:16.3		3.9 4.3 2.5		ab:5.7 ac:4.7 bc:4.7	
731			a:17.0 b:17.5		3.9 3.9		ab:4.1	
739	9000	-19 ^m 9	a:16.2 b:17.0	-19 ^m 2 -18.4	4.1 5.3	2.4 3.1	ab:6.6	3.8
740			a:16.5 b:17.0 c:17.2		5.1 5.3 3.3		ab:9.8 ac:23.5 bc:12.7	
741			a:16.7 b:16.7 c:16.2 d:16.0		4.9 4.3 5.1 8.2		ab:4.3 ac:9.8 dc:15.6 ad:5.7 bc:5.5 bd:9.8	
743			a:15.8 b:15.8		2.9 2.5		ab:2.8	
773			a:17.5 b:17.5 c:16.0		6.2 5.7 4.3		ab:8.2 ac:7.8 bc:7.8	
777			a:16.5 b:17.0		4.7 6.2		ab:5.1	
786			a:15.0 b:15.0		5.6 5.1		ab:7.4	
788	7223 7151	-20.2	a:15.5 b:15.5	-19.4 -19.4	6.2 5.5	2.8 2.5	ab:24.0	11.0
789	9600	-21.0	a:16.0 b:18.0	-19.5 -17.5	4.9 2.9	3.0 1.7	ab:4.1	2.5

* Значения лучевых скоростей взяты из [10, 11, 14—16, 20, 21, 25, 26, 28, 30, 35—40].

** Данные относятся лишь к компоненту, являющемуся объектом Маркаряна.

ный в [2] спутник фактически можно считать третьим сгущением в галактике. Все три сгущения находятся в экваториальной плоскости галактики.

Маркарян 68: А. Восточный компонент является галактикой с двумя ядрами, окруженными общей оболочкой. Западный компонент является звездой.

Маркарян 96: Б. Галактика состоит из двух сгущений, окруженных яркой оболочкой. Хакра [10] также отмечает присутствие компонента илч звезды к северу от галактики.

Маркарян 101: Б. Галактика с перемычкой, в которой имеются два сгущения и в спиральных ветвях которой много слабых сгущений типа сверхассоциаций.

Маркарян 110: А. Состоит из двух звездообразных сгущений; юго-западное более яркое и вытянутое. Оба сгущения очень компактные. По описанию в [3] это тесная двойная система, компоненты которой на половину перекрывают друг друга. Компонент, расположенный на северо-востоке, выглядит звездой. Однако в [11] отмечено, что с помощью электронографа его центральная часть разрешается на двойное ядро. В [12] отмечено, что этот звездообразный объект не показывает ни сильной эмиссии, ни линий поглощения и может быть звездой фона.

Маркарян 111=МКГ 12—9—49: А. Пара голубых сгущений, очень асимметрично расположенных в галактике с перемычкой. Северное сгущение более диффузное и из него выходит хорошо очерченный рукав. Из южного, очень звездообразного сгущения, также выходит слабый рукав.

Маркарян 116=1 Zw 18: А. Состоит из двух хорошо разрешенных сферических сгущений. Согласно измерениям лучевых скоростей, произведенным Цвикки [13], разница в V_r около 150 км/сек. Двойственность отмечена в [3]. В [10] отмечена как спектрально-двойная.

Маркарян 121=МКГ 12—10—1: А. Очень тесная пара, состоящая из Маркарян 121 и вытянутого объекта, со звездообразным сгущением в центре, которое по размерам и яркости мало отличается от Маркарян 121. Быть может правильнее считать, что это не одна галактика с двумя ядрами, а двойная тесная система.

Маркарян 147: А. Напоминает галактику с перемычкой, в центральной части которой имеются два сгущения. Из яркого сгущения выходит мощный рукав, который огибает центральную область. Согласно [14],

эмиссия приходит из двух областей, расстояние между которыми $5''$. В [13] отмечена как двойная система. Составляет широкую пару с галактикой, находящейся на юго-западе и имеющей очень вытянутую эллиптическую форму со звездообразным ядром в центре. В [15] отмечен как возможно двойной объект.

Маркарян 159: Б. Галактика с перемычкой с двумя диффузными сгущениями в центре. Из каждого сгущения в противоположные стороны выходят спиральные рукава. Согласно [14] имеет только непрерывный спектр, а в [3] описана как сфероидальная галактика. К южному компоненту с юга тесно примыкает яркая звезда.

Маркарян 180 = VII Zw 412: Б. Состоит из двух сгущений, по внешнему виду очень похожих друг на друга и по виду почти не отличающихся от звезд. В спектре Маркарян 180 линии не обнаружены и ее относят к объектам типа BL Lac [11, 16]. Цвикки характеризует эту галактику как красный диффузный объект в контакте то ли со звездой, то ли с галактикой. Согласно Шрамеку и Товмасыну [17] объект имеет радиоизлучение*.

Маркарян 186 = NGC 3870: Б. В экваториальной плоскости галактики расположены три сгущения, которые находятся на одной линии. Одно из них отстоит дальше, а два очень близки друг к другу и почти сливаются. Вне экваториальной плоскости галактики имеется еще одно сгущение, по-видимому, сверхассоциация.

Маркарян 194 = VII Zw 433: Б. В центральной части галактики видны два четко разделяющихся сгущения. Северо-западное из них более звездообразное и яркое. Оба сгущения окружены общей оболочкой. В [14] также отмечается наличие двух звездообразных компонентов, причем наиболее яркий из них имеет голубой континуум.

Маркарян 212 = I Zw 37 = VV 737: Б. Два ярких звездообразных сгущения, похожих на запятые, связаны между собой очень слабой перемычкой. Восточный компонент, более яркий, является объектом Маркаряна. Согласно [15] красное смещение более компактного сгущения на 0.001 больше, чем у слабого.

Маркарян 219: А. Состоит из трех сгущений, северное из которых отстоит дальше и слабо связано с остальными двумя.

* Когда статья была готова для опубликования, нам удалось получить спектр Маркарян 180 в первичном фокусе 6-м телескопа на спектрографе СП-160. Оказалось, что южный компонент является звездой.

Маркарян 224=МКГ 8—33—92: Б. Очень вытянутая галактика, в экваториальной плоскости которой хорошо выделяются три сгущения и еще одно, меньшей яркости, расположено вне перемычки. Все три сгущения имеют вытянутую форму. В [15] отмечена как пара объектов со слабым непрерывным спектром и очень сильной H_1 .

Маркарян 237=МКГ 8—24—24: Б. Два компактных сгущения различной яркости, окруженных довольно яркой общей оболочкой. Из каждого сгущения в противоположные стороны выходят спиральные рукава. Составляет пару с галактикой, находящейся восточнее. Согласно [4] — взаимодействующая пара. Восточная галактика имеет продолговатую аморфную форму, в ней не наблюдаются структурные детали. Согласно [15] пара объектов с несколько различными красными смещениями, причем у более яркого и компактного оно несколько больше.

Маркарян 238=МКГ 11—16—8=VV 605: А. Двойная система, состоящая из яркого сгущения (объект Маркаряна) и галактики с перемычкой, находящейся севернее, в которой наблюдается звездообразное ядро галактики.

Маркарян 262: Б. Галактика имеет вид очень открытой спирали с перемычкой, видимой сбоку, в плоскости которой видны два сгущения.

Маркарян 266=NGC 5256: А. Галактика с перемычкой, с двумя очень яркими сгущениями на ее концах. Перемычка сама довольно интенсивна. Восточное сгущение компактнее и звездообразнее, чем западное. Из каждого сгущения выходят по спиральному рукаву, длинный и развитый у западного и короткий и туго скрученный у восточного. В [10] считается как взаимодействующий двойной объект.

Маркарян 280=МКГ 5—33—28: А. Является членом тесной двойной системы и представляет собой спиральную галактику с перемычкой. Сгущения расположены на концах перемычки. Спиральные рукава довольно раскрученные и симметричные.

Маркарян 281=NGC 5383: А. Галактика очень сложной структуры. Имеет перемычку очень больших размеров, разделенную на две полосы, по-видимому, пылевым облаком. В центре большой перемычки наблюдается еще одна перемычка, с тремя сгущениями, расположенными на одной линии. Два крайних сгущения примерно одинаковой яркости, ярче среднего сгущения. Галактика была детально исследована Бэрбиджами [19] и помещена в атласе Хаббла [18].

Маркарян 296: А. Состоит по крайней мере из трех сгущений. Среди сгущений южное—наиболее голубое и яркое. Все три сгущения окружены общей оболочкой и образуют продолговатое тело, из северной части которой выходит струя.

Маркарян 306=МКГ 3—57—15: Б. Галактика с перемычкой, в которой имеются два сгущения: одно очень компактное, маленьких размеров, с высокой поверхностной яркостью, другое — больших размеров и диффузное. На этот объект в свое время обратил внимание Хачикян [21]. На продолжении одного из рукавов расположен Маркарян 305, компактный, сфероидальный объект.

Маркарян 314=NGC 7468: А. Состоит из трех сгущений. Северное сгущение самое компактное. Все три сгущения находятся в продолговатом диффузном облаке, из противоположных концов которого выходят голубые выбросы. Двойственность заметна даже на снимках 21" телескопа. Согласно [22] и [23] галактика имеет радиоизлучение. В [10] также отмечено наличие трех сгущений.

Маркарян 370=NGC 1036: Б. Только благодаря снимкам, полученным на 6-м телескопе, удалось выявить наличие двух сгущений в центральной части галактики, напоминающей галактику с перемычкой. Северо-восточное сгущение более яркое и, возможно, является звездой. Объект на юго-востоке является звездой.

Маркарян 374=МКГ 9—12—16: А. Состоит из двух компактных сгущений. Б. Восточное сгущение очень звездообразное, ярче и окружено оболочкой. Согласно [24] слабое сгущение, вероятно, является звездой. В [25] отмечается как восточный компонент взаимодействующей системы. В спектре западного компонента линии не обнаружены. Согласно [12] галактика имеет два почти звездообразных центральных сгущения и показывает спиральную или кольцевую структуру.

Маркарян 386=NGC 2565: Б. Два сгущения в галактике с перемычкой, окруженные тонким, диффузным эллипсоидообразным кольцом. Южное сгущение более звездообразное, морфологически как будто не связано с галактикой и имеет очень голубой цвет.

Маркарян 480=NGC 5860=I Zw 102: Б. Очень четко разрешается на два сгущения. Северное сгущение более сферическое и имеет слабый выступ к северу. Южное — имеет очень яркое звездообразное ядро, погруженное в вытянутую оболочку. Оба сгущения имеют высокую поверхностную яркость. В [13] галактика также отмечена как двойная.

Маркарян 496=NGC 6090=I Zw 135=VV 626: А. Состоит из двух сгущений, одно из которых сферическое, а другое—вытянутое. Согласно [10]—спектрально-двойная. Согласно [26]—тесный двойной объект, спектры компонентов которого, вероятно, очень похожи, причем восточное, более яркое сгущение имеет красное смещение несколько больше, чем западное.

Маркарян 544: Б. Галактика с перемычкой, состоящая минимум из пяти сгущений.

Маркарян 551: А. Состоит из двух компонентов, причем от каждого из них выходит по одному спиральному рукаву. Б. Компонент «b» (см. рис.) состоит из четырех сгущений. Компонент «a» состоит из ядра, половинки перемычки и спирального рукава. Согласно Цвикки [13] лучевые скорости компонентов мало отличаются друг от друга.

Маркарян 553: А. В слабой вытянутой полоске наблюдаются два сгущения, которые слабые и плохо разрешаются.

Маркарян 568: А. Галактика с перемычкой, в которой расположены два сгущения.

Маркарян 600=МКГ 1—8—8: А. Галактика с перемычкой, в которой на одной линии расположены три сгущения. Крайние сгущения ярче среднего. По структуре центральной части похожа на галактику Маркарян 283. Северное сгущение компактнее и больше по размерам, южное — вытянуто. На продолжении южного спирального рукава расположены еще два сферических сгущений, представляющие из себя, по-видимому, сверхассоциации.

Маркарян 608=NGC 1321: Б. Эллиптическая галактика с ярким, большим по размерам и диффузным ядром, которое не расположено точно в центре оболочки. На востоке находится звездообразный объект. Оболочка больше прослеживается с западной стороны и создается впечатление, что она берет начало у звездообразного компонента.

Маркарян 617=NGC 1614=II Zw 15: Б. В галактике два ярких сгущения: восточное — более компактное и звездообразное, а западное — вытянутое и диффузное. Из сгущений выходят спиральные ветви разной структуры. Восточная ветвь гладкая, а западная — ломаная. На последней имеется еще одно звездообразное сгущение, слабее, чем первые два. Из него выходит прямая струя, с двумя очень слабыми сгущениями. Согласно

[27] лучевая скорость этой галактики равна 6706 км/сек, а по [28] — 4720 км/сек. Галактика имеет довольно сильное инфракрасное излучение.

Маркарян 665=NGC 5421=I Zw 78: А. Двойная система, состоящая из яркого сгущения и галактики с перемычкой (объект Маркаряна), с очень звездообразным ядром. Яркое сгущение, у которого очень звездообразный вид, расположено на продолжении перемычки, но вне галактики. По виду оно похоже на ядро галактики, из перемычки которой выходят хорошо развитые спиральные рукава, в северном из которых имеется голубое сгущение типа сверхассоциаций «с» (см. рис.). Яркое сгущение и сверхассоциация находятся на одинаковом расстоянии от ядра.

Маркарян 673=NGC 4397: А. Галактика с перемычкой с двумя сгущениями. Северо-западный компонент более компактный и резкий по краям. Южный спиральный рукав очень развит и на его продолжении находится очень слабая спиральная галактика, связанная с рукавом.

Маркарян 685=Haro 42=МКГ 5—36—41: А. Центральная часть состоит из трех тесно расположенных сгущений. От наиболее яркого сгущения, которое по [10] может быть звездой, на запад тянется рукав со сверхассоциацией. Согласно [20] в этой галактике имеются две системы скоростей. Для яркого компонента лучевая скорость равна 4512 км/сек, для слабого же 4376 км/сек. Эмиссионные линии чрезвычайно сильные.

Маркарян 686=NGC 5695: А. В галактике с перемычкой имеются два сгущения. Одно из них расположено точно в геометрическом центре перемычки, а другое находится на кольце, окружающем перемычку. Из первого сгущения перпендикулярно перемычке выходит одинокий рукав в сторону, диаметрально противоположную от второго сгущения. В [10] подозревается, что второе сгущение является звездой.

Маркарян 708=NGC 2966: А. Очень вытянутая галактика с перемычкой, в которой имеются два сгущения, связанные друг с другом струей. Меньшее по размерам сгущение—звездообразное. От него к востоку тянется прямая и длинная струя.

Маркарян 710=NGC 3049: А. Галактика с перемычкой, окруженная кольцом. В центре перемычки имеются два сгущения, связанные струей. Одно из них звездообразнее и слабее по яркости. Второе сгущение — грушевидное и, по-видимому, в свою очередь состоит из двух сгущений.

Маркарян 712=МКГ 3—26—3: А. В экваториальной плоскости сильно вытянутой галактики с перемычкой имеются два одинаково вытянутых

сгущения. Западное из них более компактное и меньше по размерам. Вся галактика по форме напоминает очень открытый интеграл.

Маркарян 721=IC 606: А. Галактика имеет неправильную форму с двумя сгущениями, одно из которых расположено в центральной части и сравнительно яркое и большое. На северо-западе расположено второе сгущение, более компактное и меньших размеров, связанное с центральным сгущением очень мощной дугой.

Маркарян 729=МКГ 2—29—6: А. Содержит два диффузных, несколько вытянутых сгущения. Из северного сгущения, большего по размерам и по яркости, выходит широкий и диффузный спиральный рукав. Имеется еще третье сгущение — самое компактное и малое по размерам и расположенное западнее первых двух.

Маркарян 731=IC 676: А. Вся галактика имеет вид очень открытого интеграла, в центральной части которого имеются два звездообразных сгущения. На конце северной спирали расположено еще одно сгущение, вероятно, сверхассоциация.

Маркарян 739=NGC 3758: А. В центре галактики расположены два сгущения, связанные перемычкой. Восточное сгущение более компактное, с высокой поверхностной яркостью, западное сгущение более расплывчатое и имеет низкую поверхностную яркость. От восточного сгущения к северу идет прямая струя. От западного к юго-западу также выходит струя, в которой имеется слабое сгущение.

Маркарян 740: А. Является одним из компонентов тройной системы, расположенной примерно на одной линии. Объект, находящийся в центре, как будто имеет спиральную структуру. Западный объект звездообразный.

Маркарян 741=МКГ 4—28—2: А. Галактика представляет собой струю, в которой расположены четыре сгущения. Центральные два имеют небольшие размеры и звездообразные, а внешние два — несколько вытянутые и более яркие.

Маркарян 743=NGC 3773: А. В центре галактики имеются два сгущения. Вне галактики, на линии, соединяющей эти сгущения, наблюдается третий, звездообразный объект.

Маркарян 773=NGC 4509: А. Галактика с перемычкой, в которой имеются два диффузных сгущения. Из концов перемычки выходят спиральные рукава, содержащие на концах по одному сгущению. На юго-западе к ним примыкает звездообразный объект.

Маркарян 777: А. В центре галактики имеются два сгущения, северное из которых более компактное и малых размеров, а южное — вытянутое и имеет низкую поверхностную яркость.

Маркарян 786=NGC 5058: А. Галактика состоит из двух диффузных сгущений. Она больше прослеживается с северной стороны.

Маркарян 788=МКГ 3—34—25, 26: А. Состоит из двух сгущений, расположенных вдоль направления восток—запад. Восточный компонент почти сферический с заметным выступом с востока. Западный компонент вытянутый, эллиптической формы и имеет более низкую поверхностную яркость. Лучевые скорости компонентов почти равны [30].

Маркарян 789: А. Состоит в основном из двух сгущений, причем южное более конденсированное и по форме отличается от звезд.

Обсуждение. Как уже отмечалось выше, из 620 наблюдаемых объектов с ультрафиолетовым избытком 59 имеют двойные или кратные ядра. Следует особо отметить, что большинство галактик (565) было наблюдеено первоначально на 0.5-м телескопе, имеющем небольшой масштаб (114" в 1 м). Из них 25 галактик определенно оказались двухъядерными, а в 60 двухъядерная структура подозревалась. В дальнейшем при наблюдениях на 2.6-м и 6-м телескопах двухъядерность вышеотмеченных 25 галактик полностью подтвердилась, а из подозреваемых 60 объектов у 19 были обнаружены ядра, состоящие из двух и более сгущений. Из оставшихся около 480 объектов, в которых не были выявлены двойные ядра на 0.5-м телескопе, 15 галактик были сфотографированы на 2.6-м телескопе и среди них обнаружены двухъядерные галактики. Таким образом можно ожидать, что действительное число двухъядерных галактик среди наблюдаемых на 0.5-м Шмидте 565 галактик из первых семи списков Маркаряна должно быть больше. Это подтверждается наблюдениями объектов из 8-го списка галактик с ультрафиолетовым избытком, выполненными на 2.6-м телескопе. Из 55 более или менее случайно выбранных объектов из этого списка 15 обладают кратными ядрами.

Интересно сравнить частоту встречаемости галактик с кратными ядрами среди галактик, не обладающих ультрафиолетовым избытком. С этой целью рассмотрены галактики из каталога Шейпли—Эймз и галактики с высокой поверхностной яркостью из списка М. А. Аракеляна [31].

По данным [32] среди 711 исследованных галактик из каталога Шейпли—Эймз лишь у 10 галактик обнаружены кратные ядра, а из 164 галактик с высокой поверхностной яркостью, наблюдаемых нами на 0.5 м телескопе,

лишь три галактики (№ 353 = Аро 28, 504, 556) имеют двойные ядра. Эти данные, полученные лишь на 0.5-м телескопе, суммированы в табл. 2.

Таблица 2

Выборка галактик	Число наблюден- ных	Из них двойных	%
Галактики из Шейпли—Эймз	711	10	1.4
Галактики с высокой поверхностной яркостью	164	3	1.8
Галактики с UV-избытком	565	25	4.4

Отметим, что все 10 галактик из каталога Шейпли—Эймз, имеющих двойные ядра, являются спиральными галактиками, число которых среди 711 галактик составляет 579. С другой стороны, из трех галактик с высокой поверхностной яркостью, имеющих двойные ядра, одна — Аро 28 — является фактически галактикой с ультрафиолетовым избытком, а у № 556 = МКГ 2—56—27 второе ядро, вероятно, является красной звездой фона [31].

В [33] отмечено, что около 90 галактик из морфологического каталога галактик обладают двумя или тремя ядрами, но в табл. 2 они не включены, так как выявлены по картам Паломарского атласа. Отметим, что их число составляет около 0.3% общего числа галактик из этого каталога.

Таким образом, можно сделать вывод, что среди объектов нашей выборки, т. е. галактик с UV-континуумом, чаще чем среди других галактик встречаются галактики с двойными ядрами.

Если считать, что наличие кратных ядер свидетельствует, согласно В. А. Амбарцумяну [34], в пользу активности галактик, то можно считать, что и с этой точки зрения галактики с ультрафиолетовым избытком являются наиболее активными.

Представляет интерес проследить, как распределены галактики с кратными ядрами по типам резкости спектров согласно Маркарян [2—9].

Для этой цели, на основе наблюдений 565 галактик на 0.5-м телескопе, построена табл. 3.

Таблица 3

	Резкость спектра			
	s	sd	ds	d
Общее число галактик	134	125	102	204
Число галактик с кратными ядрами	7	7	5	6
Процент галактик с кратными ядрами	5.2	5.6	4.9	2.5

Рассмотрение табл. 3 приводит к заключению, что двойные и кратные ядра несколько реже встречаются среди галактик *d*. Однако данные табл. 3 не согласуются с наблюдениями объектов из восьмого списка, выполненными на 2.6-м телескопе (табл. 4).

Таблица 4

	Резкость спектра			
	s	sd	ds	d
Число галактик	14	14	15	12
Число галактик с кратными ядрами	1	4	5	5
Процент галактик с кратными ядрами	7.1	28.6	33.4	41.7

Здесь наибольшее число галактик с кратными ядрами встречается у галактик с диффузными спектрами — *d* и *ds*. Таким образом, правильнее было бы сказать, что кратность центральных сгущений почти одинаково часто встречается во всех типах, выделенных Маркаряном. По-видимому, решающую роль в этом вопросе играет все же наличие ультрафиолетового избытка, а не резкость спектра галактики. Однако окончательный вывод можно сделать лишь после получения более богатого однородного материала на больших телескопах.

Морфология. Примерно половина галактик из табл. 1 на пластинках 2.6-м телескопа показывает спиральную структуру с перемычкой. Рассматривая расположение сгущений в этих галактиках, можно заключить: а) сгущения, в основном, располагаются в перемычках и ни одно из них не находится в ее геометрическом центре (Маркарян 20, 66, 224, 741); б) при наличии трех компонентов один из них обычно слабее и располагается между яркими сгущениями (Маркарян 281, 314, 600); в) спиральные ветви объектов с кратными ядрами в большинстве случаев структурно не похожи друг на друга (Маркарян 212, 551).

В случае трех или четырех сгущений, они часто выстраиваются в цепочку, погруженную в диффузную оболочку (Маркарян 107, 186, 224, 281, 314, 600, 685). Своим расположением в галактике эти объекты сильно отличаются от иррегулярных *IrI* галактик (известных под названиями «гнезда»), где обычно не наблюдаются спиральные детали и распределение сгущений по галактике случайное (Маркарян 7, 8, 325).

Другой морфологической особенностью компонентов ядер является то, что в одной и той же галактике они не похожи друг на друга: чаще всего один из них слабее и компактнее. Возможно, что именно эти компактные сгущения в галактиках являются более интенсивными источниками ультрафиолетового излучения, в силу своего недавнего происхождения.

Для большинства исследованных галактик известны лучевые скорости, что дало возможность определить ряд физических параметров компонентов ядер. Учитывая то обстоятельство, что двойные и кратные ядра заметно отличаются по некоторым своим характеристикам, мы решили данные о них привести отдельно.

На гистограмме (рис. 1), построенной по данным табл. 1, приведено распределение абсолютных светимостей кратных (с кратностью больше двух) (а) и двойных (b) ядер. Абсолютные светимости компонентов кратных ядер меняются в пределах от -9^m до -18^m , причем большинство из них имеет светимость между -14^m и -17^m , тогда как светимости компонентов двойных ядер меняются в пределах от -12^m до -21^m . Большинство из них имеет светимость в интервале от -17^m до -19^m .

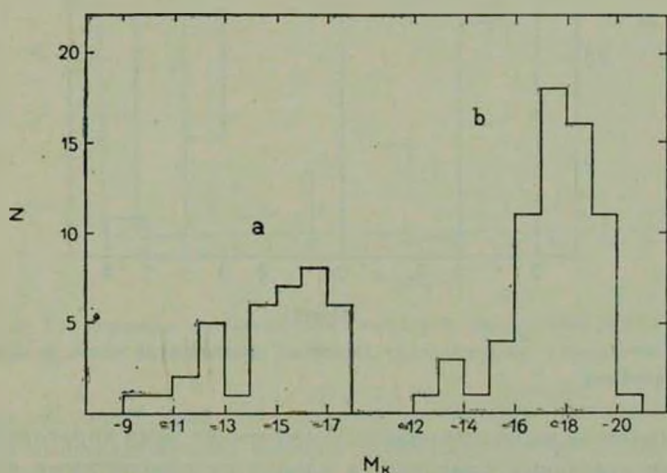


Рис. 1. Гистограммы распределения абсолютных величин компонентов-ядер: а—кратные ядра, б—двойные ядра.

Как видно из этих данных, некоторые сгущения по своим светимостям уступают даже средним ОВ-ассоциациям. С другой стороны отчетливо видно, что компоненты кратных ядер в среднем слабее, чем компоненты двойных ядер.

На двух других гистограммах (рис. 2) приведено распределение компонентов кратных (а) и двойных (б) ядер по размерам. Размеры сгущений оценены на оригинальных пластинках, полученных на 2.6-м и 6-м телескопах. Большинство компонентов кратных ядер имеет размеры до 1 кпс, в то время как размеры компонентов двойных ядер находятся в основном в пределах от 1 до 3 кпс.

Распределение взаимных расстояний компонентов приведено на гистограммах рис. 3 (а — для кратных, б — для двойных ядер). Большинство кратных ядер находится друг от друга на расстоянии до 2 клс, а двойных ядер — до 7 клс, причем, выраженного максимума в таком распределении не наблюдается.

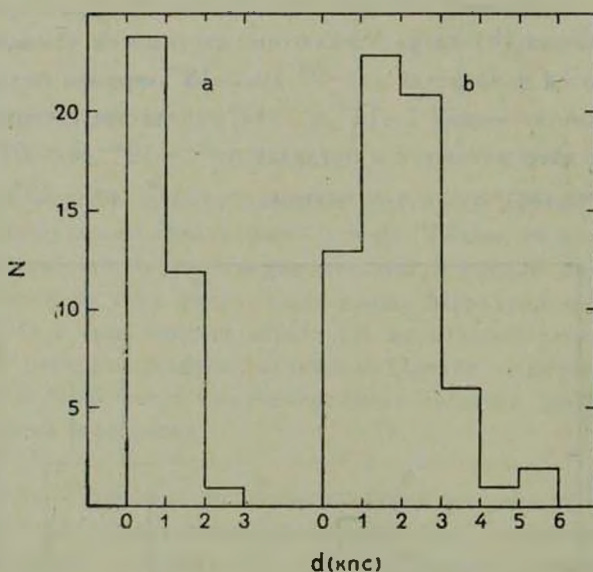


Рис. 2. Гистограммы распределения размеров компонентов-ядер: а—для кратных ядер, б—для двойных.

Представляется весьма интересной замеченная нами корреляция между расстояниями отдельных компонентов ядер и их абсолютными яркостями. Эта корреляция приведена на рис. 4.

Конечно, имеющийся наблюдательный материал пока не достаточен для уверенных статистических выводов, но нам кажется, что уже сейчас на основании рассмотрения рис. 3 и 4 можно сделать некоторые предварительные выводы:

1. Расстояние между компонентами кратных и двойных ядер в проекции меняется в довольно широких пределах, и очевидно, что их пространственное взаимное расстояние также различно. Встречаются как тесные кратные и двойные ядра, так и очень широкие пары.

2. С увеличением расстояния между компонентами ядер увеличивается и их яркость. Если предположить, что расстояние между компонентами как-то связано с возрастом и, следовательно, с эволюцией галактики, вообще говоря, мыслимы следующие две возможности эволюционного развития:

а) В начальной стадии образуются тесные двойные и кратные ядра, которые в дальнейшем постепенно расходятся (гипотеза В. А. Амбарцумяна), б) Сначала образуются широкие пары ядер, а затем они за время эволюции системы сближаются. Но не исключена и другая возможность, не связанная с эволюцией, а именно: компоненты ядер возникают и остаются на различных расстояниях друг от друга. Однако эта последняя возможность, как и (б) маловероятна ввиду корреляции, приведенной на рис. 4 (вывод 2).

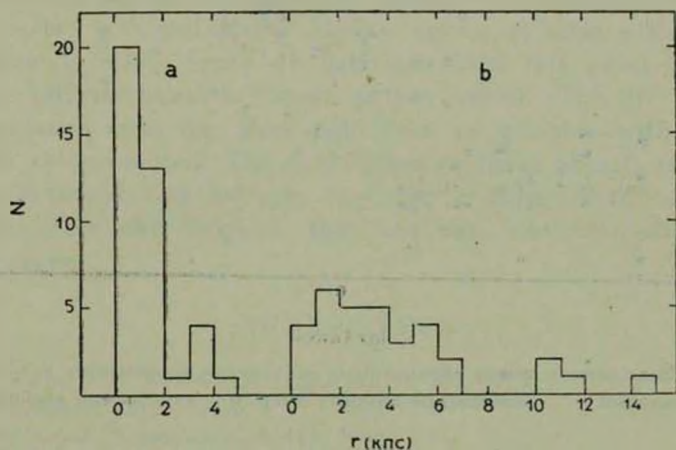


Рис. 3. Гистограммы распределения взаимных расстояний между компонентами ядер: а—для кратных ядер, б—для двойных.

Если эта корреляция подтвердится на большем наблюдательном материале, то вышеизложенные выводы можно будет считать обоснованными. Авторы имеют основание считать, что представленная на рис. 4 корреляция реальна, хотя и не свободна от влияния эффекта селекции. Однако подробная дискуссия об этом важном вопросе будет представлена отдельно, после получения дополнительного наблюдательного материала.

Отметим также следующее важное обстоятельство: увеличение расстояния между компонентами ядер коррелируется со все более частым появлением в них структурных деталей (филаменты, выбросы, спиральные рукава в зачаточном и недоразвитом состояниях и т. д.).

Две системы, составной частью которых являются Маркарян 238 и 665, а также Маркарян 551 и 788, имеют компоненты, расстояние между которыми превышает 7 кпс. В этих системах, по-видимому, разделение компонентов произошло давно, и в процессе эволюции они уже оформились во вполне самостоятельные системы. Интересно, что первые два объекта структурно схожи: они состоят из спиральной галактики и компактного

образования. Но в одном случае ультрафиолетовым избытком обладает спиральная галактика (Маркарян 665), а в другом — компактный объект (Маркарян 238).

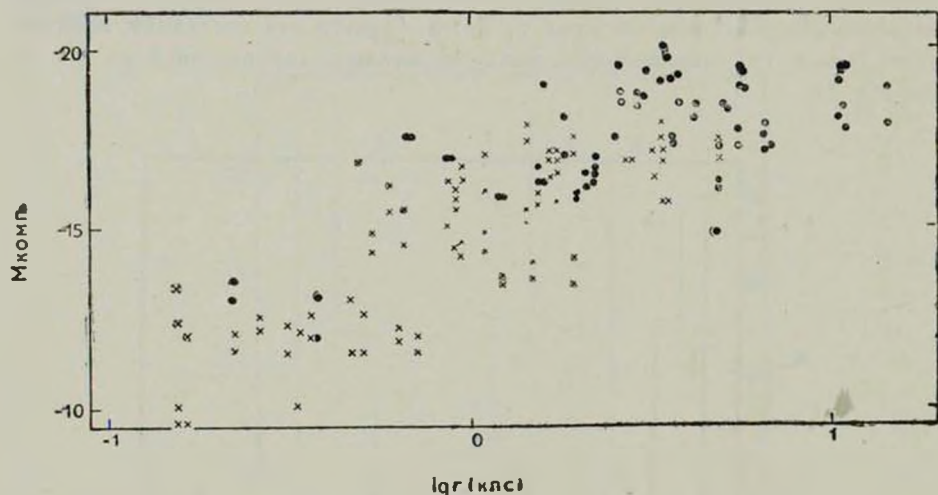


Рис. 4. Зависимость между абсолютными величинами компонентов ядер и их взаимными расстояниями. X — компоненты кратных ядер, ● — компоненты двойных ядер.

Представляется очень интересным тот факт, что среди галактик с двойными ядрами из нашего списка две являются сейфертовскими галактиками и оба первого типа — Sy1 (Маркарян 110 и 374). Двухъядерной является также сейфертовская галактика Маркарян 463, наблюдаемая с большим масштабом Адамсом [12]. Расстояние между компонентами ядра этой галактики, которая также является галактикой Sy1, равно 5.5 кпс.

Следует упомянуть также, что у галактик Маркарян 116, 180, 262, 266, 281, 314, 463 и 496 обнаружено радиоизлучение.

Таким образом, приведенные выше данные о двойных и кратных ядрах говорят скорее в пользу гипотезы о разделении первоначального плотного тела на отдельные компоненты, дальнейшее удаление их друг от друга и формирование отдельных структурных деталей.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE UV GALAXIES WITH DOUBLE AND
MULTIPLE NUCLEI. II

A. R. PETROSIAN, K. A. SAHAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

On the basis of surveying of plates obtained with 0.5 m and 2.6 m telescopes of the Byurakan Observatory as well as with 6 m telescope it is shown that among galaxies with strong ultraviolet continuum there are objects with double and multiple nuclei. The frequency of occurrence of such nuclei is significantly higher among galaxies with ultraviolet excess than in other types of galaxies. From this point of view the Markarian galaxies have the most active nuclei. The list and photos of such galaxies from the first eight lists of galaxies with ultraviolet continuum are presented. The description of these objects is given.

The observed data indicate that the remoter of the components from each other the brighter they are and also more structural details are seen.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
4. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
6. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
7. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 9, 487, 1973.
8. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 307, 1974.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 12, 389, 1976.
10. J. P. Huchra, *The Nature of Markarian Galaxies*, Thesis of Diss., 1977.
11. P. A. Wechsinger, *Observatory*, 96, No. 1013, 136.
12. T. F. Adams, *Ap. J. Suppl. ser.*, 33, 19, 1977.
13. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post Eruptive Galaxies*, Switzerland, 1971.
14. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
15. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972.
16. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
17. H. M. Tovmassian, D. Sramek, *Ap. J.*, 203, 323, 1976.
18. A. Sandage, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Institute Washington, 1961.
19. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, *Ap. J.*, 136, 704, 1962.
20. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1962.
21. E. Ye. Khachikyan, *Astron. Nachr.*, 297, 287, 1976.
22. D. Sramek, H. M. Tovmassian, *Ap. J.*, 196, 339, 1975.
23. H. M. Tovmassian, Y. Terzian, *P. A. S. P.*, 86, 649, 1974.

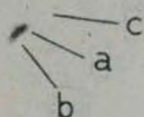
24. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, Ap. J., 192, 581, 1974.
25. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 177, 1972.
26. Э. К. Денисюк, Астрон. цирку. № 809, 1, 1974.
27. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.
28. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Д. Афанасьев, Астрофизика, 12, 665, 1976.
29. Du Puу, A. J., 75, 1143, 1970.
30. I. D. Karachentsev, V. Pronik, K. Chuvaeв, Astron. Astrophys., 41, 375, 1975.
31. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
32. Сообщ. Бюраканской обс., 47, 43, 1975.
33. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Симпозиум МАС № 29, Ерван, стр. 115, 1966.
34. V. A. Ambartsumian, Transaction of the IAU, 12B, 578, 1966.
35. L. W. Sargent, Ap. J., 159, 765, 1970.
36. Э. К. Денисюк, И. Г. Бабкин, Н. В. Синяева, Астрон. цирку., № 832, 2, 1974.
37. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К.-К. Чувасев, Астрофизика, 12, 189, 1976.
38. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 10, 315, 1974.
39. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 3, № 1, 7, 1977.
40. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 9, 319, 1973.

ФОТОГРАФИИ ОБЪЕКТОВ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ

Номера объектов приведены согласно спискам Маркаряна.

Масштаб : 1 мм ~ 2".

20



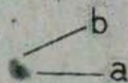
47



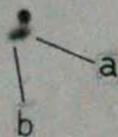
60



96



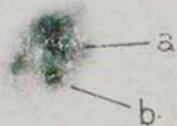
101



110



111



116



121



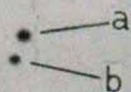
147



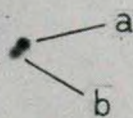
159



180



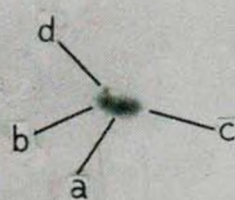
194



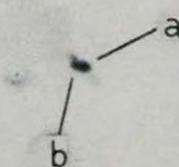
212



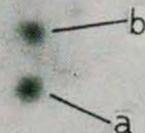
224



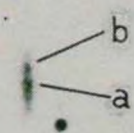
237



238



262



266



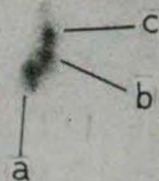
280



281



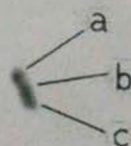
296



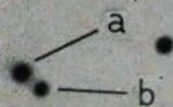
306



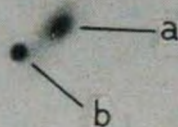
314



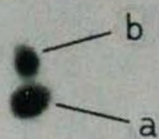
374



386



480



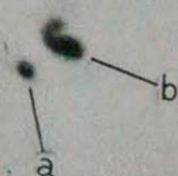
496



544



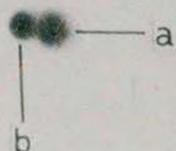
551



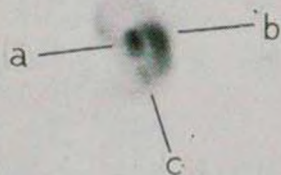
600



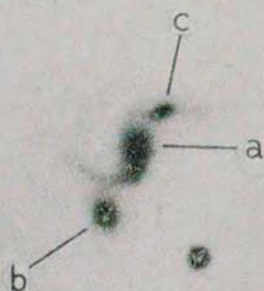
608



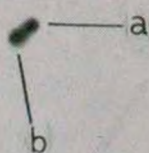
617



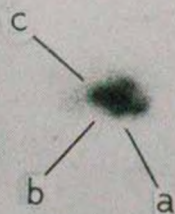
665



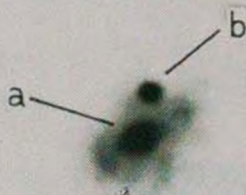
673



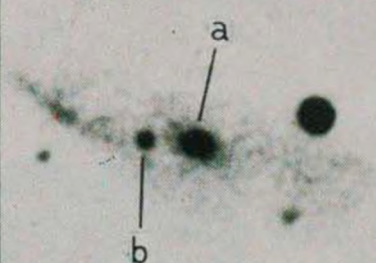
685



686



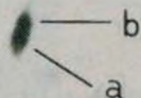
708



710



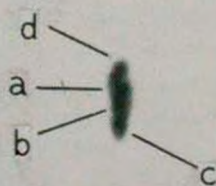
731

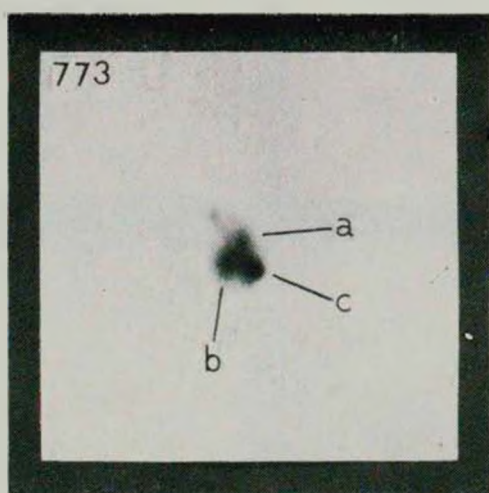


739



741





К ст. А. Петросяна, К. Саакян, Э. Хачикяна

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

СПЕКТРЫ НЕКОТОРЫХ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600

М. Г. МИНГАЛИЕВ, С. А. ПУСТИЛЬНИК, С. А. ТРУШКИН,
Р. М. КИРАКОСЯН, В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 1 августа 1977

Пересмотрена 10 декабря 1977

По результатам наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600 на волнах $\lambda \lambda$ 2.108, 3.9, 6.52, 13.0 см получены спектры некоторых переменных радиоисточников на эпохи 1976.25 и 1976.75. Обсуждается возможность применения полученных спектров для выбора оптимальных длин баз при наблюдениях на интерферометрах со сверхдлинными базами

Введение. В настоящее время одной из актуальных задач внегалактической радиоастрономии является исследование структуры компактных радиоисточников с помощью интерферометрии со сверхдлинными базами. Для выбора оптимальных баз интерферометра существенное значение имеет предварительная информация о порядке величин угловых размеров компактных компонентов на разных длинах волн.

Излучение компактных радиоисточников обычно интерпретируется в рамках некогерентного синхротронного механизма релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром. Инверсионные участки спектров объясняются тогда самопоглощением на низких частотах (см., например, [1]). Угловой размер θ компактного компонента радиоисточника с красным смещением z связан в этом случае с максимальной плотностью потока S_m на частоте завала ν_m и величиной напряженности магнитного поля H [2]:

$$\theta \approx 14.4 (1+z)^{1/4} \nu_m^{-5/4} S_m^{1/2} H^{1/4}, \quad (1)$$

где θ в миллисекундах дуги, ν_m в гигагерцах, S_m в $\text{Ян} = 10^{-26}$ вт $\text{м}^2/\text{Гц}$,

H —в гауссах. Имея мгновенный спектр радиисточника, можно получить ориентировочную оценку на характерный размер компактного компонента.

С целью выяснения возможности такой оценки для дальнейших интерферометрических наблюдений, в 1976 г. были проведены два пробных цикла измерений мгновенных спектров нескольких переменных радиисточников. В этой программе участвовали два советских радиотелескопа РАТАН-600 (САО АН СССР) и РТ-22 (КРАО АН СССР) и несколько австралийских радиотелескопов. Диапазон длин волн, перекрываемый в этой программе: λ 1.35 ÷ 75 см.

В этой работе сообщается о результатах наблюдений, проведенных на РАТАН-600 в марте—апреле и сентябре 1976 г. В первом цикле получены трехточечные радиоспектры: (λ 2.08, 3.9 и 6.52 см), а во втором (в сентябре) — четырехточечные (λ 2.08, 3.9, 6.52 и 13.0 см).

Наблюдения. Аппаратура. Наблюдения проводились на северном секторе РАТАН-600 с помощью штатных радиометров [3, 4, 7] в два цикла: с 20 марта по 10 апреля и с 11 по 31 сентября 1976 г.

Для регистрации сигналов использовались модуляционные приемники прямого усиления на основе параметрических усилителей для измерений в сплошном спектре. Параметры приемников приведены в табл. 1.

Таблица 1

λ (см)	$T_{ш}$ (К)	Δf (мГц)	ΔT_A (°К)
2.08	250	1400	0.03
3.9	80*	700	0.02
6.52	250	300	0.045
13.0	260	230	0.10

* — охлаждение азотом, $T_{ш}$ — шумовая температура приемника, Δf — полоса пропускания приемника, ΔT_A — чувствительность при постоянной времени низкочастотного фильтра 1 сек.

Следует отметить, что во втором цикле приемник на волне 3.9 см находился в расстроенном состоянии, так что его чувствительность составила 0.055°К.

Для наблюдений использовался режим прохождения источника через неподвижную диаграмму направленности. Полуширина диаграмм направленности в горизонтальной плоскости на волне λ 2.08 см изменяется от $\approx 12''$ в зените до $\approx 16''$ на горизонте.

С целью фильтрации флуктуаций радионизлучения атмосферы использовался двухлучевой прием (диаграммная модуляция) на волнах λ 2.08 и

7.3.9 см (разнос диаграмм 80" и 180" соответственно). При наблюдениях на волнах 6.52 и 13.0 см в качестве эквивалента антенны использовались опорные рупоры в небо.

Шумовая температура антенны на волнах λ 2.08, 3.9, 6.52 и 13.0 см соответственно равна на средних углах 30, 30, 40, 80°K [4].

Калибровка. Для калибровки антенны по плотности потока проводились наблюдения опорных источников с хорошо известными значениями плотностей потоков в сантиметровом диапазоне. В первом цикле в качестве опорных наблюдались ЗС 161 и ЗС 274, а во втором — ЗС 161, ЗС 218, ЗС 274, ЗС 286. Принятые значения плотностей потоков опорных источников приведены в табл. 2.

Таблица 2
ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ОПОРНЫХ
ИСТОЧНИКОВ

Источник	2.08 см	3.9 см	6.52 см	13.0 см
ЗС 218	5.1	9.5	14.9	27.0
ЗС 161	2.5	4.6	7.2	12.2
ЗС 274	30.0	50.0	80.0	120.0
ЗС 286	3.4	5.5	7.5	11.0

Значения плотностей потоков приведены в $Ян = 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Ошибки измерений. Среднеквадратичная ошибка определения плотности потока в единичном наблюдении является суммой трех независимых величин:

$$\Delta S^2 = \Delta S_{\text{шум}}^2 + (a^2 + b^2) S^2.$$

Здесь $\Delta S_{\text{шум}}$ — ошибка, обусловленная шумами приемника и антенны, не зависящая от плотности потока. Ее оценка по порядку величины: на волне λ 2.08 см $\Delta S_{\text{шум}} \approx 0.2 Ян$, на волне λ 6.52 см $\Delta S_{\text{шум}} \approx 0.23 Ян$, на волне λ 13 см $\Delta S_{\text{шум}} \approx 0.45 Ян$. На волне λ 3.9 см в первом цикле $\Delta S_{\text{шум}} \approx 0.10 Ян$, а во втором чувствительность была хуже: $\Delta S_{\text{шум}} \approx 0.30 Ян$, а ΔS — ошибка, обусловленная погрешностью абсолютной калибровки, пропорциональна плотности потока. В первом цикле, из-за малого числа наблюдений опорных источников, эта ошибка была больше, чем во втором. Величина коэффициента a в первом цикле 0.10, 0.03 и 0.06 соответственно на волнах λ 2.08, 3.9 и 6.52 см. Во втором цикле на волнах λ 2.08, 3.9, 6.52 и 13.0 см коэффициент a равен соответственно: 0.04, 0.03, 0.03 и 0.05, $b \cdot S$ — ошибка, обусловленная инструментальными нестабильно-

стями — небольшими ошибками установки главного и вторичного зеркал, нестабильностью шумового генератора, используемого при измерении антенной температуры источника. Эту ошибку мы оценили по наблюдениям источника 3С 273 в течение сентябрьского цикла: $b_1 = 0.04$ на λ 2.08, $b_2 = 0.027$ на λ 3.9, $b_3 = 0.06$ на λ 6.52, $b_4 = 0.06$ на λ 13.0 см.

Результаты. В первом цикле (эпоха 1976.25) наблюдались шесть объектов: 3С 273, 3С 279, ОJ 287, DA 237, PKS 1510—08, СИМ. 0528+13. В сводной табл. 3 приводятся средние за цикл значения плотностей потоков S , средне-квадратические ошибки плотностей потоков ΔS , а также число наблюдений n . Во втором цикле (эпоха 1976.75) к этим источникам было добавлено еще двенадцать. Результаты по семнадцати объектам сведены в табл. 4. На рис. 1, 2 приведены графики спектров плотностей потоков от источников, которые наблюдались в обоих циклах.

Таблица 3

СРЕДНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ПЕРЕМЕННЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
НА ЭПОХУ 1976.25

Источник	Другое название	Тип	2.08 см			3.9 см			6.52 см		
			S	ΔS	n	S	ΔS	n	S	ΔS	n
СИМ 0528+13	OG 147	SO	1.42	0.14	9	1.82	0.06	10	2.00	0.12	11
PKS 0735+17	DA 237	L	1.69	0.17	19	2.04	0.05	20	1.95	0.07	20
PKS 0851+20	OJ 287	L	2.36	0.27	20	2.45	0.09	20	2.21	0.13	19
PKS 1225+02	3С 273	Q	40.00	4.00	13	48.70	3.00	14	49.60	4.00	13
PKS 1253—05	3С 279	Q	14.10	1.41	19	14.45	0.87	19	13.75	1.98	19
PKS 1510—08		Q	2.59	0.26	18	2.65	0.16	18	2.76	0.22	17

Обнаружение Маркарян 509. Этот источник обнаружен из усреднения записей за 10, 11, 12 сентября на волне λ 3.9 см. Средняя плотность потока получилась равной 0.280 ± 0.062 Ян. Прямое восхождение источника, снятое по записи $\alpha_{\text{вид}} = 20^{\text{h}}42^{\text{m}}55^{\text{s}}.4 \pm 0^{\text{s}}.30$. По уточненным оптическим данным (Липовецкий, Афанасьев, частное сообщение) прямое восхождение $\alpha_{\text{вид}} = 20^{\text{h}}42^{\text{m}}54^{\text{s}}.5 \pm 0^{\text{s}}.60$. Видно, что данные по радионаблюдениям согласуются в пределах ошибок с оптическими данными.

На записях в другие дни источник в большинстве случаев не виден, что позволяет заподозрить переменность на волне λ 3.9 см. Для ее проверки необходимы более чувствительные измерения. На записях на волне λ 13.0 см источник обнаруживается только 11 и 12 сентября. Грубая оценка плотности потока $S(\lambda$ 13.0) ≈ 0.6 Ян. На записях на волне λ 2.08 см

Таблица 4

Источник	Другое название	Тип	2.08 см			3.9 см			6.52 см			13 см		
			S_v	ΔS_v	n	S_v	ΔS_v	n	S_v	ΔS_v	n	S_v	ΔS_v	n
PKS 0048-097	OB-080	L	1.40	0.08	15	1.45	0.08	15	1.43	0.07	10	1.20	0.15	5
PKS 0139-097	OC-065	L	0.85	0.07	15	0.82	0.07	16	0.58	0.08	10	0.75	0.12	7
АО 0235+164		L	2.87	0.15	10	3.33	0.12	10	3.28	0.17	5	2.47	0.19	5
PKS 0430+05	3C 120	G	6.14	0.27	10	7.85	0.23	10	7.74	0.35	6	7.40	0.44	4
СИМ 0528+13	OG 147	SO	1.10	0.10	7	1.71	0.15	8	1.84	0.20	5	2.80	0.27	2
PKS 0735+17	DA 237	L	1.64	0.15	5	2.11	0.10	5	1.99	0.10	3	2.20	0.26	2
PKS 0851+20	OJ 287	L	2.17	0.11	17	2.25	0.08	17	2.16	0.15	6	2.74	0.18	6
PKS 1226+02	3C 273	Q	37.67	1.53	12	46.52	1.44	13	47.05	1.98	7	42.40	2.30	6
PKS 1253-05	3C 279	Q	14.40	0.75	11	16.20	0.58	11	15.21	0.53	5	9.33	0.60	3
PKS 1510-08		Q	2.07	0.14	15	2.59	0.11	15	2.18	0.12	9	2.40	0.18	5
PKS 1730-13	NRAO 530	SO	4.95	0.27	6	5.46	0.23	6	5.39	0.15	3	4.80	0.34	3
PKS 2134+004	OX 057	Q	8.59	0.30	7	10.91	0.31	7	11.60	0.45	2	5.04	0.32	5
PKS 2145+06	4C+06.69	Q	2.63	0.08	4	3.12	0.13	4	3.37	0.11	2	2.62	0.24	2
PKS 2216-03	4C-03.79	Q	3.72	0.40	3	3.50	0.11	3	2.55	0.25	2	1.45	0.17	2
PSK 2223-05	3C 446	Q	4.15	0.30	4	4.70	0.24	4	4.71	0.20	2	4.85	0.38	2
PKS 2251+15	3C 454.3	Q	5.91	0.21	5	8.81	0.22	5	10.08	0.69	2	9.93	0.62	3
PKS 2254+07	OY 091	L	0.82	0.11	7	0.96	0.07	7	0.98	0.09	5	1.28	0.18	3

L — объекты типа BL-Lac; G — галактики; SO — звездообразный объект с неисследованным оптическим спектром; Q — квазары.

источник не обнаружен, но можно наложить верхний предел на плотность потока в этом цикле

$$S_\nu(\lambda 2.08) < 0.3 \text{ Ян.}$$

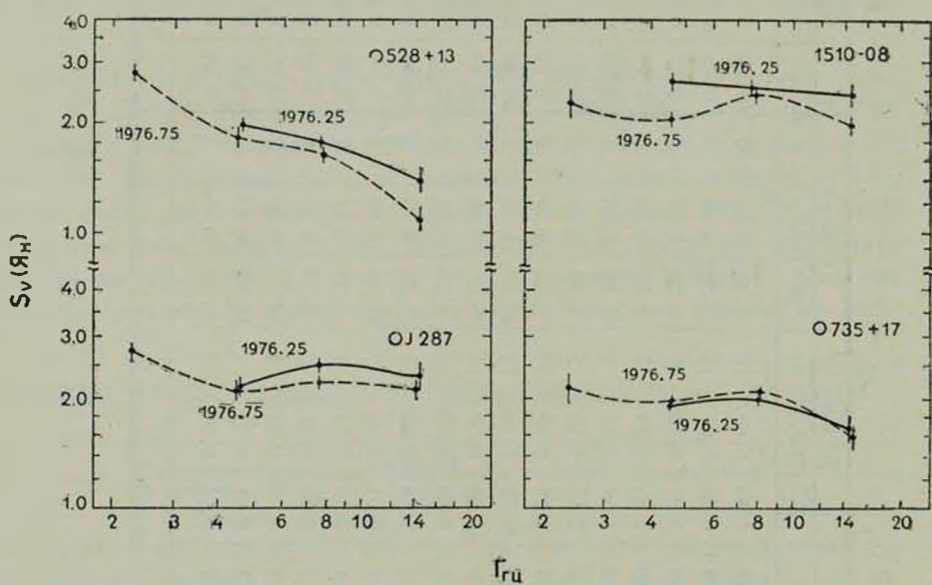


Рис. 1.

Обсуждение. Одной из целей этой работы было опробование возможностей оценивать угловые размеры компактных радиокомпонентов по структуре мгновенного радиоспектра. Попытаемся проиллюстрировать эту возможность, используя полученные спектры. Одним из наиболее ярко выраженных спектров с низкочастотным завалом в сантиметровом диапазоне (из полученных в наших наблюдениях) обладает квазар PKS 2134+004. Для того, чтобы сделать оценку углового размера с точностью до фактора 3, положим в формуле (1) для компактного радиокомпонента поле $H = 10^{-3}$ Гс, что является средним для диапазона значений $10^{-5} - 10^{-1}$ Гс, принимаемых обычно для поля в компактных радиокомпонентах внегалактических объектов. Подстановка в формулу (1) значений $\nu_m = 4 \text{ ГГц}$ и $S_m = 11 \text{ Ян}$, $z = 1.9$ дает $\theta \approx 0.002$ для радиокомпонента, дающего основной вклад вблизи частоты максимума. Наблюдения со сверхдлинными базами на волне $\lambda 2.8$ см, проведенные в 1974 г. [5], показывают, что компонент с размером такого порядка действительно существует в этом радиоисточнике.

Аналогично, используя наш спектр квазара 3С 279, получим оценку для углового размера одного из компонентов: $\theta = 0.0008$, что довольно близко к измеренному в наблюдениях со сверхдлинными базами [6].

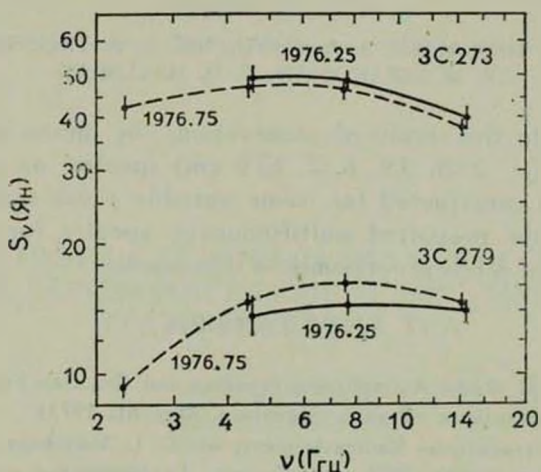


Рис. 2.

На другую интересную возможность указывают нам спектры, полученные в эпохи, разнесенные на полгода. Оказывается, что для некоторых источников (3С 273, 3С 279 и др.) можно, опираясь лишь на данные наших наблюдений, определить характерное время вековой переменности: $\tau = 2 \div 10$ лет. При наблюдениях лишь на одной частоте для получения этого результата потребовалось бы проводить гораздо больше наблюдений.

В заключение естественно отметить, что приведенные здесь результаты наблюдений являются лишь частью полученных в кооперативной программе наблюдений спектров переменных радиоисточников в диапазоне волн от λ 1.35 см до λ 75 см. Подключение этих результатов к результатам синхронных наблюдений как на более коротких, так и на более длинных волнах позволит выявить присутствие нескольких радиокомпонентов и даст возможность провести более детальный астрофизический анализ.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. Н. Парийскому за поддержку этой работы и многочисленные ценные советы и В. М. Панину за помощь в наблюдениях. Авторы благодарны также сотрудникам лаборатории А. Б. Берлина, поддерживавшим аппаратуру в хорошем состоянии.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Институт радиофизики и
электроники АН АрмССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTRA OF SOME VARIABLE RADIO SOURCES ACCORDING TO OBSERVATIONS BY MEANS OF RATAN-600 RADIOTELESCOPE

M. G. MINGALIEV, S. A. PUSTIL'NIK, S. A. TRUSHKIN,
R. M. KIRAKOSIAN, V. H. MALUMIAN

According to the results of observations by means of RATAN-600 radiotelescope (λ 2.08, 3.9, 6.52, 13.0 cm) spectra on epochs 1976.25 and 1976.75 are constructed for some variable radio sources. The possibility to use the presented multifrequency spectra for optimal choice of baselengths in VLBI-programmes is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. G. Pacholczyk, Radio Astrophysics, Freeman and Co., San Francisco, 1970. (русск. пер. Пахольчик «Радиоастрофизика», Мир, М., 1973).
2. Galactic and Extragalactic Radioastronomy, eds. G. L. Verschuur and K. I. Kellerman, Springer Verlag, 1974. (русск. пер.: «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия», Мир, М., 1971).
3. С. Э. Хайкин, Н. А. Кайдановский, Ю. Н. Парийский, Н. А. Есепкина, Изв. ГАО, № 188, 3, 1972.
4. Ю. Н. Парийский, О. Н. Шиврис, Д. В. Корольков, А. Б. Берлин, Н. А. Кайдановский, Н. А. Есепкина, Ю. К. Зверев, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, А. П. Лавров, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий, Радиофизика, 19, № 11, 1581, 1976.
5. R. T. Schilizzi, M. H. Cohen, J. D. Romney, D. B. Shaffer, K. I. Kellerman, G. W. Swenson, J. L. Yen, R. Rinehart, Ap. J., 204, 263, 1975.
6. A. E. Niell, K. I. Kellermann, B. G. Clark, D. B. Shaffer, Ap. J., 197, L 109, 1975.
7. Р. М. Киракосян, К. С. Мосоян, О. Б. Петросян, В. Г. Геворкян, Сообщ. САО, № 12, 65, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

О ПОВЕДЕНИИ ДИСПЕРСИИ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ НА ПЕРИФЕРИИ СФЕРИЧЕСКИХ СИСТЕМ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ

Л. П. ОСИПКОВ

Поступила 25 мая 1976

Найдено разложение дисперсии радиальных скоростей на больших расстояниях от центра сферической гравитирующей системы конечной массы в предположении справедливости формулы Эддингтона для отношения дисперсий. Оказалось, что вид разложения радикально меняется в зависимости от асимптотического закона убывания плотности и от того, являются ли распределения скоростей сферическими или нет.

1. Естественно потребовать, чтобы в моделях стационарных сферических скоплений дисперсии скоростей монотонно убывали с расстоянием. Обычно это условие выполняется, причем на периферии системы дисперсия скоростей ведет себя как потенциал.

Иногда при построении моделей постулируют точное равенство полной дисперсии одной шестой потенциала («локальная теорема вириала») [1—3]. Это приводит к модели Эддингтона [1] с законом плотности Шустера и сферическим распределением скоростей. Но известны и фазовые модели с таким же законом плотности, но другим коэффициентом пропорциональности между дисперсией радиальных скоростей и потенциалом (и уже не сферическим распределением скоростей) [4]. В статье [4] авторы сообщают также о гидродинамических моделях сферических систем, в которых «локальная теорема вириала» заменяется более сложным линейным соотношением с переменными коэффициентами. Монотонность убывания дисперсий в этом случае, вообще говоря, не обязательна. В [4] описаны модели, для которых в ходе дисперсий появляется «горб» вблизи изотермического «плато» в центре.

Несколько особняком стоят изотермическая модель (со сферическим распределением скоростей), гидродинамическая модель Агеяна и Петров-

ской [5], в которой обе дисперсии постоянны и не равны между собой, и модель Эддингтона [6] с шварцшильдовым распределением скоростей, в которой постоянна лишь радиальная дисперсия. Но изотермичность оказывается возможной лишь при слишком медленном падении плотности, приводящем к бесконечной массе. Поэтому можно утверждать, что в ходе эволюции сферическое скопление никогда не достигнет совершенно изотермического состояния, хотя нерегулярные силы и стремятся выровнять дисперсии в различных точках системы. И действительно, Агемян [7] нашел, что в построенной им квазистационарной модели дисперсия скоростей убывает к границе довольно быстро.

Для довольно широкого класса моделей с законом плотности Шустера, но несферическим распределением скоростей убывание радиальной дисперсии с расстоянием было доказано Велтманном [8]. Возможные способы нарушить это свойство (например, сделав орбиты круговыми) связаны с искусственной и в то же время довольно существенной перестройкой моделей.

В статье [9] Огородников нашел при некоторых предположениях, что нарушение монотонности в ходе дисперсии радиальных скоростей возможно разве что на периферии системы. Более точному решению задачи, поставленной в [9], и посвящена данная работа. Полученные результаты будут частично перекрываться с найденными Кузминым и Велтманном [4].

2. Будем придерживаться гидродинамического уровня описания. Пусть $\nu(r)$ — материальная плотность, $M(r)$ — масса, заключенная внутри сферы радиуса r , т. е. для самогравитирующих систем, исследованием которых мы ограничимся,

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \nu(x) x^2 dx,$$

$\sigma_r^2(r)$, $\sigma_t^2(r)$ — дисперсии соответственно радиальных и поперечных скоростей, G — гравитационная постоянная.

Сделаем следующие предположения.

I. На любом конечном отрезке $[a, b] \subset I = [0, \infty)$ плотность $\nu(r)$ является (строго) положительной дифференцируемой функцией, а ее производная удовлетворяет условию Липшица.

II. Отношение радиальной и поперечной дисперсий выражается формулой Эддингтона [6], т. е. существует такое $\kappa \geq 0$, что для любого $r \in I$

$$\sigma_t^2(r) = \frac{2\sigma_r^2(r)}{1 + \kappa^2 r^2}.$$

Из предположения I следует, что радиус системы бесконечен, а $M(r)$ — монотонно возрастающая, непрерывно дифференцируемая функция, причем

$$M(r)/r^2 \rightarrow 0 \quad \text{при } r \rightarrow 0.$$

Подобного рода предположения гладкости всегда молчаливо подразумеваются в звездной динамике, хотя они нарушаются, например, для моделей, полученных суперпозицией подсистем конечных размеров; включить в рассмотрение этот последний случай не представляет затруднений, не будем, однако, этого делать. Уклонимся также от обсуждения предположения о бесконечности размеров системы, связанного с анализом постулата об автономности звездных систем и проблемы диалектического единства дискретного и континуального в их строении (см. [10, 11]).

Что же касается формулы Эддингтона, то первоначально [6], как известно, она была получена в эллипсоидальной динамике, когда $\sigma_r = \text{const}$. Однако связывать ее с этим последним условием вовсе не обязательно. Ряд фазовых моделей сферических систем, для которых справедлива формула Эддингтона, но σ_r меняется с расстоянием, указан, например, в [4].

Приложение 1. При предположениях I, II для любого $\varepsilon > 0$ функция $\sigma_r^2(r)$ непрерывно дифференцируема на $I_\varepsilon = [\varepsilon, \infty)$, причем для любого $r \in I_\varepsilon$

$$\sigma_r^2(r) = \frac{v_\varepsilon \sigma_\varepsilon^2 (1 + x^2 \varepsilon^2)}{v(r) (1 + x^2 r^2)} - \frac{G}{v(r) (1 + x^2 r^2)} \int_\varepsilon^r M(x) v(x) (1 + x^2 x^2) \frac{dx}{x^2},$$

где

$$v_\varepsilon = v(\varepsilon), \quad \sigma_\varepsilon^2 = \sigma_r^2(\varepsilon).$$

Доказательство. В силу предположения I имеет смысл дифференциальное уравнение гидростатического равновесия [12], откуда следует непрерывная дифференцируемость $\sigma_r^2(r)$. Учитывая II, перепишем это уравнение в следующей форме:

$$\frac{d\sigma_r^2}{dr} + \sigma_r^2 \left(\frac{d}{dr} \ln v r^2 - \frac{2}{r(1 + x^2 r^2)} \right) = - \frac{GM(r)}{r^2}.$$

Будем рассматривать его как линейное неоднородное уравнение относительно σ_r^2 . Решение такого уравнения и выписано выше.

Замечание. Точка $r = 0$ является особой для данного уравнения. Можно, однако, сделать следующее естественное предположение.

III. $v'(0) = 0$.

Тогда, переходя к пределу при $\varepsilon \rightarrow 0$, получаем более простую формулу: для любого $r \in I$

$$\sigma_r^2(r) = \frac{v_0 \sigma_0^2}{v(r)(1+x^2 r^2)} - \frac{G}{v(r)(1+x^2 r^2)} \int_0^r M(x) v(x) \frac{dx}{x^2}.$$

Поскольку нас в дальнейшем будут интересовать большие r , условие III излишне. Однако с целью упрощения промежуточных выкладок будем далее предполагать его справедливость.

Следствие. В предположениях I—III для любого $r \in I$

$$\frac{d\sigma_r^2(r)}{dr} = \left(\frac{1}{v(r)(1+x^2 r^2)} \right)' \left[v_0 \sigma_0^2 - G \int_0^r M(x) v(x) (1+x^2 x^2) \frac{dx}{x^2} \right] - \frac{GM(r)}{r^2}.$$

Заметим, что в этой формуле в квадратных скобках стоит выражение

$$v(r)(1+x^2 r^2) \sigma_r^2(r) > 0.$$

Легко видеть, что при малых r второе слагаемое и подынтегральный член в формуле для $d\sigma_r^2/dr$ исчезающе малы, а стоящая впереди производная отрицательна, так что вблизи центра дисперсия радиальных скоростей убывает. Это согласуется с [9].

С другой стороны, при достаточно больших r первое слагаемое в этой формуле, очевидно, положительно (а второе — отрицательно). Поэтому для определения знака производной во внешних частях системы необходим более детальный анализ, к которому мы и переходим.

3. Сделаем еще следующие предположения.

IV. Масса системы конечна, т. е. существует

$$\lim_{r \rightarrow \infty} M(r) = M < \infty.$$

V. Дисперсия $\sigma_r^2(r)$ равномерно ограничена на I .

VI. Существует такое $R \geq 0$, что в R — окрестности точки ∞ функция $v(r)$ голоморфна.

Условия IV, VI необходимы и достаточны для того, чтобы при $r > R$

$$v(r) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{v_k}{r^{k+3}}.$$

Пусть

$$l = \min k: \quad v_k \neq 0.$$

Для модели Шустера $l = 2$. Модели с $l > 2$, по-видимому, подробно еще не изучены.

Примерами систем с $l = 1$ являются изохронная модель Энона [13] или обобщенно-политропные модели Кузмина и Велтмана (при значении параметра $b > 0$); фазовые плотности последних построены в [14]. Об асимптотическом законе $v = O(r^{-4})$ для систем конечной массы заключил еще Джинс [15]. Возражения Кинга [16] против такого закона остались непонятными автору. Правда, ниоткуда не следует, что $v_1 \neq 0$, хотя эволюционные соображения, высказанные, например, в [17], заставляют предпочесть именно закон r^{-4} для достаточно старых скоплений.

Во всяком случае, модели с $l = 1$ возможны теоретически и, согласно [18], достаточно хорошо описывают распределение плотности в ряде реальных систем.

Лемма 1. Если справедливы предположения IV, VI, то в окрестности точки $r = \infty$

1) функция $M(r)$ голоморфна,

$$M(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{M_k}{r^k},$$

причем

$$M_0 = M = 4\pi \int_0^{\infty} v(r) r^2 dr$$

— полная масса системы, а

$$M_k = -4\pi v_k/k, \quad k \geq 1;$$

2) функция $a(r) = M(r) \cdot v(r)$ голоморфна

$$a(r) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a_k}{r^{k+3}},$$

причем

$$a_k = \sum_{i=0}^{k-2} v_{k-i} M_i;$$

3) функции

$$f(r) = \int_0^r M(x) \nu(x) dx, \quad g(r) = \int_0^r M(x) \nu(x) \frac{dx}{x^2}$$

также голоморфны,

$$f(r) = f_0 - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a_k}{k+2} \frac{1}{r^{k+2}},$$

$$g(r) = g_0 - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a_k}{k+4} \frac{1}{r^{k+4}},$$

где

$$f_0 = \int_0^{\infty} M(x) \nu(x) dx, \quad g_0 = \int_0^{\infty} M(x) \nu(x) \frac{dx}{x^2}.$$

Доказательство. Второе утверждение получается просто перемножением рядов, а первое и третье — почленным интегрированием. При этом надо выбрать произвольное $r_* \in (R, r)$, разбить интегралы на два: от 0 до r_* и от r_* до r и подставить ряды во второй интеграл.

Замечание. Если $l \neq 1$, то $a_k = \nu_k M$, $l \leq k \leq 2l$; если же $l = 1$, то $a_1 = \nu_1 M$, $a_2 = \nu_2 M + \nu_1 M_1$, $a_3 = \nu_3 M + \nu_2 M_1 + \nu_1 M_2, \dots$.

Элементарными операциями легко убедиться, что верна

Лемма 2. 1) Если $\kappa \neq 0$, то при $r > R$

$$\frac{1}{\nu(r)(1 + \kappa^2 r^2)} = \frac{r^{l+1}}{\kappa^2 \nu_l} F(r),$$

где $F(r)$ — голоморфная в окрестности $r = \infty$ функция,

$$F(r) = \sum_{k=0}^{\infty} F_k \frac{1}{r^k}, \quad r > R,$$

причем

$$F_0 = 1, \quad F_1 = -\nu_{l+1}/\nu_l, \quad F_2 = (\nu_{l+1}/\nu_l)^2 - (\nu_l + \kappa^2 \nu_{l+2})/(\kappa^2 \nu_l);$$

2) Если $\kappa = 0$, то при $r > R$

$$\frac{1}{\nu(r)} = \frac{r^{l+3}}{\nu_l} F^*(r),$$

где $F^*(r)$ — голоморфная в окрестности $r = \infty$ функция,

$$F^*(r) = \sum_{k=0}^{\infty} F_k^* \frac{1}{r^k},$$

причем

$$F_0^* = 1, \quad F_1^* = -v_{l+1}/v_l, \quad F_2^* = (v_{l+1}^2/v_l^3) - v_{l+2}/v_l^2.$$

Лемма 3. Если справедливы предположения I—VI, то

$$v_0 \sigma_0^2 = G(f_0 + x^2 g_0).$$

Доказательство. Подставим полученные выше ряды в выражении для $\sigma_r^2(r)$. Выделив старшие члены, убеждаемся, что искомое равенство является необходимым и достаточным условием ограниченности σ_r^2 при больших r .

Предложение 2. Если справедливы предположения I—VI, то в R — окрестности точки $r = \infty$ дисперсия радиальных скоростей $\sigma_r^2(r)$ голоморфна,

$$\sigma_r^2(r) = \sum_{k=1}^{\infty} s_k(x, l) r^{-k},$$

причем, если $x \neq 0$, то

$$s_1(x, l) = \frac{GM}{l+2};$$

$$s_2(x, l) = -\frac{GMv_{l+1}}{(l+2)(l+3)v_l}, \quad l \geq 2,$$

$$s_2(x, 1) = -\frac{GMv_2}{v_1} + \frac{GM_1}{4};$$

$$s_3(x, l) = -\frac{GM}{(l+2)(l+3)} \left(\frac{v_{l+1}}{v_l} \right)^2 - \frac{2GMv_{l+2}}{(l+2)(l+4)v_l} - \\ - \frac{2GM}{(l+2)(l+4)x^2}, \quad l \geq 2,$$

$$s_3(x, 1) = -\frac{GMv_2^2}{12v_1^2} - \frac{2GMv_3}{15v_1} - \frac{2GM}{15x^2} - \frac{GM_1v_2}{20v_1} + \frac{GM_2}{5}.$$

Если же $x = 0$, то

$$s_1(0, l) = \frac{GM}{l+4};$$

$$s_2(0, l) = -\frac{GMv_{l+1}}{(l+4)(l+5)v_l}, \quad l \geq 2,$$

$$s_2(0, 1) = -\frac{GMv_2}{30v_1} \frac{GMv_1}{6};$$

$$s_3(0, l) = -\frac{GMv_{l+1}^2}{(l+4)(l+5)v_l^2} - \frac{2GMv_{l+2}}{(l+4)(l+6)v_l}, \quad l \geq 2,$$

$$s_3(0, 1) = -\frac{GMv_2^2}{30v_1^2} - \frac{2GMv_3}{35v_1} - \frac{GM_1v_2}{42v_1} + \frac{GM_2}{7}.$$

Доказательство. Учитывая леммы 1—3, подставим найденные ряды в формулу для σ_r^2 , выписанную в замечании к предложению 1 и перегруппируем члены.

Следствие. Существует такое $R^* \geq 0$, что при $r > R^*$ функция $\sigma_r^2(r)$ монотонно убывает.

Полученные разложения и решают задачу о поведении σ_r^2 при больших r .

4. Сравним теперь поведение на периферии системы дисперсии $\sigma_r^2(r)$ и потенциала $U(r)$.

Используя известную формулу

$$U(r) = 4\pi G \left[\frac{1}{r} \int_0^r v(x) x^2 dx + \int_r^\infty v(x) x dx \right],$$

легко придти к следующему утверждению.

Лемма 4. Если выполнены условия IV, VI, то потенциал голоморфен в R — окрестности точки $r = \infty$,

$$U(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{U_k}{r^{k+1}},$$

причем

$$U_0 = GM = 4\pi G \int_0^{\infty} v(x) x^2 dx,$$

$$U_k = 4\pi v_k / [k(k+1)], \quad k \geq 1.$$

Сравнивая ряды для $U(r)$ и $\sigma_r^2(r)$, получаем следующее.

Предложение 3. Если выполнены условия I—VI, то существует конечный предел $\lim_{r \rightarrow \infty} \sigma_r^2(r)/U(r)$, а именно,

$$\frac{\sigma_r^2(r)}{U(r)} \rightarrow \frac{1}{l+2}, \quad x \neq 0,$$

$$\frac{\sigma_r^2(r)}{U(r)} \rightarrow \frac{1}{l+4}, \quad x = 0.$$

Замечание. Если $l = 2$, то полученные предельные соотношения совпадают с формулами (7.5) и (7.12) работы [4] (найденными в предположении закона Шустера).

Следствие. «Локальная теорема вириала» в форме

$$\sigma_r^2 + \sigma_t^2 = U/2$$

может выполняться на периферии системы только если $x = 0$, $l = 2$ (а во всей системе только для модели Шустера—Эддингтона [1]).

Поскольку в «среднем» элементе объема она все-таки должна выполняться, то можно ожидать следующего.

Если $x = 0$ и $l = 1$, то «температура» во внутренних частях скоплений меньше вириальной. Если $x = 0$ и $l \geq 3$ или если $x \neq 0$, то «температура» в центре системы больше вириальной.

Так как при исследовании правильных скоплений галактик приходится учитывать объекты только из центральных областей, то получаем, что существует еще один источник систематических ошибок, приводящих к переоценке вириальной массы скоплений (по-видимому, данный эффект отличен от указанного Шером [19]). Напротив, для достаточно старых рассеянных скоплений с распределением скоростей, вероятно, близким к сферическому, можно ожидать, что обычные методы недооценивают массу. Впрочем, указанные динамические эффекты являются слишком тонкими и, вероятно, не имеют отношения к наблюдательным фактам.

Имея в виду полученные в предложении 3 предельные равенства, можно поставить проблему отыскания моделей сферических систем с эддингтоновским отношением дисперсий, для которых σ_r^2 (или $\sigma_r^2 + \sigma_t^2$) пропорциональны $U(r)$ для всех r . Насколько можно судить, для каждого x , l

такие модели существуют (и единственны). Однако ввиду сложности выражений для произвольных $s_k(z, l)$ точное решение вопроса мы откладываем на будущее.

Поскольку возможности звездной гидродинамики принципиально ограничены, а использование формулы Эддингтона (или какого-либо иного конкретного замыкающего соотношения) ставит вопрос о существовании соответствующих фазовых моделей, на который не всегда удастся ответить, необходимо также выявление действительной общности полученных результатов. Сравнивая с [4], можно предположить, что предложение 3 справедливо, если только

$$\frac{\sigma'_r}{\sigma'_t} = O(r^{-2}).$$

Физического осмысления требует также обнаруженное здесь и в [4] различие случаев сферического и несферического распределений скоростей.

Из числа более общих вопросов укажем на следующий, имея в виду наметившуюся в звездной динамике тенденцию к минимизации условий гладкости [20]. Следствия предложения 2 и предложение 3 могут быть сформулированы без предположения VI. Не могут ли они быть доказаны без него?

Анализу хотя бы некоторых из отмеченных здесь проблем автор надеется посвятить отдельную работу.

Автор с благодарностью отмечает, что при действиях (хотя и элементарных) с рядами он находился под влиянием исследования К. В. Холшевникова, в котором решается поставленная в [21] задача о связи асимптотических выражений плотности и потенциала гравитирующих систем конечной массы, но бесконечной протяженности.

Ленинградский государственный
университет

ON THE BEHAVIOR OF RADIAL VELOCITY DISPERSION AT OUTER REGIONS OF SPHERICAL SYSTEMS OF GRAVITATING BODIES

L. P. OSSIPKOV

Spherical gravitating systems of finite masses and infinite sizes with the Eddingtonian relation between velocity dispersions are considered. The asymptotic development of radial dispersions at large distances is found. The latter is quite different for spherical and non-spher-

rical velocity distribution and depends on the form of the asymptotic density law.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. S. Eddington, M. N., 76, 572, 1916.
2. Н. Н. Минин, Уч. зап. ЛГУ, № 153, 60, 1950.
3. В. М. Багин, Астрон. ж., 46, 1201, 1969.
4. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтманн, Публ. Тартуской обс., 36, 3, 1968.
5. Т. А. Агсаян, И. В. Петровская, Уч. зап. ЛГУ, № 307, 187, 1962.
6. A. S. Eddington, M. N., 76, 366, 1915.
7. Т. А. Агсаян, Астрон. ж., 41, 523, 1964.
8. Ю.-И. К. Велтманн, Публ. Тартуской обс., 34, 81, 1964.
9. К. Ф. Огородников, Труды Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР, 5, 219, 1965.
10. К. Ф. Огородников, Астрон. ж., 34, 809, 1957; 36, 746, 1959; 44, 399, 1967.
11. Ф. А. Цицин, Труды Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР, 5, 211, 1965.
12. К. Ф. Огородников, ДАН СССР, 116, 200, 1957.
13. M. Hénon, Ann. Astrophys., 22, 126, 1959.
14. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтманн, в кн.: «Динамика галактик и звездных скоплений», Наука, Алма-Ата, 1973, стр. 82.
15. J. H. Jeans, M. N., 76, 567, 1917.
16. I. R. King, A. J., 136, 784, 1962.
17. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтманн, Публ. Тартуской обс., 36, 470, 1968.
18. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтманн и др., в кн.: «Динамика галактик и звездных скоплений», Наука, Алма-Ата, 1973, стр. 13.
19. D. Sher, Ap. J., 171, P. 1, 537, 1972.
20. В. А. Антонов, Уч. зап. ЛГУ, № 373, 111, 1974.
21. А. И. Осипков, Вестн. ЛГУ, № 7, 151, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ ИЗОТРОПНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

С. И. ГРАЧЕВ

Поступила 31 октября 1977

Рассматривается задача о переносе излучения в резонансной линии в бесконечной однородной среде, изотропно расширяющейся с постоянным градиентом скорости $\gamma < 1$. Предполагается, что рассеяние происходит с полным перераспределением по частоте в сопутствующей системе координат при доплеровском и степенном профилях коэффициента поглощения. Получены асимптотики резольвентной функции основного интегрального уравнения. Найдены также асимптотические решения этого уравнения для некоторых частных распределений первичных источников.

Введение. Задача о диффузии излучения в спектральной линии в среде с дифференциальным движением вещества возникает при интерпретации наблюдений астрофизических объектов разного типа. К числу таких объектов относятся газовые туманности, оболочки новых звезд, звезд типов Ве и WR, а также активные образования на Солнце. В последнее время с указанной задачей стали встречаться при изучении квазаров и ядер активных галактик.

Рассматривая диффузию излучения в линии, обычно считают, что рассеяние происходит изотропно и с полным перераспределением по частоте в сопутствующей системе координат. Если фотоны диффундируют в среде, движущейся с градиентом скорости, то большое влияние на поле излучения оказывает эффект Доплера.

Впервые основные интегральные уравнения переноса излучения в движущихся средах — одномерной и трехмерной плоскопараллельной были получены в работах В. В. Соболева [1, 2]. При этом профиль коэффициента поглощения сначала считался прямоугольным, а затем произвольным. В этих работах был также предложен простой приближенный (вероятностный) метод решения найденных уравнений.

В дальнейшем задача о переносе излучения в расширяющихся средах разных геометрий решалась приближенными и численными методами в ряде работ ([3—6] и др.). Хороший обзор исследований, выполненных до 1970 г., содержится в статье Райбики [7]. В работах В. В. Витязева [8] и автора [9] изучались ядерные функции уравнения переноса для одномерной ([8]) и трехмерной изотропно расширяющейся ([9]) сред.

В настоящей работе аналитически рассматривается перенос излучения в линии в бесконечной однородной среде, изотропно расширяющейся с постоянным градиентом скорости $\dot{\gamma}$. При этом считается, что альбеда однократного рассеяния λ равно 1. Вначале изучается асимптотическое поведение резольвентной функции, через которую выражается решение основного интегрального уравнения при различных источниках излучения. Затем найдены асимптотические решения некоторых частных задач.

Основные уравнения. Распределение первичных источников в бесконечной однородной изотропно расширяющейся среде может обладать двумя типами симметрии: плоской и сферической. В случае плоской симметрии интегральное уравнение для функции источников $S(\tau)$ имеет вид

$$S(\tau) = S_0(\tau) + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau - t, \gamma) S(t) dt, \quad (1)$$

где $S_0(\tau)$ — функция первичных источников и τ — оптическое расстояние от некоторой плоскости симметрии, измеренное в центре линии для неподвижной среды.

В случае сферической симметрии для определения функции источников имеем уравнение

$$\tau S(\tau) = \tau S_0(\tau) + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau - t, \gamma) t S(t) dt, \quad (2)$$

где τ — оптическое расстояние от центра симметрии, причем функции $S_0(\tau)$ и $S(\tau)$ в (2) продолжены на отрицательные τ четным образом.

Ядро интегральных уравнений (1) и (2) может быть представлено в виде

$$K(\tau, \gamma) = \int_0^1 K_1(\tau/\mu, \gamma) d\mu/\mu, \quad (3)$$

где $K_1(\tau, \gamma)$ — ядерная функция для одномерной среды, найденная в [2] и определенная формулой

$$K_1(\tau, \gamma) = A \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \alpha(x + \gamma|\tau|) \exp \left[-\frac{1}{\gamma} \int_x^{x+\gamma|\tau|} \alpha(z) dz \right] dx. \quad (4)$$

Здесь $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения ($\alpha(0) = 1$), $x = (v - v_0)/\Delta v$ — безразмерная частота, $A = 1 / \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx$ — нормировочная постоянная. Градиент скорости равен $\gamma = dv/d\tau$, где v — скорость относительного движения двух точек среды, разделенных оптическим расстоянием τ , причем скорость v измерена в средних скоростях теплового движения атомов. Уравнения (1) и (2) с ядром (3) были получены в работе автора [9].

Ядерная функция $K(\tau, \gamma)$ имеет следующую нормировку:

$$\int_0^{\infty} K(\tau, \gamma) d\tau = 1 - L(\infty, \gamma), \quad (5)$$

где $L(\infty, \gamma)$ — вероятность выхода фотона из бесконечной среды после однократного рассеяния. Подставляя (3) в (5), получим, что $L(\infty, \gamma)$ совпадает с аналогичной величиной для одномерной среды $L_1(\infty, \gamma)$, найденной в [2]:

$$L(\infty, \gamma) = L_1(\infty, \gamma) = A\gamma \left[1 - \exp \left(-\frac{1}{A\gamma} \right) \right]. \quad (6)$$

Обозначим резольвенту уравнений (1) и (2) через $\Gamma(\tau, t)$. Легко показать, что

$$\Gamma(\tau, t) = \Phi(\tau - t, \gamma) = \Phi(t - \tau, \gamma), \quad (7)$$

где резольвентная функция $\Phi(\tau, \gamma)$ является решением уравнения

$$\Phi(\tau, \gamma) = \frac{1}{2} K(\tau, \gamma) + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} K(\tau - t, \gamma) \Phi(t, \gamma) dt. \quad (8)$$

Таким образом, решение уравнения (1) записывается через резольвентную функцию в виде

$$S(\tau) = S_0(\tau) + \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\tau - t, \gamma) S_0(t) dt, \quad (9)$$

а для решения уравнения (2) имеем следующее представление:

$$\tau S(\tau) = \tau S_0(\tau) + \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\tau - t, \gamma) t S_0(t) dt. \quad (10)$$

Подчеркнем, что в (10) положено $S_0(-\tau) = S_0(\tau)$.

Ввиду важности функции $\Phi(\tau, \gamma)$ ниже мы изучим ее асимптотическое поведение для двух профилей коэффициента поглощения: доплеровского ($\alpha(x) = e^{-x^2}$) и убывающего в крыле линии по степенному закону ($\alpha(x) \sim W|x|^{-x}$). Отметим, что степенной закон поведения в крыльях при $x = 2$ имеют лоренцовский и фойгтовский профили коэффициента поглощения, причем для первого $W = 1$, а для второго $W = a/(\pi A)$, где a — отношение радиационной ширины линии к доплеровской ширине.

Функция $\Phi(\tau, \gamma)$. Уравнение (8) принадлежит к типу уравнений, стандартно решаемых применением двустороннего преобразования Лапласа по τ . Делая это, найдем, что

$$\bar{\Phi}(p, \gamma) = \frac{1}{1 - \bar{K}(p, \gamma)/2} - 1, \quad (11)$$

где $\bar{\Phi}(p, \gamma)$ и $\bar{K}(p, \gamma)$ — двусторонние преобразования Лапласа резольвентной и ядерной функций. Согласно (3)

$$\bar{K}(p, \gamma) = \int_0^1 \bar{K}_1(p\mu, \gamma) d\mu. \quad (12)$$

Чтобы получить асимптотику $\Phi(\tau, \gamma)$ при $\tau \rightarrow \infty$ нужно, как известно, найти асимптотику $\bar{\Phi}(p, \gamma)$ при $p \rightarrow 0$ и затем обратить ее, зная особенности на комплексной плоскости. Сделаем это для двух профилей, указанных выше.

а) *Доплеровский профиль.* Согласно [9] для доплеровского профиля асимптотика $K(\tau, \gamma)$ при $\tau \rightarrow \infty$ пропорциональна $\exp[-(\gamma\tau)^2/2]$. Поэтому функция $\bar{K}(p, \gamma)$ является целой и, следовательно, функция $\bar{\Phi}(p, \gamma)$ может иметь в качестве особенностей на конечном расстоянии лишь полюсы, определяемые из уравнения

$$\frac{1}{2} \bar{K}(p, \gamma) = 1. \quad (13)$$

Это уравнение имеет по крайней мере один вещественный корень в левой полуплоскости, так как

$$\bar{K}(0, \gamma)/2 = 1 - L(\infty, \gamma) < 1, \quad (14)$$

а при $p \rightarrow -\infty$ функция $\bar{K}(p, \gamma) \rightarrow +\infty$.

Далее мы будем рассматривать наиболее важный для приложений случай, когда $\gamma \ll 1$. Ранее было получено [10], что при $\gamma \rightarrow 0$ и $|\operatorname{Re} q| < 1$ справедливо соотношение

$$\frac{1}{2} \bar{K}_1(p, \gamma) \sim 1 - L_1(\infty, \gamma) + L_1(\infty, \gamma) q [\psi(1+q) - \psi(1-q)], \quad (15)$$

где

$$q = p / \left(2\gamma \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}} \right) \quad (16)$$

и $\psi(x) = d \ln \Gamma(x) / dx$, $\Gamma(x)$ — гамма функция.

Пользуясь свойствами функции $\psi(x)$, перепишем (15) в виде

$$\frac{1}{2} \bar{K}_1(p, \gamma) \sim 1 - L_1(\infty, \gamma) \pi q \operatorname{ctg}(\pi q). \quad (17)$$

Подстановка (17) в (12) дает

$$\frac{1}{2} \bar{K}(p, \gamma) \sim 1 - L(\infty, \gamma) \pi q \int_0^1 \operatorname{ctg}(\pi q u) du. \quad (18)$$

Подставляя далее (18) в уравнение (13), найдем, что оно имеет в полосе $0 < \operatorname{Re} q < 1$ единственный корень, равный с точностью до третьего знака $q \equiv k = 0.791$. В левой полуплоскости, очевидно, есть симметрично с ним расположенный отрицательный корень, который и определяет асимптотику $\Phi(\tau, \gamma)$ при $\gamma \rightarrow 0$ и $\tau \gg \tau_d$. Она имеет вид

$$\Phi(\tau, \gamma) \sim c \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}} \exp(-\tau/\tau_d), \quad (19)$$

где

$$c = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \operatorname{tg}(\pi k) = 0.868. \quad (20)$$

Введенная здесь величина τ_d носит название диффузионной длины и определяется формулой: $\tau_d = 1/p$, где p — наименьший вещественный

неотрицательный корень характеристического уравнения (13). Согласно сказанному выше

$$\tau_d \underset{\gamma \rightarrow 0}{\sim} 1 / \left(2k\gamma \sqrt{\ln \frac{1}{\gamma}} \right). \quad (21)$$

Отметим, что асимптотика резольвентной функции для одномерной среды также имеет, как показано в [10], вид (19), где $c = 4\pi^{-3/2}$, а τ_d получается из (21) при $k = 1/2$.

Поведение $\Phi(\tau, \gamma)$ в области $1 \ll \tau \ll \tau_d$ определяется из следующих соображений. Согласно [9] в указанной области $K(\tau, \gamma) \sim K(\tau, 0)$, а при $\tau \gg \tau_d$ ядерная функция очень быстро убывает. Поэтому при $p\tau_d \rightarrow \infty$ справедливо асимптотическое равенство

$$\bar{K}(p, \gamma) \sim \int_0^{\tau_d} e^{-p\tau} K(\tau, 0) d\tau, \quad (22)$$

где $\bar{K}(p, \gamma)$ — преобразование Лапласа ядерной функции. Используя (22), можно показать, что при $1 \ll \tau \ll \tau_d$

$$\Phi(\tau, \gamma) \sim \frac{8}{3} \pi^{-3/2} [(\ln \tau_d)^{3/2} - (\ln \tau)^{3/2}]. \quad (23)$$

Итак, есть две области различного асимптотического поведения резольвентной функции: $1 \ll \tau \ll \tau_d$ и $\tau \gg \tau_d$. В первой из них справедлива формула (23), а во второй — (19).

б) *Степенной профиль*. Тем же способом, который использовался при выводе соотношения (15) для доплеровского профиля (см. [10]), можно показать, что для степенного профиля при $\gamma \ll 1$

$$1 - \frac{1}{2} \bar{K}(p, \gamma) \sim L(\infty, \gamma) \{1 - q^2 [I(q) + I(-q)]\}, \quad (24)$$

где $q = p\tau_d$,

$$\tau_d = \left(\frac{W}{x-1} \right)^{1/(x-1)} \gamma^{-x/(x-1)}. \quad (25)$$

Функция $I(q)$ имеет вид

$$I(q) = \int_0^1 \mu^2 I_1(q\mu) d\mu, \quad (26)$$

где

$$I_1(q) = \int_0^{\infty} e^{-qz} dz \int_0^{\infty} \{ \exp[(z+t)^{1-x} - t^{1-x}] - 1 \} dt. \quad (27)$$

Характерная длина τ_c , возникающая при выводе (24), отличается от длины термализации τ_t , найденной в [9], лишь множителем порядка единицы.

Из (24) и (25) видно, что резольвентная функция должна иметь две области различного поведения: $1 \ll \tau \ll \tau_c$ и $\tau \gg \tau_c$. Асимптотика $\Phi(\tau, \gamma)$ в первой области определяется, очевидно, асимптотикой $I(q)$ при $q \rightarrow \infty$. Последняя получается из (26) и (27) и имеет вид

$$I(q) \sim \frac{-\pi(x-1)^{1/x}}{(2x-1) \sin(\pi/x)} q^{-(1+x)/x}. \quad (28)$$

Подставляя (28) в (24), затем (24) в (11) и производя обращение, найдем, что при $1 \ll \tau \ll \tau_c$ асимптотика $\Phi(\tau, \gamma)$ совпадает с асимптотикой $\Phi(\tau, 0)$, приведенной в книге В. В. Иванова [11]. Следовательно,

$$\Phi(\tau, \gamma) \sim \Phi(\tau, 0) \quad (29)$$

при $\tau \ll \tau_c$.

Что касается поведения $\Phi(\tau, \gamma)$ при $\tau \gg \tau_c$, то оно определяется асимптотикой $I(q)$ при $q \rightarrow 0$. После довольно громоздких преобразований из (26) и (27) можно найти для нее следующее представление при целом x

$$I(q) \sim \sum_{n=0}^{E(x-3)} \frac{c_n(x)}{n+3} q^n + \frac{\pi(x-1) q^{x-3}}{x \Gamma(x) \sin(\pi x)} - \frac{1}{2q} \theta(x-2) \Gamma\left(\frac{x-2}{x-1}\right), \quad (30)$$

где $E(x)$ — целая часть x , $\theta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\theta(x) = 0$ при $x < 0$,

$$c_n(x) = \frac{(-1)^n}{(n+1)!} \Gamma\left(\frac{x-3-n}{x-1}\right) \int_0^1 (1-t)^{n+1} (t^{1-x} - 1)^{\frac{n+3-x}{x-1}} dt. \quad (31)$$

Используя (30), получим асимптотическую формулу

$$\Phi(\tau, \gamma) \sim \frac{W}{xL(\infty, \gamma)} (\gamma\tau)^{-x} \sim \frac{W}{Ax} \gamma^{-1-x} \tau^{-x}, \quad (32)$$

которая справедлива и при целом x .

С учетом асимптотики ядерной функции, найденной в [9], (32) переписывается в виде

$$\Phi(\tau, \gamma) \sim \frac{1}{2} \frac{K(\tau, \gamma)}{[L(\infty, \gamma)]^2}. \quad (33)$$

Отметим сходство формулы (33) с асимптотикой резольвентной функции при $\gamma = 0$, $\lambda \neq 1$, приведенной в [11]. Последняя отличается от (33) лишь заменой $L(\infty, \gamma)$ на $1 - \lambda$, что отражает характер выхода фотона из процесса рассеяний: в одном случае этот выход обусловлен градиентом скорости, а в другом — гибелью при истинном поглощении.

Заметим, что асимптотические формулы для фойгтовского профиля получаются из формул для степенного профиля при $x = 2$, $W = a/(\pi A)$. Они применимы (так же, как и асимптотики ядерной функции (см. [9])) при $\gamma \ll a$.

Некоторые задачи. Рассмотрим теперь несколько частных распределений первичных источников.

1. *Равномерное распределение.* Положим $S_0(\tau) = S_0 = \text{const}$. Из соображений симметрии ясно, что тогда и $S(\tau) = \text{const}$. Вынося $S(t)$ из под знака интеграла в уравнении (1) или (2), найдем, что

$$S(\tau) = S_0/L(\infty, \gamma). \quad (34)$$

Это решение было получено впервые В. В. Соболевым [1] и, как показано в [2], не зависит от профиля коэффициента поглощения.

2. *Источник излучения в плоскости $\tau = 0$.* Пусть в плоскости $\tau = 0$ расположен изотропный источник излучения мощностью $A\lambda(x)dx$ в интервале частот от x до $x + dx$. Легко показать, что функция первичных источников, которая получается при учете однократного рассеяния фотонов, испускаемых источниками, равна $S_0(\tau) = K(\tau, \gamma)/2$. Таким образом, функция источников в рассматриваемой задаче совпадает с резольвентной функцией $\Phi(\tau, \gamma)$, асимптотики которой были найдены выше.

3. *Экспоненциальное распределение с плоской симметрией.* Положим $S_0(\tau) = \exp(-\tau/m)$, где τ — оптическое расстояние от плоскости $\tau = 0$, причем τ принимает значения от $-\infty$ до $+\infty$. Согласно асимптотикам $\Phi(\tau, \gamma)$ решение (9) при $S_0(\tau) = \exp(-\tau/m)$, имеющее физический смысл, есть лишь для доплеровского профиля, если $m > \tau_d$. Тогда из (9) и (11) имеем

$$S(\tau) = \frac{e^{-\tau/m}}{1 - \bar{K}(1/m, \gamma)/2}, \quad (35)$$

причем асимптотика $\bar{K}(1/m, \gamma)$ при $\gamma \ll 1$ дается формулой (18).

4. *Точечный источник излучения.* Пусть в точке $\tau = 0$ расположен изотропный источник излучения мощностью $A\alpha(x)dx$ в интервале частот от x до $x + dx$. Обозначим функцию источников через $S_p(\tau, \gamma)$, где τ — оптическое расстояние от источника. Функция первичных источников получается в результате учета однократного рассеяния фотонов, приходящих от источника. Она имеет вид

$$S_0(\tau) = K_1(\tau, \gamma)/(4\pi\tau^2). \quad (36)$$

Согласно (3) формула (36) переписывается следующим образом:

$$S_0(\tau) = -\frac{1}{4\pi\tau} \frac{dK(\tau, \gamma)}{d\tau}. \quad (37)$$

Сравнивая уравнение (2) при $S_0(\tau)$ в виде (37) с уравнением (8), находим, что

$$S_p(\tau, \gamma) = -\frac{1}{2\pi\tau} \frac{d\Phi(\tau, \gamma)}{d\tau}. \quad (38)$$

Соотношение (38) для $\gamma = 0$ приведено в [11]. В случае монохроматического рассеяния и $\gamma = 0$ оно следует из формул, полученных в статье В. А. Амбарцумяна [12].

Изучим поведение $S_p(\tau, \gamma)$, используя (38) и найденные выше асимптотики $\Phi(\tau, \gamma)$.

а) *Доплеровский профиль.* Подставляя (23) в (38), получим при $1 \ll \tau \ll \tau_d$

$$S_p(\tau, \gamma) \sim 2\pi^{-5,2} \frac{\sqrt{\ln \tau}}{\tau^2}, \quad (39)$$

что совпадает с асимптотикой $S_p(\tau, 0)$ (см. [11]). Для $\tau \gg \tau_d$ подстановка (19) в (38) дает

$$S_p(\tau, \gamma) \sim \frac{ck}{\pi\tau} \gamma \ln \frac{1}{\gamma} \exp(-\tau/\tau_d). \quad (40)$$

Легко убедиться, что при $\tau = \tau_d$ (39) и (40) дают одинаковый по порядку величины результат.

б) *Степенной профиль.* Для степенного профиля $\Phi(\tau, \gamma) \sim \Phi(\tau, 0)$ при $\tau \ll \tau_c$, поэтому здесь $S_p(\tau, \gamma) \sim S_p(\tau, 0)$. Асимптотика $S_p(\tau, 0)$

приведена в [11]. Для области $\tau \gg \tau_c$ асимптотика $S_p(\tau, \gamma)$ получается из (32) и (38). В итоге имеем

$$S_p(\tau, \gamma) \sim \begin{cases} W^{-1/x} \frac{2x-1}{4\pi^2 A x} \frac{\text{ctg}(\pi/(2x))}{\Gamma(1-1/x)} \tau^{-1/x-2}, & 1 \ll \tau \ll \tau_c \\ \frac{W}{2\pi A x} \gamma^{-1-x} \tau^{-x-2}, & \tau \gg \tau_c. \end{cases} \quad (41)$$

Из (39)–(41) видно, что в близкой к источнику зоне ($\tau < \tau_d$ или τ_c) градиент скорости мало влияет на функцию источников, а в далекой зоне ($\tau > \tau_d$ или τ_c) приводит к очень быстрому по сравнению с неподвижной средой ее убыванию.

Заключение. Помимо рассмотренных выше задач можно сравнительно легко найти асимптотические решения в задаче со сферически симметричным экспоненциальным распределением первичных источников, а также в случае, когда первичные источники распределены равномерно внутри сферы конечного радиуса. Однако мы не приводим эти решения ввиду их громоздкости. Заметим, что некоторые из рассмотренных задач могут иметь непосредственные астрофизические приложения. Например, задача о точечном источнике может возникать при определении функции источников в задаче о свечении планетарной туманности.

Результаты настоящей работы, а также большинства других работ, получены в предположении о полном перераспределении по частоте при рассеянии в сопутствующей системе координат. В действительности это предположение не выполняется строго. Однако расчеты, проведенные недавно для движущейся среды [13, 14], показали, что результаты, найденные при истинном и полном перераспределении, мало отличаются друг от друга, причем эти отличия меньше, чем в случае неподвижной среды.

Ленинградский государственный
университет

TRANSFER OF RESONANCE RADIATION IN INFINITE ISOTROPICALLY EXPANDING MEDIUM

S. I. GRACHOV

The problem of radiative transfer in resonance line is considered for an infinite homogeneous medium which expands isotropically with constant velocity gradient $\gamma \ll 1$. Complete frequency redistribution

over Doppler and power profiles is assumed in a local frame of reference. Asymptotic forms of the resolvent function of the integral transfer equation are obtained. Asymptotic solutions of this equation are also found for several particular distributions of primary sources.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Астрон. ж., 21, 143, 1944.
2. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
3. J. I. Castor, M. N., 149, 111, 1970.
4. В. П. Гринин, Астрофизика, 10, 239, 1974.
5. D. Mihalas, P. B. Kunasz, D. G. Hummer, Ap. J., 202, 465, 1975.
6. В. П. Гринин, Изв. Крымской обл., 54, 176, 1976.
7. G. B. Rybicki, in „Spectrum Formation in Stars with Steady-State Extended Atmospheres“, N. B. S. Spec. Publ., 332, 87, 1970.
8. В. В. Витязев, Вестн. ЛГУ, № 19, 124, 1973.
9. С. И. Грачев, Вестн. ЛГУ, № 1, 128, 1978.
10. С. И. Грачев, Астрофизика, 13, 185, 1977.
11. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
12. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960, стр. 269.
13. D. Mihalas, R. A. Shine, P. B. Kunasz, D. G. Hummer, Ap. J., 205, 492, 1976.
14. W.-R. Hamann, R.-P. Kudritzki, Astron. Astrophys., 54, 525, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

К ТЕОРИИ ВРАЩЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ В ПУЛЬСАРАХ С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ В ВИХРЯХ

В. А. ЧЕРНОБАЙ, В. В. АНДРОНИК

Поступила 10 июня 1977

Показана необходимость учета релятивистских эффектов в квантованных вихрях сверхтекучих ядер пульсаров.

Определена полная энергия одиночного вихря в приближении специальной теории относительности. Асимптотика полной энергии одиночного вихря, при квантовых числах n , много больших отношения внешнего радиуса вихря к комптоновской длине волны нуклона, линейна по n , тогда как в нерелятивистском случае кинетическая энергия вихря пропорциональна n^2 . Это указывает на возможность существования в пульсарах квазистойчивых вихрей с большими квантовыми числами n .

Показано, что при малых квантовых числах, учет релятивистских эффектов в вихрях не приводит к качественным изменениям общей картины вращения сверхтекучей жидкости, по сравнению с нерелятивистской теорией.

Нерелятивистская теория вращающейся сверхтекучей жидкости [1] часто применяется для описания движения нуклонной жидкости в пульсарах. В работе [2] на ее основе вычислен полный магнитный момент пульсара в предположении, что магнитное поле пульсара обусловлено внутренними движениями заряженных частиц.

Однако, если вращение пульсара как целое можно рассматривать в нерелятивистском приближении (скорость поверхности самого быстрого пульсара — в Крабовидной туманности $v \sim 5 \cdot 10^8$ см/сек), то использование нерелятивистского выражения для поля скоростей в одиночном вихре [1]:

$$v_s = \frac{n\hbar}{mr}; \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

является некорректным. Здесь \hbar — постоянная Планка, m — масса нуклона, r — расстояние от центра вихря.

Действительно, вблизи ствола вихря, т. е. при $r \sim 10^{-13}$ см получаем уже при $n = 1$ скорость $v_s \sim 6 \cdot 10^9$ см/сек. Поскольку в пульсарах следует ожидать сильные отклонения от термодинамического равновесия (больше n), формула (1) для них неприменима.

Представляется также важным учет релятивистских эффектов в вихрях при получении зависимости углового момента от полной энергии для сверхплотных тел, вводимых в космогонической концепции академика В. А. Амбарцумяна, если только в этих телах реализуется сверхтекучес состояние материи.

В настоящем сообщении мы рассматриваем вращение сверхтекучей жидкости, заполняющей цилиндрический сосуд, с учетом релятивистских эффектов в вихрях. Как и в работе [1], мы предполагаем справедливость двухжидкостной гидродинамики, т. е. рассматриваем движение сверхтекучей компоненты независимо от движения нормальной.

1. *Задача об одиночном вихре.* Наложив, следуя [1], условия квантования Бора—Зоммерфельда на импульс, получим для поля импульсов сверхтекучей компоненты единичного вихря с осью, параллельной оси вращения цилиндра,

$$p_s = \frac{n\hbar}{r}; \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Используя релятивистское выражение для импульса через скорость, получим поле скоростей:

$$v_s = \frac{n\hbar}{m \sqrt{r^2 + n^2 \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2}}, \quad (3)$$

где c — скорость света.

Аналогично [1] находим число вихрей на единицу площади N :

$$N = |\text{rot } p_s| / 2\pi n\hbar \quad (4)$$

и полную энергию вихря на единицу длины:

$$E_s = \pi c^2 \rho_s \left[b \sqrt{b^2 + n^2 \lambda_N^2} - a \sqrt{a^2 + n^2 \lambda_N^2} + n^2 \lambda_N^2 \ln \frac{b + \sqrt{b^2 + n^2 \lambda_N^2}}{a + \sqrt{a^2 + n^2 \lambda_N^2}} \right] \quad (5)$$

Здесь ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты, λ_N — комптоновская длина волны нуклона, b — некоторый условный внешний радиус вихря, a — его внутренний радиус. Исследование формулы (5) показывает, что при $b \gg n\lambda_N$ кинетическая энергия вихря пропорциональна n^2 . Это пол-

ностью соответствует нерелятивистскому случаю. Однако при больших n ($n \gg b/\lambda_N$) кинетическая энергия вихря зависит от n линейно. Таким образом, учет эффектов специальной теории относительности в вихрях приводит нас к выводу о возможности существования в пульсарах вихрей, которые обладают большим моментом количества движения. Явления, приводящие к образованию внешнего радиуса вихря, будут рассмотрены в отдельной работе.

2. *Вращение сверхтекучей жидкости в целом.* Следуя [1], воспользуемся вариационным методом. Будем предполагать также, что n достаточно мало, т. е. $n \ll b/\lambda_N$. Стационарному состоянию соответствует минимум величины $E_s - M\omega_0$, где E_s — энергия сверхтекучей компоненты, M — ее момент количества движения и ω_0 — угловая скорость вращения. В соответствии со сказанным во введении, второй член в этом выражении написан в предположении, что *жидкость как целое вращается с нерелятивистской скоростью*.

С учетом (4) и (5), а также очевидных выражений для момента количества движения имеем:

$$E_s - M\omega_0 = n_s \int \sqrt{m^2 c^4 + p_s^2 c^2} 2\pi r dr + \frac{\pi c^2 n_s m_N^2 n^2}{2\pi n \hbar} \times \\ \times \int |\operatorname{rot} p_s| \ln \left[\beta \frac{(2\pi n \hbar)^{1/2}}{(\pi |\operatorname{rot} p_s|)^{1/2} \lambda_N} \right] 2\pi r dr - n_s \omega_0 \int (p_s r + n \hbar) 2\pi r dr; \quad (6)$$

$$\beta = 2 \{ \exp [(b^2 - a \sqrt{a^2 + n^2 \lambda_N^2}) / n^2 \lambda_N^2] \} / (a + \sqrt{a^2 + n^2 \lambda_N^2}).$$

Варьируя (6) по δp_s и предполагая на границах $\delta p_s = 0$ (что, как легко видеть, приводит к $\delta v_s = 0$), получим уравнение:

$$(v_s - \omega_0 r) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (p_s r) + \frac{c^2 \lambda_N^2 m n}{4 \hbar} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (p_s r) \right) = 0 \quad (7)$$

Очевидно, уравнение (7) обладает двумя решениями. Одно из них соответствует ирротационному движению с полем импульсов

$$p_s = \frac{m \omega_0 R^2}{r}. \quad (8)$$

Здесь размерный коэффициент определен из граничных условий. Второе решение, с полем импульсов

$$p_s = m \omega_0 r \quad (9)$$

соответствует твердотельному вращению. Поскольку сумма решений (8) и

(9) не есть решение уравнения (7), учет релятивистских эффектов в вихрях сохраняет разрыв фазы на границе двух областей.

Найдем радиус R_i ирротационной области. Предположим, что она находится вблизи стен цилиндра. После интегрирования (6) и минимизации по R_i получаем:

$$\left(\frac{R}{R_i} - \frac{R_i}{R}\right)^2 = \frac{2mc^2 n_N^2}{\hbar \omega_0} \ln(\beta b).$$

При малых n правая часть мала. Тогда

$$\Delta R = R - R_i \simeq \frac{c}{V_T} \frac{\lambda_N}{4} \sqrt{\ln \frac{\beta b}{e}}. \quad (10)$$

Здесь V_T — скорость волн Ткаченко [3]. Подставив полученное выражение для R_i в (6), получим свободную энергию сверхтекучей компоненты при малых n :

$$E_s - M\omega_0 = -\frac{1}{4} \pi n_s m \omega_0^2 R^4 + \frac{\pi n_s m^2 c^2 \lambda_N^2 \omega_0 R^2}{h} n \ln \frac{\beta b}{e}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что при малых n минимум свободной энергии отвечает значению $n = 1$. Из сравнения формулы (11) с результатами нерелятивистского расчета следует, что учет релятивистских эффектов в вихрях, при $n \ll b/\lambda_N$ качественно не меняет общую картину движения сверхтекучей жидкости. Такого рода отличия должны проявиться при больших n . Однако, из-за математических трудностей, мы не смогли довести до конца расчеты для случая $n \gg b/\lambda_N$.

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара под руководством академика АН МССР В. А. Москаленко за обсуждение работы и ценные замечания.

Кишиневский государственный
университет

ON THE THEORY OF SUPERFLUID LIQUID ROTATION IN PULSARS TAKING INTO ACCOUNT THE RELATIVISTIC EFFECTS IN VORTECES

V. A. CHERNOBYE, V. V. ANDRONIC

The paper proves the necessity of taking into account the relativistic effects in quantized vortices of a pulsar's superfluid nucleus. The full energy of a single vortex for special relativity theory approximation is determined. The single vortex's full energy asymptotics for quantized

numbers n , which are much greater than the ratio of vortex's exterior radius to Compton's length of the nucleon, is linear with respect to n while in the nonrelativistic case the kinetic energy is proportional to n^2 . This suggests the possibility of existence of quasistable vortices with great quantized numbers n .

It is revealed that for small quantized numbers the taking into account the relativistic effects in the vortices do not lead to qualitative changes of the general condition of superfluid liquid rotation as compared to non-relativistic theory.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, Наука, М., 1971, стр. 104.
2. Д. М. Седралян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 8, 557, 1972.
3. В. К. Ткаченко, ЖЭТФ, 50, 1573, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

ГРАВИТАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВЛОЖЕННЫХ ДИСКОВ

М. Г. АБРАМЯН. Р. С. ОГАНЕСЯН

Поступила 24 сентября 1976

Пересмотрена 17 мая 1977

Внутри сферондальных галактик рассмотрена возможность существования вложенной равновесной формы материи в виде слоя с учетом вращения и самогравитации. Исследована устойчивость этих форм и установлено, что внешний сфероид оказывает стабилизирующее воздействие и при определенных условиях может привести к полной стабилизации вложенных слоев.

1. *Введение.* Вопрос равновесия и устойчивости дискообразных фигур, ввиду их сходства со спиральными галактиками, продолжает оставаться в центре внимания многих исследователей. Исследуя вопрос устойчивости изотермического газового слоя, Леду показал [1], что в возмущениях, направленных перпендикулярно к плоскости симметрии $z = 0$, неустойчивость не возникает. В плоскости же симметрии устойчивы только те волны, для которых

$$k^2 c^2 > 2\pi G \rho_c, \quad (1.1)$$

где k , ρ_c соответственно волновой вектор и плотность массы в плоскости симметрии.

Чандрасекаром было показано, что вращение может приводить к стабилизации возмущений рассматриваемых систем [2]. Оказывается, что вращение приводит к изменению устойчивости только тех волн, которые распространяются перпендикулярно к оси вращения. Для этих волн дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega^2 = k^2 c^2 + 4\Omega^2 - 4\pi G \rho_c. \quad (1.2)$$

Отсюда видно, что если давление стабилизирует короткие волны, то вращение может давить неустойчивость в области длинных волн.

Более обширный анализ устойчивости вращающихся самогравитирующих дисков с давлением был проведен Голдрейхом и Линден-Беллом в работе [3]. Помимо результата Чандрасекара, ими было показано, что вращающийся политропный слой неустойчив, если $\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2 > m$, где m — число, которое в зависимости от индекса политропы γ может принимать значения в пределах $1.75 \geq m \geq 0.7$. При этом значение 1.75 соответствует случаю $\gamma = \infty$ (однородная несжимаемая жидкость), а 0.7 — случаю $\gamma = 1$ (изотермический диск). Исследование устойчивости в указанной работе базируется на доказательстве того, что ω^2 всегда реальное число. Так что рассматривается устойчивость критических мод в окрестностях точки $\omega = 0$. При этом было показано, что политропные слои с $\gamma = 1, 2, \infty$ устойчивы при достаточно быстрых вращениях.

Однако следует отметить, что в работе [3] для обеспечения равновесного состояния в виде плоского слоя, авторами было введено фиктивное гравитационное поле — $\Omega^2 r$. Этого искусственного приема можно было бы избежать, принимая во внимание гетерогенный состав наблюдаемых реальных объектов. Действительно, известно, что наша Галактика, другие спиральные галактики, а возможно и эллиптические галактики состоят из населений с разной степенью сферичности и с различными угловыми скоростями вращения. Идеализируя постановку задачи, работой [4] была начата разработка теории вложенных фигур равновесия, принимая эти системы как состоящие из вложенных друг в друга взаимопроникающих сфероидов с разными эксцентриситетами, но с одной и той же плоскостью симметрии и с одним центром. Дальнейшее исследование проблемы возможных фигур равновесия вложенной массы показало [5], что существует некоторое значение угловой скорости вращения вложенной массы $\Omega_*(e_0, i_0)$, зависящее от параметров внешнего сфероида, при котором вложенные сфероиды сплющиваются в плоский диск. Выше этого значения угловой скорости образуются качественно новые фигуры равновесия в виде двуполостного гиперболоида вращения.

Исследуя вопрос устойчивости вложенных несжимаемых плоских дисков авторы работы [4] показали, что они могут быть стабилизированы достаточно сильной гравитацией внешнего сфероида. В работе [6] был исследован вопрос устойчивости изотермического вложенного диска в случае, если внешняя гравитация сфероида намного больше самогравитации диска. Был получен спектр частот собственных колебаний и вертикальных пульсаций. Оказалось, что в галактиках, где самогравитацией межзвездного газа можно пренебречь по сравнению с гравитацией звездного населения дискообразная межзвездная среда всегда устойчива.

В настоящей работе по методу [3] будет исследован вопрос устойчивости вращающихся самогравитирующих политропных дисков, вложенных

внутри сфероидальной гравитирующей массы. Наличие внешнего сфероида нам дает возможность избавиться от необходимости введения фиктивного гравитационного поля — $\Omega^2 r$.

При решении задачи мы будем исходить из следующих предположений: если нас интересует устойчивость слоя звездной системы, то будем предполагать наличие сфероидального гало, которое и будет играть роль внешней гравитирующей массы. Если нас интересует устойчивость слоя межзвездного газа, то за внешний сфероид примем звездную систему, в то время, как галактическое гало будет приводить к уменьшению толщины газового слоя, оказывая на него избыточное давление.

2. *Равновесное состояние.* Пусть внутри однородного сфероида плотности массы ρ_0 и эксцентриситета e_0 твердотельно вращается масса с полнотропным уравнением состояния

$$p = \rho^{\gamma}, \quad (2.1)$$

где p, ρ — суть парциальные значения давления и плотности вложенной массы.

Уравнение относительного равновесия вложенной массы имеет вид

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \left(V + V_0 - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \right). \quad (2.2)$$

Здесь r — цилиндрический радиус, $V(r)$ — собственный гравитационный потенциал, $V_0(r)$ — гравитационный потенциал внешнего сфероида во внутренней ее точке:

$$V_0(r, z) = -\pi G \rho_0 [A_0 r^2 + C_0 z^2], \quad (2.3)$$

где

$$A_0 = 1 - \frac{1}{2} C_0 = \frac{1 - e_0^2}{e_0^3} (\arcsin e_0 - e_0 \sqrt{1 - e_0^2}). \quad (2.4)$$

Подставляя (2.3) в (2.2), получим

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \left[V - \pi G \rho_0 C_0 z^2 - \frac{1}{2} (\Omega^2 - 2\pi G \rho_0 A_0) r^2 \right], \quad (2.5)$$

откуда видно, что слоистая структура вложенной массы возможна в случае, если

$$\Omega^2 = 2\pi G \rho_0 A_0 \equiv \Omega_*^2. \quad (2.6)$$

Тогда можно предполагать, что все физические параметры вложенной массы зависят только от координаты z : $\rho = \rho(z)$, $p = p(z)$, $V = V(z)$. Введя далее

$$\vec{g} = -\nabla V, \quad (2.7)$$

уравнение (2.3) и уравнение Пуассона запишутся в виде

$$-\frac{dp}{dz} = \rho g + 2\pi G \rho_0 C_0 \rho z \quad (2.8)$$

и

$$\frac{dg}{dz} = 4\pi G \rho. \quad (2.9)$$

Исключая из уравнений (2.1), (2.8), (2.9) p , g , введя обозначения

$$\mu = \frac{w}{x\gamma} \int_0^x \frac{dz}{\rho^{1/2}}, \quad (\rho/\rho_c)^{1/2} = \cos^2 x, \quad (2.10)$$

(где w — произвольная постоянная, ρ_c — плотность массы в плоскости симметрии диска), записывая уравнение (2.8) с учетом (2.1), (2.10) и интегрируя, получим

$$\mu = \int_0^x \frac{d \cos x}{\left(1 + \frac{\gamma a}{\gamma - 1} - \frac{\gamma a}{\gamma - 1} \cos^{2-2/\gamma} x - \cos^2 x\right)^{1/2}}, \quad (2.11)$$

Здесь мы предполагали

$$w^2 = 2\pi G x_1^2 \rho_c^{1/2}, \quad (2.12)$$

и ввели обозначение

$$a = \frac{\rho_0 C_0}{2\rho_c}. \quad (2.13)$$

Уравнение (2.11) легко интегрируется в случаях $\gamma = 2, \infty$.

Случай $\gamma = 2$. При этом интегрирование (2.11) дает

$$\mu = \arccos \frac{a + \cos x}{a + 1},$$

откуда

$$\rho(z) = \rho_c [(\alpha + 1) \cos \mu - \alpha]. \quad (2.14)$$

С другой стороны при $\mu = 2$ из (2.10)

$$\mu = \zeta z, \text{ где } \zeta^2 = 2\pi G/\gamma. \quad (2.15)$$

Так что для плотности распределения массы во вложенном диске получим формулу

$$\rho(z) = \rho_c [(a+1) \cos \zeta z - a]. \quad (2.16)$$

Границу слоя находим из условия $\rho(D_0) = 0$:

$$D_0 = \left(\frac{\gamma}{2\pi G} \right)^{1/2} \arccos \frac{a}{a+1}. \quad (2.17)$$

Как видно из полученного результата наличие внешнего сфероида приводит к уменьшению толщины слоя. Подставляя $a = 0$, получим $D_0 \zeta = \pi/2$. Во всех других случаях $D_0 = Z_0 < \pi/2$.

Случай $\gamma = \infty$. Для несжимаемого слоя ($\rho = \text{const}$) из уравнений (2.8) и (2.9) легко получить соотношения

$$g = 4\pi G \rho z, \quad |z| \leq D_0 \quad (2.18)$$

и

$$p = p_c - 2\pi G \rho^2 (1+a) z^2, \quad (2.19)$$

где p_c — парциальное давление материи слоя на плоскости симметрии.

Для других значений γ мы не будем определять равновесное состояние, но тем не менее возможно исследовать вопрос их устойчивости относительно волн, содержащих движение исключительно перпендикулярно плоскости $z = 0$, и показать, что ω^2 всегда реально для всех волн [3].

Если нас интересует устойчивость газового слоя галактики, то на него помимо гравитации внешнего сфероида действует также, хотя малое, но конечное давление гало. Это приводит к тому, что равновесной границей газового слоя окажется не поверхность, на которой парциальное давление газа обращается в нуль, а поверхность, на которой давление газа равно давлению гало. Так что невозмущенными границами слоя окажутся не поверхности $z = \pm D_0$, а $z = \pm D$, где $D < D_0$.

3. Уравнения для возмущений. Параметры возмущенной конфигурации обозначим индексом «1». Тогда возмущенная форма уравнения состояния (2.1) будет

$$p_1 = c^2 \rho_1, \quad (3.1)$$

где c — скорость звука во вложенной массе

$$c^2 = \kappa \gamma \rho^{\gamma-1} = \gamma \frac{p}{\rho}. \quad (3.2)$$

Следует отметить, что скорость звука кроме изотермического случая $\gamma = 1$ является функцией от z .

После линеаризации, уравнение движения вложенной массы примет вид

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} = \nabla \chi_1, \quad (3.3)$$

где

$$\chi_1 = V_1 - \frac{p_1}{\rho} = V_1 - c^2 \frac{\rho_1}{\rho}, \quad (3.4)$$

а уравнение неразрывности и уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{u} = 0, \quad (3.5)$$

$$\nabla^2 V_1 = -4\pi G \rho_1. \quad (3.6)$$

Предположим, что возмущенные параметры не зависят от координаты y , а зависимость от t и x представим в виде $\exp(i\omega t + ikx)$. Тогда уравнения (3.3) — (3.6) запишутся в виде

$$i\omega u_x - 2\Omega u_y = ik\chi_1, \quad (3.7)$$

$$i\omega u_y + 2\Omega u_x = 0, \quad (3.8)$$

$$i\omega u_z = \frac{d\chi_1}{dz}, \quad (3.9)$$

$$\chi_1 = V_1 - \frac{p_1}{\rho} = V_1 - c^2 \frac{\rho_1}{\rho}, \quad (3.10)$$

$$i\omega \rho_1 + ik\rho u_x + \frac{d}{dz}(\rho u_z) = 0, \quad (3.11)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2\right)V_1 = -4\pi G \rho_1. \quad (3.12)$$

Уравнения (3.7)—(3.12) составляют полную систему для исследования устойчивости политропных слоев. Решения этой системы должны удовлетворять граничным условиям задачи, которые определяются следующим образом. Представим новую границу в виде

$$z = D + \eta_1, \quad (3.13)$$

где η_1 включает в себя зависимость $\exp(i\omega t + ikx)$. Тогда давление на возмущенной поверхности должно равняться давлению гало.

$$p(D + \eta_1) = p_r. \quad (3.14)$$

Удобнее записать это условие на невозмущенной поверхности $z = D$. Для этого, записывая полное уравнение движения и интегрируя в пределах $D; D + \eta_1$, в линейном приближении получим следующее граничное условие для давления:

$$p_1(D) = -\eta_1 \rho \left(\frac{dV}{dz} \right)_D + 2\pi G \rho_0 C_2 \eta_1^2. \quad (3.15)$$

Второй член в правой части представляет эффект внешнего сфероида на возмущение давления вложенного диска.

Другие граничные условия получаются более элементарным образом [3]: условие для u_z

$$i\omega \eta_1(D) = u_z(D), \quad (3.16)$$

и условие для потенциала

$$kV_1(D-) - \frac{dV_1}{dz}(D-) = -4\pi G \rho \eta_1(D). \quad (3.17)$$

Аналогичные условия можно написать для границы $z = -D$. Соотношения (3.15), (3.16) и (3.17) составляют полную систему граничных условий задачи.

Доказательство реальности ω^2 аналогично рассуждениям, приведенным в разделе 5 работы [3], поэтому мы здесь его не приводим. Здесь также получается биквадратное уравнение (69) работы [3] относительно ω . Разница заключается лишь в том, что здесь величина R несколько другое реальное число. Однако это не действует на реальность ω^2 . Так что мы можем получить критерий устойчивости системы, рассматривая поведение мод вблизи точки $\omega = 0$.

4. Волны в направлении z . Важно отметить, что существуют два разных класса мод с $k \rightarrow 0$: а) волны, в которых движение направлено только по z ; б) волны с бесконечной длиной волны в плоскости симметрии, но в этой плоскости их скорости не идентично равны нулю. Известно, что в невращающемся диске неустойчивы только волны класса б). В работе [3] было показано, что вращение стабилизирует волны класса б) и не влияет на колебания класса а), которые всегда устойчивы.

Рассуждения, аналогичные приведенным в пункте 6 работы [3], приводят к следующему соотношению (ср. с формулой (81) работы [3])

$$\left(\frac{\omega^2}{4\pi G} - \rho_0 \frac{C_0}{2} \right) \int_{-D}^z g_1 dz + \left[\frac{c^2}{4\pi G \rho} \left(\frac{dg_1}{dz} \rho - g_1 \frac{d\rho}{dz} \right) \right]_{-D}^z = 0, \quad (4.1)$$

где $g_1 = -dV_1/dz$. Пользуясь уравнением (3.6) для исключения g_1 , из граничных условий (3.15), (3.17) с учетом (2.8) и уравнения состояния, легко показать, что второй член в (4.1) обращается в нуль при $z = \pm D$. Следовательно

$$\left(\frac{\omega^2}{4\pi G} - \rho_0 \frac{C_0}{2} \right) \int_{-D}^D g_1 dz = 0. \quad (4.2)$$

Отсюда видно, что или $\omega^2 = 2\pi G\rho_0 C_0$, или g_1 обращается в нуль где-то в области $D > z > -D$. Предположим, что наименьшее значение z в рассматриваемой области, при котором $g_1 = 0$, есть z_0 , и что $g_1 > 0$ (< 0) на плоскости $z = -D$. Тогда

$$\int_{-D}^{z_0} g_1 dz > 0 \quad (< 0), \quad (4.3)$$

так что из уравнения (4.1)

$$-\frac{1}{\frac{\omega^2}{4\pi G} - \rho_0 \frac{C_0}{2}} \left| \frac{dg_1}{dz} \right|^{z_0} > 0 \quad (< 0). \quad (4.4)$$

Но $g_1 > 0$ (< 0) при $z = -D$ и обращается в нуль на $z = z_0$, так что

$$\left| \frac{dg_1}{dz} \right|^{z_0} < 0 \quad (> 0).$$

Следовательно, из (4.4) следует, что

$$\omega^2 \geq 2\pi G\rho_0 C_0 \equiv \omega_0^2, \quad (4.5)$$

где знак равенства соответствует несамогравитирующему слою: $g_1 = 0$. Фактически ω_0 есть основная частота вертикальных пульсаций вложенного политропного слоя. Этот результат согласуется с результатом работы [6], где в частности нами был получен полный спектр частот вертикальных пульсаций вложенного изотермического слоя:

$$\omega_m^2 = 2\pi G\rho_0 C_0 (2m + 1), \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

пренебрегая действием собственной гравитации слоя ($g_1 = 0$). Отметим, что для невложенного слоя значение ω_0 равно нулю [3].

5. Дисперсионное соотношение для несжимаемого вложенного слоя ($\gamma = \infty$). Исследование устойчивости несжимаемого вложенного слоя интересно тем, что для него удастся получить полное дисперсионное уравнение. В рассматриваемом случае $\gamma_1 = 0$, так что

$$\operatorname{div} \vec{u} = iku_x + \frac{du_z}{dz} = 0. \quad (5.1)$$

Исключая скорости из уравнений (3.7)—(3.9) и (5.1), получим дифференциальное уравнение относительно χ_1 , общее решение которого имеет вид

$$\chi_1 = A \frac{\operatorname{ch} nkz}{\operatorname{ch} nkD} + B \frac{\operatorname{sh} nkz}{\operatorname{sh} nkD}, \quad (5.2)$$

где

$$n^2 = \left(1 - \frac{4\Omega^2}{\omega^2}\right)^{-1}. \quad (5.3)$$

Решение же уравнения Пуассона (3.12) в рассматриваемом случае имеет вид

$$V_1 = M \frac{\operatorname{ch} kz}{\operatorname{ch} kD} + N \frac{\operatorname{sh} kz}{\operatorname{sh} kD}. \quad (5.4)$$

Так как проблема симметрична относительно плоскости $z = 0$, то полное решение можно представить в виде суперпозиции двух отдельных мод — симметричных и антисимметричных и исследовать их устойчивости в отдельности.

В работе [3] было показано, что одиночный несжимаемый слой всегда устойчив по отношению к антисимметричным модам ($A = M = 0$). Аналогичный результат получается и в случае, когда учитываем гравитационное действие внешнего сфероиды. Более интересным является исследование устойчивости слоя по отношению к симметричным модам ($B = N = 0$). Оказывается, что при этом невложенный слой устойчив, если [3]

$$\frac{\pi G \rho}{4 \Omega^2} \leq 1.75. \quad (5.5)$$

Наличие внешнего гравитирующего сфероиды приводит к изменению условия (5.5) и поэтому вкратце приводим вывод дисперсионного уравнения для симметричной моды.

Применяя на (5.4) граничное условие (3.17), получим

$$kM(1 + \operatorname{th} kD) = 4\pi G \rho \chi_1. \quad (5.6)$$

Из (3.10) с учетом (5.2) и (5.4) находим

$$\frac{p_1}{\rho} = -A \frac{\operatorname{ch} nkz}{\operatorname{ch} nkD} + M \frac{\operatorname{ch} kz}{\operatorname{ch} kD}, \quad (5.7)$$

откуда с помощью условия (3.15) получим

$$M - A = 4\pi G_0 D \gamma_1 (1 + a). \quad (5.8)$$

Исключая скорость u_z из (3.9), (3.16)

$$\omega^2 \gamma_1 = A n k \operatorname{th} nkD, \quad (5.9)$$

с помощью (5.6), (5.8), (5.9) получим дисперсионное уравнение

$$\omega^2 = 4\pi G_0 \rho \left[1 + a - \frac{1 + \exp(-2kD)}{2kD} \right] n k D \operatorname{th}(nkD), \quad (5.10)$$

которое вблизи $\omega = 0$ принимает более простую форму

$$\frac{\omega^2}{\pi G_0 \rho} = \frac{4\Omega^2}{\pi G_0 \rho} - 2kD[1 - 2kD(1 + a) + \exp(-2kD)]. \quad (5.11)$$

Здесь мы пользовались тем, что при $\omega \rightarrow 0$, $n \rightarrow 0$, так что

$$nkD \operatorname{th}(nkD) \approx n^2 k^2 D^2.$$

Как видно из дисперсионного уравнения (5.11), наличие внешнего сфероида увеличивает область устойчивых симметричных мод (критическое значение $2kD$ уменьшается) и увеличивает значение параметра $\pi G_0 / 4\Omega^2$.

В грубом приближении критическое значение $2kD$ можно вычислить по формуле*

$$2kD = \frac{2}{3}(2 + a) - \frac{2}{3}\sqrt{(2 + a)^2 - 3}, \quad (5.12)$$

откуда видно, что при больших значениях a ($\rho_0 \gg \rho$) $2kD \rightarrow 0$, т. е. достаточно плотное внешнее тело сможет полностью стабилизировать вложенные в него диски. Этот результат подтверждается численными расчетами, приведенными в конце настоящей работы. Наконец, полагая, что в (5.10) $a = \Omega = 0$, получим дисперсионное уравнение несжимаемого слоя в собственном поле гравитационных сил и критерий устойчивости в виде $kD = 0.64$, установленный в работе [7].

6. Критические моды для вложенных политропных слоев $\gamma = 2$. Как видно из (3.9) вблизи точки $\omega = 0$ значение γ_1 является постоянной величиной порядка ω . Так что можно представить

$$\gamma_1 = \Lambda_1 + O(\omega). \quad (6.1)$$

* Эта формула тем точнее, чем больше значение a .

Тогда уравнение (3.12) с учетом (3.10) и (6.1) примет вид

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + l^2\right) V_1 \zeta^2 \Lambda_1 + O(\omega), \quad (6.2)$$

где

$$l^2 = \zeta^2 - k^2, \quad \zeta^2 = \frac{2\pi G}{\kappa} = \frac{4\pi G \rho}{c^2}. \quad (6.3)$$

Здесь тоже удобно исследовать устойчивость симметричных и антисимметричных мод в отдельности. Симметричные возмущения, являющиеся решениями (6.2), имеют вид

$$V_1 = \frac{\zeta^2 \Lambda_1}{l^2} + A_1 \cos lz + O(\omega), \quad (6.4)$$

а с учетом (3.10)

$$c^2 \frac{\rho_1}{\rho} = \frac{k^2 \Lambda_1}{l^2} + A_1 \cos lz + O(\omega). \quad (6.5)$$

Для антисимметричных возмущений получим

$$V_1 = B_1 \sin lz + O(\omega), \quad (6.6)$$

$$c^2 \frac{\rho_1}{\rho} = B_1 \sin lz + O(\omega). \quad (6.7)$$

Устойчивость вращающихся однородных слоев относительно рассматриваемых мод была исследована Голдрейхом и Линден-Беллом [3]. Им было показано, что вращающийся слой неустойчив по отношению к антисимметричным модам (6.6), (6.7), кроме тривиального случая $k = 0$. По отношению же к симметричным модам (6.4), (6.5) неустойчивость возникает, если

$$F(K) \equiv \frac{L^{-2}(T-1)(Z^2 K^{-1} - f) + (fZ^{-1} + 1)(T + K^{-1})}{L^2 T + f - K} = QZ^{-2}, \quad (6.8)$$

где

$$f = \frac{2D\rho(D)}{\Sigma_0} = \frac{Z}{\operatorname{tg} Z}, \quad (6.9)$$

$$Z = \zeta D, \quad L = lD, \quad K = kD, \quad L^2 = Z^2 - K^2, \quad T = L^{-1} \operatorname{tg} L, \quad (6.10)$$

$$\Sigma_0 = \int_{-D}^D \rho(z) dz, \quad Q = \frac{\pi G \Sigma_0}{2D\varpi^2}. \quad (6.11)$$

При этом соотношение (6.8) дает критические значения волновых чисел устойчивых волн и предельное значение параметра $\pi G \rho_c / 4 \Omega^2$ соответствующего полной устойчивости слоя.

Исследование устойчивости вложенных слоев по отношению к рассматриваемым возмущениям производится аналогичным образом и поэтому мы здесь его не излагаем. Отметим, что гравитация внешнего сфероида не снимает неустойчивость слоя по отношению к антисимметричным возмущениям, но увеличивает область устойчивых симметричных мод, оказывая тем самым стабилизирующее воздействие. Для критических значений параметра K опять получается уравнение (6.8) с тем только отличием, что здесь

$$f = \frac{2D_0(D)}{\Sigma_0 + C_0 \rho_0 D} = Z \frac{\cos Z - b}{\sin Z - bZ}, \quad (6.12)$$

где $b = a/(a + 1)$.

7. *Результаты и обсуждение.* Для сравнения критериев неустойчивости вложенных политропных слоев с $\gamma = 2, \infty$, необходимо вводить некоторые стандартные параметры [3]. Среднюю плотность массы слоев будем определять как

$$\bar{\rho} = \frac{\int_{-D}^D \rho^2(z) dz}{\int_{-D}^D \rho(z) dz}, \quad (7.1)$$

а стандартную толщину как

$$H = \frac{\Sigma_0}{\bar{\rho}} = \frac{\int_{-D}^D \rho(z) dz}{\bar{\rho}}. \quad (7.2)$$

Для различных слоев эти стандартные параметры выражаются соотношениями, приведенными в табл. 1.

Таблица 1

Станд. параметры	$\gamma = 2$		$\gamma = \infty$
	$Z_0 = \pi/2$	$Z < \arccos b$	
H	$\frac{8}{\pi^2}$	$\frac{4}{2b^2 Z - 4b \sin Z + Z + \sin Z \cos Z} (\sin Z - bZ)^2$	$2D$
$\bar{\rho}$	$\pi \frac{\rho_c}{4}$	$\frac{\rho_c}{2} \frac{2b^2 Z - 4b \sin Z + Z + \sin Z \cos Z}{\sin Z - bZ} (1 + a)$	ρ_c

Подставляя сюда $b = 0$, получим результаты работы [3]. Введем еще одну стандартную функцию (для случая $\omega = 0$)

$$J(kH) = \frac{\pi G_p}{4\Omega^2}, \quad (7.3)$$

которая для несжимаемого вложенного слоя выражается формулой

$$J(kH) = \frac{1}{kH[1 - kH(1 + a) + \exp(-kH)]}. \quad (7.4)$$

(7.4) легко получается из (5.11) при $\omega = 0$). Для политропного слоя $\gamma = 2$ эта функция получается в следующем виде:

$$j(kH) = \frac{Z^3}{8} \frac{2b^2 Z - 4b \sin Z + Z + \sin Z \cos Z}{(\sin Z - bZ)^2} F(K), \quad (7.5)$$

где $F(K)$ — выражается формулой (6.8).

Графики функций (7.4) и (7.5) при различных значениях параметра a приведены на рис. 1. Если давление гало на слой межзвездного газа пренебрежимо мало (или, если мы исследуем устойчивость звездного диска галактики), то будем принимать

$$Z = Z_0 = \arccos b. \quad (7.6)$$

Графики на рис. 1 приведены именно для этого случая. Как видно из рисунка, одиночный ($a = 0$) политропный слой с $\gamma = 2$ устойчив, если $\pi G_p / 4\Omega^2 < 1.101$. При $\pi G_p / 4\Omega^2 = 1.101$ волновое число имеет значение $kH = 0.97$ и отсутствуют экспоненциально нарастающие волны. В случае $\pi G_p / 4\Omega^2 > 1.101$ существует область волновых чисел, соответствующая неустойчивым экспоненциально нарастающим волнам. Эта область включает в себе значение $kH = 0.97$ и с обеих сторон окружена устойчивыми волновыми числами. Например, при $\pi G_p / 4\Omega^2 = 1.5$ областью неустойчивых волн является $1.5 > kH > 0.45$.

Гравитация внешнего сфероиды приводит к тому, что увеличивается значение $(\pi G_p / 4\Omega^2)_{кр}$ и уменьшается значение $(kH)_{кр}$ устойчивых волн. Например, при $a = 1$ критические значения параметров политропного слоя $\gamma = 2$ равны $(\pi G_p / 4\Omega^2)_{кр} = 1.78$ и $(kH)_{кр} = 0.58$. С ростом параметра a параболовидные кривые устойчивости все больше сужаются (ветви сближаются), перемещаясь влево и вверх. При больших значениях параметра a , т. е. когда материя внешнего сфероиды намного плотнее вложенной, критическое значение kH стремится к нулю, а критическое значение $\pi G_p / 4\Omega^2$ бесконечно возрастает. Это означает, что в таких системах дискообразные слои независимо от величины угловой скорости

вращения всегда устойчивы. В табл. 2 приведены критические значения параметров политропных слоев $\gamma = 2, \infty$ при разных значениях величины a . В третьем столбце приведены значения характерного параметра мас-

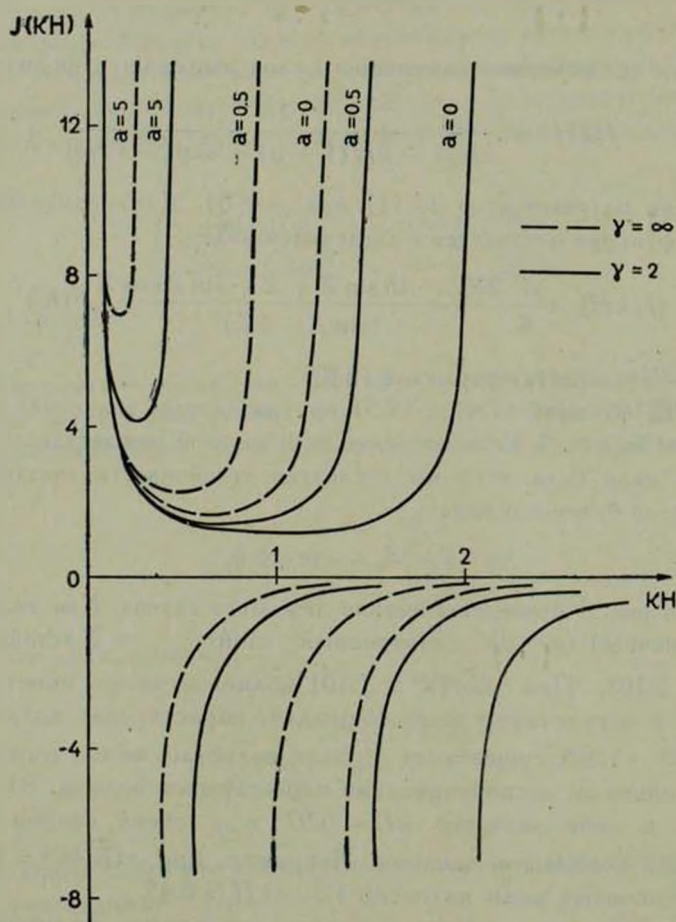


Рис. 1.

сы фрагментов, при распаде слоя на части вследствие неустойчивости. Массу этих фрагментов можно оценить формулой

$$M = \left(\frac{2\pi}{kH} \right)_{\text{кр}} H^{\frac{3}{2}} \rho. \quad (7.7)$$

При секулярном охлаждении слоя, когда он медленно конденсируется вокруг плоскости $z=0$, впервые неустойчивость должна возникнуть при критических значениях волнового числа и тогда слой будет фрагментироваться на части, масса которых будет порядка (7.7) [3].

Результаты, приведенные в табл. 2, показывают, что критические значения параметров слабо зависят от значения показателя политропы γ . Это объясняется линейной связью возмущений плотности и давления (3.1). Так что можно предполагать, что изотермический вложенный слой ($\gamma = 1$) обладает теми же свойствами, что и слои с $\gamma = 2, \infty$. Более того, из таблицы 2 видно, что произведение $(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр} (kH)_{кр}$ в широкой области изменения параметра a имеет приблизительно постоянное значение, которое очень слабо зависит от значения γ :

$$(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр} (kH)_{кр} \approx 1. \quad (7.8)$$

Таблица 2

$a = \frac{C_0 \rho_0}{2 \rho_c}$	$Z_0 = \arccos b$	$(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр}$		$(kH)_{кр}$		$(M/H^2 \rho)_{кр}$	
		$\gamma = 2$	$\gamma = \infty$	$\gamma = 2$	$\gamma = \infty$	$\gamma = 2$	$\gamma = \infty$
0	1.57	1.101	1.73	0.97	0.607	$4.5 \cdot 10^1$	$1.1 \cdot 10^2$
0.1	1.48	1.17	1.85	0.9	0.57	$4.9 \cdot 10^1$	$1.2 \cdot 10^2$
0.5	1.23	1.45	2.308	0.72	0.45	$7.6 \cdot 10^1$	$1.9 \cdot 10^2$
1	1.05	1.78	2.84	0.58	0.36	$1.2 \cdot 10^2$	$3.0 \cdot 10^2$
5	0.59	4.29	6.96	0.24	0.15	$6.8 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^3$
10	0.45	7.28	12.05	0.14	0.085	$2.0 \cdot 10^3$	$4.4 \cdot 10^3$
100	0.14	61.88	102.03	0.016	0.01	$1.4 \cdot 10^5$	$3.9 \cdot 10^5$

По-видимому соотношение (7.8) справедливо и для изотермического вложенного слоя. Например, для критических параметров невложенного изотермического слоя это соотношение удовлетворяется, так как известно [3], что $(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр} = 0.73$, $(kH)_{кр} = 1.4$.

Учет давления гало ($Z < Z_0$), в зависимости от значения параметра a , может привести как к уменьшению $(kH)_{кр}$ и к росту $(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр}$, так и наоборот. Например, в случае $a = 0.1$ (0) и $Z = 1 < Z_0 = 1.48$ ($\pi/2$) для критических значений параметров слоя получаем $(kH)_{кр} = 0.79$ (0.82) и $(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр} = 1.34$ (1.31) в том случае, когда при $a = 5$ и $Z = 0.4 < Z_0 = 0.59$ получаем $(kH)_{кр} = 0.49$, $(\pi G \bar{\rho} / 4 \Omega^2)_{кр} = 2.13$.

Выражаем искреннюю благодарность В. А. Антонову, обратившему наше внимание на работу [3], и С. А. Каплану за обсуждение результатов работы.

THE GRAVITATIONAL STABILITY OF THE ROTATING
INTERPUT DISKS

M. G. ABRAHAMIAN, R. S. OGANESIAN

The existence of the matter in the interput disk-like equilibrium form inside a spheroidal galaxy is considered taking into account rotation and self-gravitation.

The stability is investigated and the stabilizing influence of the outside spheroid is established. In certain conditions the presence of the spheroid can lead to complete stabilization of the interput disk-like systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ledoux, *Ann. Astrophys.*, 14, 438, 1951.
2. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford University Press, 1961, p. 589.
3. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *MN.*, 130, 97, 1965.
4. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 10, 565, 1974.
5. М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 11, 121, 1975.
6. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, *Астрофизика*, 13, 253, 1977.
7. Р. С. Оганесян, *Астрон. ж.*, 37, 458, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

КИНЕТИКА РЕКОМБИНАЦИИ ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ ПЕРВИЧНЫХ «ЧЕРНЫХ ДЫР» МАЛОЙ МАССЫ

П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ

Поступила 7 июля 1977

В работе рассмотрено искажение динамики рекомбинации водорода в рамках стандартной модели эволюции Вселенной вследствие испарения первичных «черных дыр» массы $M < 10^{14}$ г. Получены спектры инжектируемых частиц, верхняя граница обилия «черных дыр» и максимально допустимое значение амплитуды начальных флуктуаций плотности.

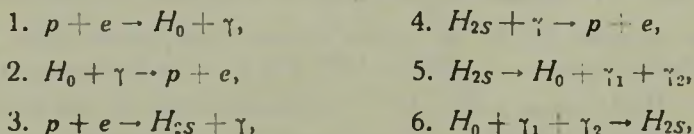
Для объяснения наблюдаемой в настоящее время мелкомасштабной структуры однородной изотропной в среднем Вселенной обычно привлекается гипотеза существования малых начальных возмущений плотности, которые в процессе своей эволюции приводят к образованию галактик и скоплений галактик [1]. Такие возмущения своей «коротковолновой» областью спектра могут приводить к образованию на соответствующих этапах расширения первичных «черных дыр» (ПЧД) малой массы [2, 3]. В связи с тем, что «черные дыры» массы M испаряют ультрарелятивистские частицы энергии $E \propto 10^{10} M^{-1}$ (эрг) и вследствие этого имеют характерные времена жизни $\tau \propto (10^{26} + 10^{28}) M^3$ [4], к настоящему времени доживают ПЧД лишь с $M > 10^{14.5}$ г. Ограничения на плотность распределения таких «черных дыр» вытекают из наблюдения жесткого γ -излучения ($E \propto 30 + 100$ Мэв) и, согласно [3], дают отношение $\rho_{b, h}/\rho_{bar} \approx 10^{-6} + 10^{-8}$ от плотности барионов. Оценки на плотность ПЧД массы $M \leq 10^{11}$ г могут быть получены из анализа вызываемых ими изменений первичного химсостава [5, 6], спектра реликтового излучения и удельной энтропии [7]. Предполагая, что диапазон масс первичных «черных дыр» $10^{-3} \leq M \leq 10^{15}$ г формируется из начальных флуктуаций плотности, спектр которых мы будем принимать в виде

72—10

$\delta \approx \varepsilon (m/m_p)^{-2.3}$ ($\varepsilon = \text{const}$, $m_p \sim 10^{-5}$ г), и воспользовавшись результатами работ [5, 6], нетрудно получить максимально допустимое значение амплитуды $\varepsilon_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ [8].

Однако в предполагаемом спектре масс первичных «черных дыр» остается неисследованной область $10^{12} < M < 10^{14}$ г, и может оказаться, что анализ наблюдаемых следствий процесса испарения ПЧД указанного диапазона позволит улучшить полученную в [8] оценку ε_{max} , или, что то же самое параметра $\nu_{b, h}/p_{\text{bar}} = \Omega_{b, h}$. Действительно, характерные времена жизни ПЧД с $10^{12} < M < 10^{14}$ г приходятся на стадию рекомбинации водорода* и вследствие инжекции релятивистских протон-антипротонных, электрон — позитронных пар и γ -квантов, такие ПЧД могут, в зависимости от параметра $\Omega_{b, h}$, приводить к увеличению степени ионизации и, следовательно, сдвигать эффективный момент рекомбинации в область больших времен. В свою очередь, такая задержка рекомбинации приведет к увеличению характерной диссипативной массы вещества, выживающей к данному моменту времени, и создаст определенные трудности при рассмотрении нелинейной стадии эволюции возмущений. Принимая эффективную температуру рекомбинации водорода в «горячей» модели $T_{\text{rec}} \approx 3600 - 4000^\circ \text{K}$ и задаваясь величиной степени ионизации, можно получить верхнюю границу обилия ПЧД указанного диапазона масс из условия совпадения при данной температуре степени ионизации, обусловленной эффектом испарения ПЧД и стандартной.

1. *Кинетика рекомбинации в присутствии ПЧД.* Динамика рекомбинации водорода в рамках «горячей» модели эволюции Вселенной исследовалась в целом ряде работ (см., например, [9—11]), согласно которым основные процессы, приводящие в конечном итоге к образованию атомов водорода в основном и возбужденных состояниях, на ранних стадиях рекомбинации описываются следующей цепочкой реакций:



где p , e , H_0 , H_{2S} , γ означают соответственно протоны, электроны, атомы водорода в основном и $2S$ состоянии и γ -кванты. Для последующих вычислений нам будет удобно перейти от временной шкалы к красному смещению z , определяемому как

* Здесь и в дальнейшем мы ограничимся лишь анализом возможных изменений, обязанных наличию ПЧД, динамики рекомбинации водорода, предполагая справедливой «горячую» модель Вселенной.

$$\frac{dt}{dz} = \frac{H_0^{-1}}{(1+z)^2(1+\Omega z)^{1/2}} \approx \frac{H_0^{-1}}{z^{5/2}\Omega^{1/2}},$$

где H_0 — значение константы Хаббла в современную эпоху, $\Omega = \rho_{\text{бар}}/\rho_{\text{кр}}$, $\rho_{\text{кр}}$ — критическая плотность вещества.

При $z \ll 1.4 \cdot 10^3$ систему 1–6 необходимо дополнить реакциями с участием атомов водорода в $2P$ состоянии, в то время как отличие степени ионизации при $z \sim 1.4 \cdot 10^3$ от равновесной определяется, в основном, двухквантовым распадом $2S$ состояния водорода [9]. Однако в присутствии ПЧД уже при $z \sim 1.4 \cdot 10^3$ приведенная выше цепочка реакций обобщается вследствие взаимодействия частиц, инжектируемых «черными дырами» с частицами фона следующим образом:

- | | |
|---|--|
| 7. $H_{2S} + \gamma^* \rightarrow p + e^-$, | 13. $H_0 + e^+ \rightarrow p + 2\gamma^*$, |
| 8. $H_0 + \gamma^* \rightarrow p + e^-$, | 14. $H_{2S} + e^+ \rightarrow p + 2\gamma^*$, |
| 9. $H_{2S} + e^- \rightarrow p + e^- + e^-$, | 15. $H_0 + p^+ \rightarrow \text{пионы}$, |
| 10. $H_0 + e^- \rightarrow p + e^- + e^-$, | 16. $H_{2S} + p^+ \rightarrow \text{пионы}$, |
| 11. $H_{2S} + p^+ \rightarrow p + p + e^-$, | 17. $p + p^- \rightarrow \text{пионы}$, |
| 12. $H_0 + p^+ \rightarrow p + p + e^-$, | 18. $e + e^+ \rightarrow 2\gamma^*$. |

Наряду с 7–18 возможны также реакции, приводящие к возбуждению атомов водорода, однако в настоящей работе мы ограничимся рассмотрением только процессов, указанных выше, предполагая рассмотреть не столько количественную, сколько качественную сторону вопроса. Учет дополнительных реакций, связанных с возбуждением атомов водорода, по-видимому, не изменит порядок величины $\Omega_{\text{в.н.}}$, однако они могут быть существенны при анализе искажений спектра реликтового излучения. Следуя [9], введем степень ионизации

$$\beta = \frac{p + H^* + \gamma^*}{p + H^* + H_0},$$

где H^* — сумма возбужденных состояний атомов водорода, γ^* — концентрация γ -квантов с энергией, большей либо порядка $3/4 I$, I — потенциал ионизации водорода из основного состояния (13.6 эв). Вследствие того, что γ^* определяется как эффективная концентрация фотонов виновской области спектра фонового излучения и трансформированного вследствие комптоновской переработки спектра излучения ПЧД, на ранних стадиях рекомбинации при $z \sim 1.4 \cdot 10^3$ можно пренебречь уходом L_α -квантов под порог ионизации и покраснением γ -квантов от ПЧД. Как будет показано

ниже, вследствие малости характерных времен выработки спектра, это предположение выполняется с достаточной степенью точности.

Мы *a priori* будем предполагать, что плотность «черных дыр» не превосходит не только плотность вещества, но и плотность фонового излучения в рассматриваемую эпоху. Эта гипотеза позволяет пренебречь нагревом системы частицами от ПЧД, и ее справедливость подтверждается полученными ниже результатами. В сформулированных выше предположениях система кинетических уравнений, соответствующая цепочке реакций 1—18, после несложных преобразований может быть сведена к одному — для степени ионизации β :

$$\frac{d\beta}{dt} = -W_{2S} \frac{(2\pi\hbar)^3}{(2\pi m_e k T)^{3/2}} H_{\text{полн.}} e^{\frac{I}{4kT}} (\beta^2 - \beta_{\text{равн.}}^2) +$$

$$+ \lambda_{\gamma} \gamma^* + \lambda_{10} e^- + 2\lambda_{12} P_* + \lambda_{13} e^+ (1 - \beta) - \lambda_{17} P_*^+ \beta, \quad (1)$$

где: $\beta_{\text{равн.}}$ — равновесная степень ионизации при $\Omega_{\text{б.н.}} = 0$, $H_{\text{полн.}} = P + H^* + H_0$, W_{2S} — скорость двухквантового распада метастабильного $2S$ состояния атома водорода ($\sim 8 \text{ сек}^{-1}$), m_e — масса электрона, T — температура фона, k — постоянная Больцмана. Нетрудно видеть, что при $\Omega_{\text{б.н.}} = 0$ уравнение (1) совпадает с приведенным в работе [9], в то время как дополнительные слагаемые, обязанные наличию ПЧД, эффективно увеличивают степень ионизации, за исключением последнего. Как следует из (1), процессы ионизации водорода γ -квантами, электронами и протонами конкурируют с процессами аннигиляции, однако численные оценки, приведенные в последующих разделах, позволяют пренебречь вкладом последних. Необходимо отметить, что при получении (1) мы пренебрегали вкладом в степень ионизации процессов взаимодействия высокоэнергичных частиц от ПЧД с атомами водорода в возбужденном состоянии. Справедливость такого приближения продиктована тем, что, во-первых, при относительном равенстве сечений ионизации концентрация атомов водорода в возбужденных состояниях много меньше основной, и, во-вторых, в скоростях соответствующих реакций появляются экспоненциально малые при рассматриваемых температурах множители. Чрезвычайно грубая оценка на параметр $\Omega_{\text{б.н.}}$ может быть получена из (1), если принимать, что эффективная переработка спектра частиц, поставляемых в фон источниками (ЧД), отсутствует и энергетическое распределение аппроксимируется δ -функцией вблизи энергий $E \sim kT_{\text{б.н.}}$. Неточность такого описания в большей мере объяснена тем, что, во-первых, сечение ионизации атома водорода падает в области энергий, больших потенциала ионизации, и, во-вторых, пренебрежением процессами, приводящими к увеличению концентрации частиц в низкоэнергетической области. Для получения более точного значения па-

раметра $\Omega_{b.h.}$ необходимо детальное рассмотрение конкретных механизмов, приводящих в конечном итоге к формированию спектров протонной, электронной и γ -компонент излучения «черных дыр».

2. *Спектр протонной компоненты.* Основными процессами, приводящими к переработке спектра протонной компоненты являются ионизационные потери и рождение пионов на протонах фона и атомах водорода [12]. Если первый механизм сопровождается непрерывной потерей энергии и приводит к размыванию спектра источников, то второй сопровождается катастрофическими потерями, вследствие чего частицы выбывают из рассматриваемого интервала энергий. С учетом приведенных выше соображений, уравнение для концентрации протонов в единице сопутствующего объема в интервале энергий $E, E + dE$ имеет следующий вид [13, 14]:

$$\frac{\partial N_p(E, t)}{\partial t} + 3HN_p(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} [B(E) N_p(E, t)] + \mu^{-1}(t) N_p(E, t) = Q_p(E, t), \quad (2)$$

где H — значение константы Хаббла в момент времени t , $B(E) = dE/dt$, μ — характерное время жизни по отношению к процессам множественного рождения пионов, $Q_p(E, t)$ — мощность источников протонов, n_{bar} — концентрация барионов,

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{2\pi e^4}{mc} n_{bar} \left\{ \ln \left[\frac{2mc^2}{l} \left(\frac{E}{M_p c^2} \right)^2 \right] - 1 \right\}.$$

Уравнение (2) автоматически требует однородности распределения источников, что выполняется, если характерная длина свободного пробега релятивистских прогонов намного превосходит расстояние между «черными дырами». Однако такое приближение фиксирует нижнюю границу плотности ПЧД, которая определяется из следующих соображений. Пусть l есть длина свободного пробега протонов, а $l_{b.h.}$ — характерное расстояние между «черными дырами», тогда условие $l/l_{b.h.} \gg 1$ эквивалентно следующему равенству:

$$\sigma_0^{-1} \Omega_{b.h.}^{1/3} \left(\frac{M_p}{M} \right)^{1/3} n_{bar}^{-2/3} \gg 1, \quad (3)$$

где σ_0 — сечение взаимодействия релятивистских протонов с барионами фона, M_p — масса протона, M — масса «черной дыры». Воспользовавшись зависимостью концентрации барионов от параметра z , из (3) мы получаем ограничение на $\Omega_{b.h.}$:

$$\Omega_{b.h., min} \gtrsim \sigma_0^3 \left(\frac{M}{M_p} \right) n_{bar}^2 \simeq 10^{-51} \Omega^2 z^6,$$

которое, как будет показано ниже, с высокой степенью точности удовлетворяет гипотезе однородности.

В общем случае спектр релятивистских протонов определяется как индивидуальными характеристиками спектра частиц, инжектируемых каждой «черной дырой» массы M , так и функцией распределения ПЧД по массам, которая, в свою очередь, определяется амплитудой и видом спектра начальных флуктуаций плотности [1, 3]. Однако в настоящей работе мы будем пользоваться модельной аппроксимацией функции источников безотносительно к виду функции распределения ПЧД. Единственным необходимым условием такого приближения является ее убывание по мере увеличения массы ПЧД. Расчеты эффекта испарения ПЧД [4] показывают, что спектр протонной компоненты совпадает с чернотельным спектром излучения, соответствующего температуре T . Вследствие того, что $T_{\text{б.н.}}$ (или, что то же самое, энергия инжектируемых частиц) намного превосходит температуру фона при $z \sim z_{\text{rec}}$, можно аппроксимировать планковскую функцию распределения δ -образной. Тогда модельное выражение для функции источников $Q_p(E, t)$ будет иметь следующий вид:

$$Q_p(E, t) = \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{\text{б.н.}}} \tau^{-1} \Omega_{\text{б.н.}} n_{\text{бар}} \theta[\tau - t] \delta(E - k T_{\text{б.н.}}),$$

где α_p — доля энергии ЧД, приходящаяся на протоны.

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0, \\ 0 & \text{при } x < 0 \end{cases}$$

Вводя функцию Грина $G(E, E', t, t')$ уравнения (2), нетрудно получить ее аналитическое выражение через параметры задачи:

$$G(E, E', t, t') = |B(E)|^{-1} \left| 1 - \frac{t^*(E, E')}{t} \right|^2 \exp \left\{ \int_t^{t-t^*(E, E')} \mu^{-1}(\tau) d\tau \right\} \times$$

$$\times \delta(t - t' - t^*(E, E')),$$

$$t^*(E, E') = \int_{E'}^E \frac{dE}{B(E)} = \frac{m_r c}{2\pi e^4 n_{\text{бар}}} (E' - E) \quad (4)$$

$$\xi = \ln \frac{2mc^2}{I} \left(\frac{k T_{\text{б.н.}}}{M_p c^2} \right)^2; \quad \mu = (\sigma_0 c n_{\text{бар}})^{-1}.$$

Как следует из (4), $t^*(E, E')$ играет роль характерного времени изменения энергии первичного протона от начальной энергии E' до некоторого значения E . В дальнейшем мы будем полагать $E > M_p c^2$. После несложных

преобразований функция Грина уравнения (2) выглядит следующим образом:

$$G(E, E', t, t') = |B(E)|^{-1} \left| 1 - \frac{t^*(E, E')}{t} \right|^2 \exp \left\{ -\frac{mc^2 \tau_0 (E' - E)}{2\pi e^4 \tau} \right\} \times \\ \times \left(1 - \frac{t^*(E, E')}{t} \right)^{-1} \delta(t - t' - t^*(E, E')). \quad (5)$$

Воспользовавшись (5), можно получить спектр релятивистских протонов в интервале энергий $M_p c^2 \lesssim E \lesssim k T_{b.h.}$ для времен $t < \tau$.

$$N_p(E, t) = \frac{9}{4} \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} \tau^{-1} \frac{n_{cr} H_0^{-2} \Omega_{b.h.}}{|B(E)| t^2} \exp \left\{ \frac{mc^2 \tau_0 (k T_{b.h.} - E)}{2\pi e^4 \tau} \right\} \times \\ \times \left(1 - \frac{t^*(E, k T_{b.h.})}{t} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Так как при этом $(t^*(E, k T_{b.h.}))/t \ll 1$, то с достаточной степенью точности выполняется условие квазистационарности (6), после чего спектр протонной компоненты определяется выражением

$$N_p(E, t) = \frac{9}{4} \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} \tau^{-1} \frac{n_{cr} H_0^{-2} \Omega_{b.h.}}{|B(E)| t^2} \exp \left\{ -\frac{mc^2 \tau_0 (k T_{b.h.} - E)}{2\pi e^4 \tau} \right\} \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что показатель экспоненты в (7) представляет собою не что иное, как отношение характерных времен реакций рождения пионов на ядрах и ионизационных потерь. Подставляя численные значения параметров, можно убедиться, что

$$\frac{mc^2 \tau_0}{2\pi e^4 \tau} k T_{b.h.} \gg 1.$$

Таким образом, спектр релятивистских протонов круто обрывается в области энергий $E < k T_{b.h.}$ вследствие наличия экспоненциально малого множителя и концентрация протонов в этом диапазоне энергии будет незначительна. Это в большей мере обусловлено преобладанием катастрофических потерь над ионизационными, вследствие чего последние не приводят к значительному размыванию спектра источников. При этом концентрация релятивистских протонов, энергия которых лежит в интервале $M_p c^2 \lesssim E \lesssim k T_{b.h.}$, определяется следующим образом:

$$n_p(t) = \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} (c \tau_0 \tau)^{-1} \Omega_{b.h.} \quad (8)$$

Потребовав, чтобы $n_p(t) \ll n_{bar}$, получим следующую оценку на параметр $\Omega_{b.h.}$:

$$\Omega_{b.h.} \Big|_{M \sim 10^{13}} < 10^{-5} \Omega_{rec}^3 \alpha_p^{-1} \frac{k T_{b.h.}}{M_p c^2} c \tau_0 \tau \approx 10^{+2} \div 10^3. \quad (9)$$

Ограничение (9) носит сугубо предварительный характер и дальнейшие расчеты существенно его улучшают.

3. *Спектр электронной компоненты.* Спектр электронной компоненты излучения ПЧД формируется в результате совместного действия различных механизмов, к числу которых прежде всего относится непосредственная инжекция релятивистских электронов «черными дырами», которые вследствие обратных комптоновских потерь на фоновом излучении перераспределяются по спектру в область низких энергий. Кроме того, спектр электронной компоненты формируется вследствие прямого комптон-эффекта γ -квантов от ПЧД на тепловых электронах, генерации протонной компонентой электронов отдачи (δ -электроны) и пионной компонентой, которая трансформируется в электронную согласно цепочке реакций:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu; \quad \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}.$$

Воспользовавшись [12], нетрудно убедиться, что характерные времена перечисленных выше процессов много меньше космологического, что позволяет при расчете спектра электронов $P(E, t)$ рассматривать квазистационарную задачу. Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать лишь нерелятивистская область энергий электронов, которая, как показано ниже, дает основной вклад в степень ионизации, мы в первом приближении будем пренебрегать пионной компонентой, однако ее учет не вызывает принципиальных затруднений. В изложенных выше приближениях система кинетических уравнений, описывающая распределение электронов в единице сопутствующего объема в интервале энергий $E \div E + dE$, имеет следующий вид:

$$K(E) + \int_E^{\infty} \frac{P(E') dE'}{E' - E} + 2 \int_0^{\infty} \Gamma(E') g(E') dE' - P(E) \int_0^E \frac{dE'}{E'} + \\ + \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} (c \tau_0 \tau)^{-1} \Omega_{b.h.} \delta(E - k T_{b.h.}) = \frac{d}{dE} [B(E) P(E)], \quad (10)$$

$$\int_E^{\infty} P(E') \frac{dE'}{E'} - \Gamma(E) \left\{ g(E) E + \int_{E_{min}}^E W_c(E, E') dE' \right\} + \\ + \alpha_{\gamma} \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} (c \tau_0 \tau)^{-1} \Omega_{b.h.} \delta(E - k T_{b.h.}) = 0, \quad (11)$$

где $K(E)$ — спектр электронов отдачи, $g(E)$ — плотность вероятности рождения фотоном энергии E пары электронов энергии E' и $E-E'$, $\Gamma(E)$ — спектр γ -квантов, образованных как непосредственно ПЧД, так и вследствие взаимодействия релятивистских электронов с частицами фона, W_c — плотность вероятности эффекта Комптона, $B(E) = -(4/3)c^2 \tau_T \omega_r (E/mc^2)^2$ — энергетические потери электронов при обратном комптон-эффекте на γ -квантах фона, плотность энергии которого ω_r , τ_T — томпсоновское сечение рассеяния, $E_{\min} = E(1 + 2(E/mc^2))^{-1}$.

Необходимо отметить, что при выводе (10)—(11) мы воспользовались аппроксимацией плотностей вероятностей тормозных потерь релятивистских электронов и рождения пар, предложенной в работе [15]. Как будет видно из последующих расчетов, такое приближение позволяет рассчитать спектр электронной компоненты с достаточной степенью точности. В дальнейшем нам будет удобно оперировать спектрами $K(E)$, $\Gamma(E)$, $P(E)$, нормированными на единицу ливневой длины

$$X_0^{-1} = 4\pi r_0^2 n_{\text{bar}} \ln |g|; \quad r_0^2 = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2; \quad \alpha = \frac{1}{137}.$$

Задаваясь аналитическим видом $W_c(E, E')$ [16], система (10)—(11) может быть сведена к одному уравнению для спектра электронов

$$\begin{aligned} K(E) + \int_E^\infty \frac{P(E, E') dE'}{E' - E} + 2 \int_E^\infty P(E') dE' \int_E^{E'} \frac{g(E'') dE''}{g(E'') E''^2 + \omega} - \\ - P(E) \int_0^E \frac{dE'}{E'} + 2\alpha \frac{M_e c^2}{k T_{\text{b.h.}}} (c\tau_0)^{-1} \Omega_{\text{b.h.}} \frac{g(k T_{\text{b.h.}})}{g(k T_{\text{b.h.}}) k T_{\text{b.h.}} + \frac{\omega}{k T_{\text{b.h.}}}} + \\ + \alpha \frac{M_e c^2}{k T_{\text{b.h.}}} (c\tau_0)^{-1} \Omega_{\text{b.h.}} \delta(E - k T_{\text{b.h.}}) = \frac{d}{dE} [B(E) P(E)], \\ \omega = \frac{\pi \omega c^2}{4\pi \ln |g|} \ln \frac{k T_{\text{b.h.}}}{mc^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

а спектр γ -квантов определяется из (11).

Вводя функцию Грина $D(E, E^*)$ уравнения (12) и определяя ее из уравнения

$$\begin{aligned}
 & - A \frac{d}{dE} [E^2 D(E, E^*)] - \int_E^\infty \frac{D(E', E^*)}{E' - E} dE' + D(E, E^*) \int_0^E \frac{dE'}{E'} - \\
 & - 2 \int_E^\infty D(E', E^*) dE' \int_{E'}^{E'} \frac{g(E'') dE''}{g(E'') E''^2 + \omega} = \delta(E - E^*),
 \end{aligned}$$

где

$$A = \frac{4}{3} \pi r_0 \omega_r (mc^2)^{-2},$$

после достаточно громоздких вычислений, получим:

$$\begin{aligned}
 D(E, E^*) &= \frac{1}{AE^2} \left\{ 1 - \frac{2}{\omega A} \left| 1 - \left(1 + \frac{E}{\omega} \right) \ln \left(1 + \frac{\omega}{E} \right) \right| \right\} + o\left(\frac{1}{\omega^2 A^2}\right) \\
 \omega A &\gg 1, \quad E > mc^2.
 \end{aligned} \quad (13)$$

Для расчета спектра электронной компоненты в ультрарелятивистской области энергий необходимо определить вид спектра δ -электронов. Согласно [15] спектр электронов отдачи определяется выражением:

$$K(E) = \int_{M_p c^2}^{k T_{b.h.}} \left[\frac{a^2}{E^2} \frac{b^2}{E_{\max}} \right] N_p(E') dE',$$

где

$$a^2 = \frac{\pi m c^2}{2\pi \ln |g|} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1}; \quad b^2 = a^2 \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2}; \quad \gamma = \frac{E_p}{M_p c^2} \gg 1$$

и E_{\max} означает максимальную энергию, которая может быть передана первичной частицей δ -электрону.

$$E_{\max} = 2mc^2 \frac{M_p^2 (\gamma^2 - 1)}{M_p^2 + m^2 + 2mM_p \gamma}.$$

В интересующей нас области энергий релятивистских протонов максимальная энергия, передаваемая δ -электрону, совпадает с $k T_{b.h.}$, вследствие чего спектр электронов отдачи определяется выражением

$$K(E) = \frac{\pi m c^2}{2\pi \ln |g|} \frac{1}{E} \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{k T_{b.h.}} \right) z_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} (c z_0)^{-1} \Omega_{b.h.} \quad (14)$$

Тогда функция источника в (12) будет иметь следующий вид:

$$Q_e(E^*) = \left\{ \frac{\pi mc^2}{2\alpha \ln |g|} \frac{1}{E^*} \left(\frac{1}{E^*} - \frac{1}{kT_{b.h.}} \right) \alpha_p + 2\alpha_\tau (kT_{b.h.} + \omega)^{-1} + \right. \\ \left. + \alpha_e \delta(E - kT_{b.h.}) \right\} \frac{M_p c^2}{kT_{b.h.}} (c\tau_0)^{-1} \Omega_{b.h.} \quad (15)$$

Воспользовавшись (13)—(15), нетрудно получить выражение для спектра электронной компоненты в интервале энергий

$$mc^2 \leq E \leq \alpha T_{b.h.}$$

$$P(E) = \frac{1}{AE^2} \left\{ 1 - \frac{2}{\omega A} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{\omega} \right) \ln \left(1 + \frac{\omega}{E} \right) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ \alpha_p \frac{\pi}{2\alpha \ln |g|} \left[1 - \frac{mc^2}{kT_{b.h.}} \left(1 + \ln \frac{kT_{b.h.}}{mc^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + 2\alpha_\tau \frac{kT_{b.h.} - mc^2}{kT_{b.h.} + \omega} + \alpha_e \right\} \frac{M_p c^2}{kT_{b.h.}} (c\tau_0)^{-1} \Omega_{b.h.} \quad (16)$$

Как видно из (16), учет пионной компоненты привел бы к эффективной перенормировке α_p , несколько изменяя численное значение (16). В нерелятивистской области энергий электронов основное уравнение, описывающее эволюцию спектра источников, будет иметь следующий вид:

$$K(E) + \int_E^\infty \frac{P(E') dE'}{E' - E} - P(E) \int_0^E \frac{dE'}{E'} = \frac{d}{dE} [B^*(E) P(E)], \quad (17)$$

где $B^*(E) = -\frac{\pi}{V^2} \frac{(mc^2)^{3/2}}{\alpha} E^{-1/2} = -CE^{-1/2}$, а остальные обозначения не изменены.

Вводя

$$W = \frac{\pi mc^2}{2\alpha \ln |g|} \alpha_p \frac{M_p c^2}{kT_{b.h.}} (c\tau_0)^{-1} \Omega_{b.h.}$$

и воспользовавшись (14), нетрудно выписать решение уравнения (17) в виде быстро сходящегося ряда по параметру $CE^{-3/2} \gg 1$

$$P_e(E) = E^{1/2} \left(\text{const} + \frac{W}{CE} \right) - \frac{2 \text{const}}{C} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^{1/2} \right] (E^3 mc^2)^{1/2} - \\ - \frac{\ln 4}{C} E^2 \left(\frac{\text{const}}{3} + \frac{W}{CE} \right), \quad (18)$$

где const — постоянная интегрирования, определяемая из условия сшивки (18) и (16) при $E \simeq mc^2$.

$$\text{const} = \frac{W}{Cmc^2} \left[\frac{\pi}{2\alpha} (A mc^2)^{-1} - 1 \right]. \quad (19)$$

После подстановки (19) в (18), с учетом (14), спектр электронной компоненты выглядит следующим образом:

$$P(E) = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{4E^2} \left\{ 1 - \frac{2}{\omega A} \left[1 - \left(1 + \frac{E}{\omega} \right) \ln \left(1 + \frac{\omega}{E} \right) \right] \right\} \times \\ & \times \left[\frac{\alpha_p \pi}{2\alpha \ln |g|} \left| 1 - \frac{mc^2}{k T_{b,h}} \left(\ln \frac{k T_{b,h}}{mc^2} + 1 \right) \right| + \right. \\ & \left. + 2\alpha_r \frac{k T_{b,h} - mc^2}{k T_{b,h} + \omega} + \alpha_e \right] \frac{M_p c^2}{k T_{b,h}} (c z_0 z)^{-1} \Omega_{b,h}, \\ & \text{при } E > mc^2 \\ & \frac{W}{CE^{1/2}} \left\{ 1 + \frac{E}{mc^2} \left[\frac{\pi}{2\alpha A mc^2} - 1 \right] - \right. \\ & - \frac{2WE^{3/2}}{C^2 (mc^2)^2} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^{1/2} \right] - \\ & \left. - \ln 4 \frac{WE}{C} \left\{ 1 + \frac{E}{3mc^2} \left[\frac{\pi}{2\alpha A mc^2} - 1 \right] \right\} \right\} \\ & \text{при } E < mc^2 \end{aligned} \right. \quad (20)$$

Приведенный в (20) спектр электронной компоненты позволяет определить спектр γ -квантов:

$$\Gamma(E) = \frac{M_p c^2}{k T_{b,h}} (c z_0 z)^{-1} \Omega_{b,h} \left\{ \alpha_r \left(1 + \frac{\omega}{E} \right)^{-1} \delta(E - k T_{b,h}) + \right. \\ \left. + \alpha_p \frac{\pi}{4\alpha \ln |g|} [AE(E + \omega)]^{-1} \left\{ 1 - (\omega A)^{-1} \left[\frac{3}{2} + \frac{E}{\omega} + \right. \right. \right. \quad (21) \\ \left. \left. \left. + \left(1 + \frac{E}{\omega} \right)^2 \ln \left(1 + \frac{\omega}{E} \right) \right] \right\} \right\}.$$

Следует отметить, что полученный спектр γ -квантов будет существенно искажаться в области энергий $E \lesssim I$, в то время как при $E > I$ он определяется выражением (21).

4. Расчет динамики рекомбинации. Полученные в предыдущих разделах спектры протонной, электронной и γ -компонент излучения первичных «черных дыр» позволяют рассчитать вклад каждой из перечисленных выше

в степень ионизации β , определяемую из уравнения (1). Для последующих расчетов нам потребуется выражение скоростей реакций $\lambda_7, \lambda_{10}, \lambda_{12}, \lambda_{13}$ через параметры ПЧД. Воспользовавшись определением скорости i -ой реакции и задаваясь конкретными спектрами (7), (20), (21), нетрудно получить следующие соотношения для указанных выше реакций:

$$\lambda_{10} e^{-\gamma} \approx 0.1 \frac{mc^2}{I} \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} \left(\frac{\tau_T}{\tau_0} \right)^{-1} \Omega_{b.h.} \left[1 + 0.5 \frac{mc^2 n_{bar}}{\omega_r} \right], \quad (22)$$

$$\lambda_{13} \gamma^* = 0.9 \cdot 10^{-18} \alpha_p \left(\frac{mc^2 n_{bar}}{\omega_r} \right) \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} (\tau_0 \tau)^{-1} \Omega_{b.h.}$$

Следует отметить, что при расчете (22) для нерелятивистских электронов использовалось сечение ионизации, определяемое формулой Бете, а сечение ионизации γ -квантами бралось из [12, 17]. Непосредственный расчет показывает, что вклад остальных процессов в степень ионизации пренебрежимо мал по сравнению с приведенными в (22). В изложенных выше приближениях уравнение (1), описывающее изменение степени ионизации во времени, будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\beta}{dt} = & -W_{IS} \frac{(2\pi h)^3 H_{попл.}}{(2\pi m k T)^{3/2}} e^{\frac{t}{4kT}} (\beta^2 - \beta_{попл.}^2) + \\ & + \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} (\tau_0 \tau)^{-1} \Omega_{b.h.} \left[0.1 \tau_T \frac{mc^2}{I} \left(1 + 0.5 \frac{mc^2 n_{bar}}{\omega_r} \right) + \right. \\ & \left. + 9 \cdot 10^{-17} \alpha \frac{mc^2 n_{bar}}{\omega_r} \right] (1 - \beta). \end{aligned} \quad (23)$$

В случае $\Omega_{b.h.} = 0$ приближенное решение (23) было получено в [10] и определяется выражением:

$$\beta_0 \approx \frac{1.6 \cdot 10^7}{T \Omega^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{39400}{T} \right\}. \quad (24)$$

Однако при $\Omega_{b.h.} \neq 0$ частным решением (23) является

$$\beta \approx 0.1 \frac{mc^2}{I} \alpha_p \frac{M_p c^2}{k T_{b.h.}} \frac{\tau_T}{\tau_0} \frac{t}{\tau} \Omega_{b.h.}$$

Потребовав, чтобы при $t \sim t_{рек} (z \sim 1.4 \cdot 10^3)$ выполнялось $\beta < \beta_0$, получим:

$$\Omega_{b.h.} \leq 10^{-8}. \quad (25)$$

Из (23) и (24) видно, что по мере уменьшения температуры степень ионизации β_0 экспоненциально уменьшается, в то время как дополнительное слагаемое, обязанное наличию ПЧД, эффективно увеличивает β . Качественная картина искажения динамики рекомбинации водорода может быть представлена следующим образом. Начиная с $z \sim z_{\text{rec}}$ при $\Omega_{\text{b.h.}} \sim 10^{-8}$, будет происходить линейное нарастание степени ионизации вследствие подкачки в систему релятивистских протонов и электронов. Такое нарастание будет продолжаться вплоть до времен $t \sim \tau$, после чего, в зависимости от величины τ , рекомбинация будет проходить аналогично стандартной модели, но с другими начальными условиями. В настоящей работе мы не будем анализировать точное решение уравнения (23) и связанное с изменением степени ионизации затухание адиабатических возмущений, предполагая рассмотреть эти эффекты в отдельной работе. Однако уже качественное рассмотрение искажения рекомбинации позволяет получить достаточно жесткое ограничение на параметр $\Omega_{\text{b.h.}}$, которое приводит к дополнительным ограничениям на амплитуду начальных флуктуаций плотности. Согласно [3], плотность «черных дыр» массы M к моменту времени $t \sim t_{\text{rec}}$ определяется выражением:

$$\rho_{\text{b.h.}}(M) \propto \rho_0 F \left[\frac{R_{\text{now}}}{R_{\text{rec}}} \right]^3 \varepsilon_{\text{max}} \exp \left\{ -\frac{1}{18 \varepsilon_{\text{max}}^2} \right\} \left(\frac{M}{m_g} \right)^{-1/2}, \quad (26)$$

где $\rho_0 \approx 10^{11} \text{ г/см}^3$ — планковская плотность,

$$F \approx 10^{-96}; \quad \frac{R_{\text{now}}}{R_{\text{rec}}} = z_{\text{rec}}.$$

Подставляя численное значение параметров и воспользовавшись (25), нетрудно убедиться, что $\varepsilon_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Как видно из приведенных выше оценок, значение ε_{max} незначительно отличается от приведенного в [8], однако в пересчете на $\Omega_{\text{b.h.}}$ даже такое слабое различие приводит к существенному изменению параметра $\rho_{\text{b.h.}}/\rho_{\text{bar}}$. Необходимо отметить, что в настоящей работе мы ограничились рассмотрением лишь ранних стадий рекомбинации и не касались искажений, вносимых ПЧД с $M \gtrsim 10^{14} \text{ г}$ в ее асимптотику. Однако, как видно из приведенных расчетов, обобщение на поздние стадии не вызывает принципиальных затруднений. Полученные в работе ограничения на параметр $\Omega_{\text{b.h.}}$ свидетельствуют, что если ранние стадии эволюции Вселенной хорошо согласуются с моделью элементарных частиц ($P = 1/3\varepsilon$, где P — давление и ε — плотность энергии), то Вселенная была скорее слабо, нежели сильно турбулентной. Однако, если принимать, что ранние стадии адекватно описываются моделью Хагедорна (см.,

например, [18]), в рамках которой возможно образование ПЧД лишь с $M \geq 10^{15}$ г, то вопрос об уровне начальных флуктуаций остается открытым. Еще раз подчеркнем, что в настоящей работе мы стремились обрисовать не столько количественную, сколько качественную сторону вопроса о влиянии ПЧД на рекомбинацию водорода в рамках стандартной модели Вселенной.

В заключение пользуюсь возможностью поблагодарить Л. М. Озерного, обратившего внимание автора на возможность искажения рекомбинации ПЧД, Б. В. Вайнера, Л. С. Марочника и Ю. А. Щекинова за полезное обсуждение работы.

Ростовский государственный
университет

THE KINETICS OF HYDROGEN RECOMBINATION WITH LOW MASS PRIMORDIAL BLACK HOLES

P. D. NASEL'SKIY

The distortion of hydrogen recombination dynamics in standard model of the universe due to evaporation of primordial black holes with masses $M < 10^{14}$ g is considered. The spectra of injected particles, the upper limit of the black holes abundance and the restrictions on the amplitude of primary density fluctuations are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Препринт ИПМ, 36, 1974.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж., 43, 758, 1966.
3. B. J. Carr, Ap. J., 201, 1, 1975; 206, 8, 1976.
4. S. W. Hawking, Comm. Math. Phys., 43, 199, 1975.
5. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 3, 147, 1977.
6. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, М. Ю. Хлопов, В. М. Чечеткин, Письма АЖ, 3, 208, 1977.
7. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, Письма ЖЭТФ, 24, 616, 1976.
8. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 3, 147, 1977.
9. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, ЖЭТФ, 55, 278, 1968.
10. Ye. B. Zel'dovich, R. A. Sunyaev, Astrophys. Space Sci., 7, 3, 1970.
11. M. S. Longair, R. A. Sunyaev, Nature, 223, 719, 1969.

12. Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. А. Розенталь, Астрофизика высоких энергий, Атомиздат, М., 1973.
13. В. А. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., 1963.
14. С. И. Сыроватский, Астрон. ж., 36, 17, 1959.
15. И. Е. Тамм, С. Э. Беленький, Собр. научн. трудов, 2, Наука, М., 1975, стр. 61.
16. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Физматгиз, М., 1959.
17. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Наука, М., 1963.
18. R. Hagedorn, Nuovo Cimento, Suppl. ser., 3, 147, 1965.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

О ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДА ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

О. А. БЕССОНОВ, А. Д. КУДРЯШОВ, Э. В. ЭРГМА

Поступила 11 мая 1977

Пересмотрена 12 декабря 1977

Исследовано термоядерное горение углерода в астрофизических условиях в среде с постоянной плотностью и температурой и с учетом вторичных реакций. Основными продуктами горения являются следующие элементы: Ne^{20} , Ne^{21} , Ne^{22} , Na^{23} , Mg^{24} . Их весовая доля после истощения углерода слабо зависит от выбранной температуры.

1. *Введение.* Известно, сколь важен вопрос о процессе горения углерода в звездах, имеющих на ГП массы от 4 до $8 M_{\odot}$. Первоначальные расчеты Арнетта [1] показали, что горение углерода в таких звездах имеет взрывной характер с последующим разлетом всей звезды. С другой стороны, Ган и Острайкер [2] предположили на основе статистических данных, что именно звезды с массами $4-8 M_{\odot}$ являются предшественниками пульсаров. Для стабилизации горения углерода Пачинским был предложен специальный URCA-нейтринный механизм охлаждения [3]. Расчеты, проведенные с целью изучения влияния этого эффекта [4], указали на возможность такой стабилизации.

Для URCA-нейтринного механизма важен получающийся химический состав звезды, то есть продукты горения углерода. За последние десять лет в нескольких работах [5—7] были исследованы последовательные (т. е. с учетом вторичных реакций) схемы углеродного горения. Арнеттом и Трурэнном [6] изучались случаи высоких температур ($T_9 \geq 0.6$). Гелинас и др. [7] провели исследования углеродных звезд с массами от $0.8 M_{\odot}$ до $1.25 M_{\odot}$ и, соответственно, для более низких температур ($40 \leq T_9 \leq 80$). Ими было показано, что для изотермического случая, то есть когда температура фиксирована в ходе расчета, окончательный химический состав почти не зависит от температуры. Основные компоненты химического состава

72—11

ва, полученного в этой работе, следующие: $O^{16}:0.43$; $Ne^{20}:0.30$; $Ne^{21}:0.02$; $Ne^{22}:0.01$; $Na^{23}:0.08$; $Mg^{24}:0.16$ (начальное содержание $O^{16}:0.5$; $C^{12}:0.5$).

Однако Арнеттом [8] было указано, что продукты горения углерода должны сильно зависеть от температуры и при $T_0 = 0.4$ в итоге образуются только два элемента — Ne^{20} и Na^{23} , в отличие от случая высоких температур, где в заметных количествах получаются O^{16} , Ne^{20} , Na^{23} , Mg^{24} , Mg^{25} , Mg^{26} . В силу изложенных обстоятельств мы провели расчеты изотермического горения углерода, учитывая идущие вслед за ним вторичные реакции.

Кроме того, были учтены новые данные о скоростях ядерных реакций, опубликованные Фаулером и др. [9], а также фактор сильной электронной экранировки, полученный в [10].

2. *Начальные условия и скорости ядерных реакций.* В качестве постоянных, в ходе процесса, значений температуры и плотности принимались следующие величины: $T_0 = 0.4, 0.5$ и 0.6 ; $\rho_0 = 1$. Такие значения плотности и температуры встречаются в углеродно-кислородных ядрах красных гигантов перед началом горения углерода. Соответственно этому начальные весовые содержания элементов — $C^{12} : 0.5$; $O^{16} : 0.5$. Подобный химический состав образуется в ходе гелиевого горения на поздних стадиях эволюции. Первый тип распределения первичных продуктов горения углерода следующий (табл. 1 из [7]):

$$C^{12} + C^{12} \left\{ \begin{array}{l} Mg^{24} + \gamma:0.01 + 0.42 \cdot 10^{-3} \cdot (1-a) \\ Mg^{23} + n:0.44 \cdot a \\ Na^{23} + p:0.44 + 1.833 \cdot 10^{-2} \cdot (1-a) \\ Ne^{20} + x:0.5 - 2.083 \cdot 10^{-2} \cdot (1-a) \\ O^{16} + 2z:0.01 + 0.42 \cdot 10^{-3} \cdot (1-a) \end{array} \right.$$

Фактор a был введен для учета эндонергетической реакции $C^{12} + C^{12} \rightarrow Mg^{23} + n$, имеющей порог при энергии E_t :

$$a = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{x_t}^{\infty} e^{-x^2} dx,$$

где $x_t \approx 2(E_t - E_0)/\Delta$

$E_0 = 0.122 (Z_1^2 Z_0^2 A T_9^2)^{1/3}$ (Мэв) — эффективная энергия,

$\Delta = 0.237 (Z_1^2 Z_0^2 A T_9^5)^{1/6}$ (Мэв) — эффективная область.

Значение фактора a для каждой температуры получалось численно. Фаулер и др. [9] указывали на возможность использования для реакции

Таблица 1
СКОРОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЙ

	Лит.		Лит.
$C^{12} (n, g) C^{13}$	[12]	$F^{19} (p, g) Ne^{20}$	[12]
$C^{13} (n, g) C^{14}$	[12]	$Ne^{20} (p, g) Na^{21}$	[9]
$N^{14} (n, g) N^{15}$	[12]	$Ne^{21} (p, g) Na^{22}$	[12]
$O^{16} (n, g) O^{17}$	[12]	$Ne^{22} (p, g) Na^{23}$	[12]
$O^{17} (n, g) O^{18}$	[12]	$Na^{23} (p, g) Mg^{24}$	[9]
$Ne^{20} (n, g) Ne^{21}$	[12]	$Na^{24} (p, n) Mg^{24}$	[12]
$Ne^{21} (n, g) Ne^{22}$	[12]	$N^{15} (p, a) C^{13}$	[9]
$Na^{23} (n, g) Na^{24}$	[12]	$O^{18} (p, a) N^{15}$	[9]
$Mg^{24} (n, g) Mg^{25}$	[12]	$F^{19} (p, a) O^{18}$	[9]
$Mg^{25} (n, g) Mg^{26}$	[12]	$Na^{23} (p, a) Ne^{20}$	[9]
$N^{14} (n, p) C^{14}$	[12]	$O^{17} (p, a) N^{14}$	[9]
$F^{17} (n, p) O^{18}$	[12]	$C^{14} (a, g) O^{18}$	[12]
$F^{18} (n, p) O^{18}$	[12]	$N^{15} (a, g) F^{19}$	[12]
$Na^{21} (n, p) Ne^{21}$	[12]	$O^{18} (a, g) Ne^{22}$	[9]
$Na^{22} (n, p) Ne^{22}$	[12]	$Ne^{22} (a, g) Mg^{26}$	[9]
$O^{17} (n, a) C^{14}$	[12]	$C^{12} (a, g) O^{16}$	[9]
$F^{17} (n, a) N^{14}$	[12]	$N^{14} (a, g) F^{18}$	[9]
$F^{19} (n, a) N^{15}$	[12]	$O^{16} (a, g) Ne^{20}$	[9]
$Ne^{21} (n, a) O^{18}$	[12]	$Ne^{20} (a, g) Mg^{24}$	[9]
$Na^{21} (n, a) F^{19}$	[12]	$C^{13} (a, n) O^{16}$	[9]
$Mg^{23} (n, a) Ne^{23}$	[12]	$O^{17} (a, n) Ne^{20}$	[9]
$C^{12} (p, g) N^{13}$	[9]	$Ne^{21} (a, n) Mg^{24}$	[9]
$C^{13} (p, g) N^{14}$	[9]	$N^{13} (a, p) O^{16}$	[12]
$C^{14} (p, g) N^{15}$	[9]	$F^{17} (a, p) Ne^{20}$	[12]
$N^{15} (p, g) O^{16}$	[9]	$F^{18} (a, p) Ne^{21}$	[12]
$O^{16} (p, g) F^{17}$	[9]	$F^{19} (a, p) Ne^{22}$	[9]
$O^{17} (p, g) F^{18}$	[9]	$Na^{21} (a, p) Mg^{24}$	[12]
$O^{18} (p, g) F^{19}$	[12]	$Na^{22} (a, p) Mg^{25}$	[12]
		$Na^{23} (a, p) Mg^{26}$	[12]

$C^{12} + C^{12}$ распадается только по двум каналам: α -канал и p -канал. Второй тип распределения первичных продуктов — равными долями по этим двум каналам. Скорость горения углерода рассчитывалась согласно соотношениям, приведенным в работе Мишо и Вогта [11]:

$$\lg [N_A \langle \sigma v \rangle] = A_1 - \tau - A_2 T_9^k - 2/3 \lg T_9,$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= 31.766, & A_2 &= 5.1302, \\ k &= 1/6, & \tau &= 1.845 (Z_1^2 Z_2^2 \mu_i / T_9)^{1/3}. \end{aligned}$$

Фактор сильной экранировки рассчитывался следующим образом [10]:

$$H_{12}(0) = 0.624 \bar{Z}^{1/3} \tau_b \lambda_0^{2/3},$$

где $\lambda_0 = 1.88 \cdot 10^8 (\rho / \mu_i T^3)^{1/2}$.

$$\begin{aligned} \tau_b &= [(Z_1 + Z_2)^{5/3} - Z_1^{5/3} - Z_2^{5/3}] + 0.316 \bar{Z}^{1/3} [(Z_1 + Z_2)^{4/3} - Z_1^{4/3} - Z_2^{4/3}] + \\ &+ \frac{0.737}{\bar{Z}} [(Z_1 + Z_2)^{2/3} - Z_1^{2/3} - Z_2^{2/3}] / \lambda_0^{2/3}. \end{aligned}$$

$$\bar{Z} = \frac{\mu_i}{\mu_e}, \quad \mu_e = 2.$$

Используемые нами скорости вторичных ядерных реакций приведены в табл. 1. Скорость β -распадов и обратных реакций (в тех случаях, когда они могли играть заметную роль) приняты согласно Вагонеру [12].

3. *Эволюция концентраций и конечные их значения.* Для 26 элементов решалась система уравнений типа:

$$\frac{dN_i}{dt} = P_i - Q_i,$$

где P_i и Q_i являются соответственно числом реакций, рождающих и уничтожающих данный вид ядер в единицу времени (метод решения этих уравнений и способы их линеаризации подробно изложены в работе Арнета и Трурэна [6]). Наши расчеты для обоих типов распределения первичных продуктов подтверждают вывод Гелинас и др. [7] о том, что после истощения углерода образуются, в основном, следующие пять компонентов: Ne^{20} , Ne^{21} , Ne^{22} , Na^{23} , Mg^{24} и остается большая часть кислорода O^{16} . Здесь следует заметить, что, поскольку мы ограничились элементами не далее магния, то символ Mg^{24} означает одновременно и все более тяжелые элементы. На рис. 1 показана зависимость от времени для элементов тяжелее Ne^{20} при температуре $T_9 = 0.4$. За время $\lg t \simeq 11$ эти элементы достигают постоянного значения (все рисунки относятся к первому типу распределения). Как уже было отмечено в работе Гелинас и др., в ходе процесса горения существуют две стадии. В ходе первой быстро образуются элементы легче Ne^{20} (кроме

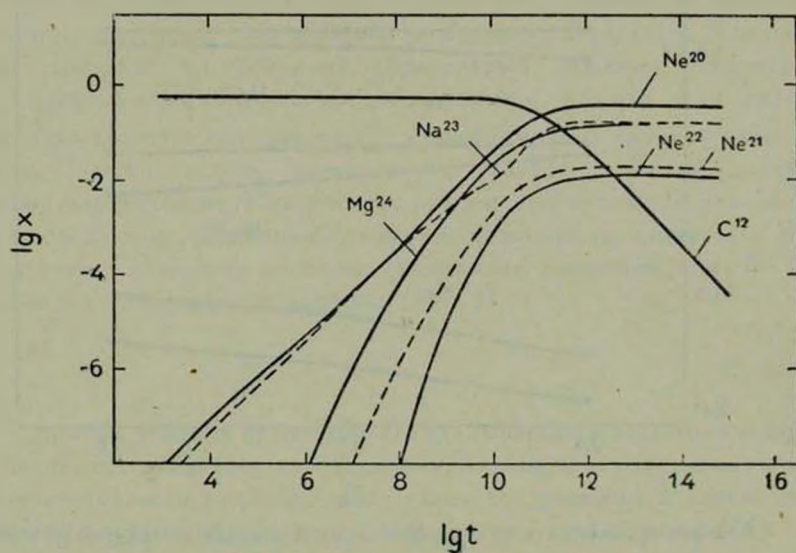


Рис. 1. Зависимость от времени весовых долей элементов тяжелее Ne^{20} при температуре $T_0 = 0.4$.

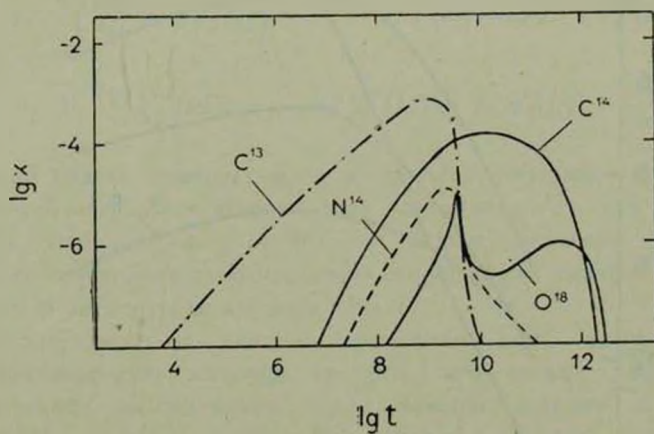
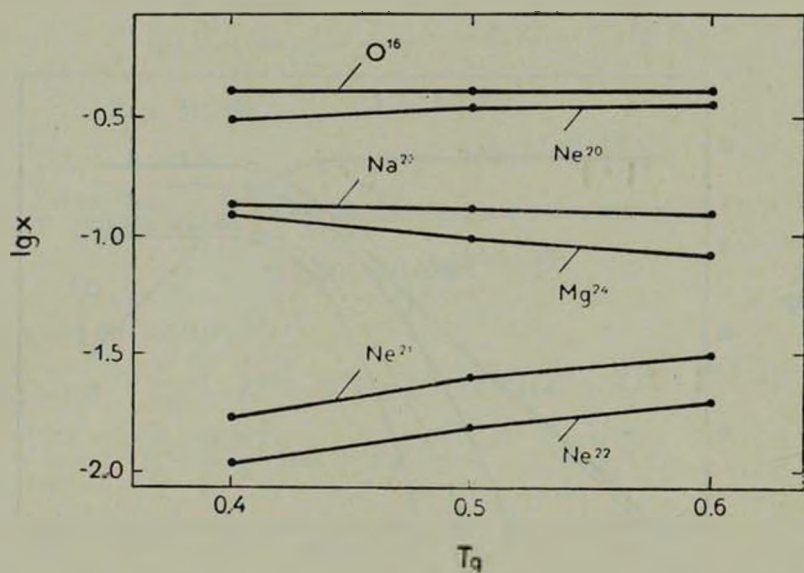
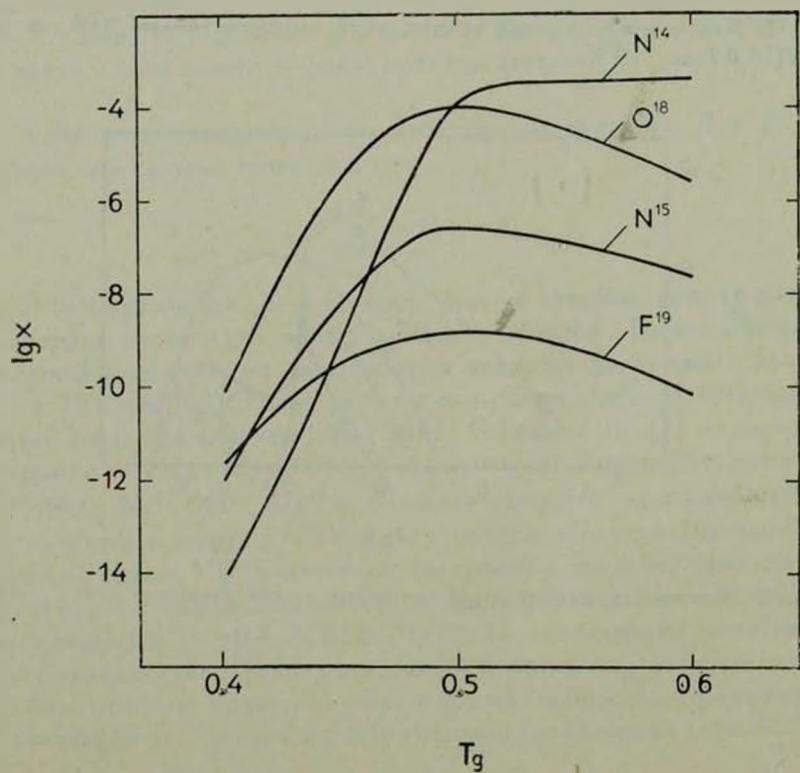


Рис. 2. Зависимость весовых долей некоторых легких элементов при $T_0 = 0.4$ от времени.

Рис. 3. Содержания элементов тяжелее Ne^{20} после истощения углерода ($X_{\text{C}^{12}} = 10^{-7}$).Рис. 4. Конечные содержания легких элементов ($X_{\text{C}^{12}} = 10^{-7}$).

C^{12} и O^{16}), при этом их концентрации стремятся достигнуть некоторых равновесных значений (рис. 2). Когда же для этих элементов равновесие достигнуто, усиливается роль реакций, рождающих α -частицы, появление которых приводит к активному образованию тяжелых элементов. На рис. 3 представлены конечные продукты горения углерода для различных температур (весовое содержание C^{12} в изображенных случаях равно 10^{-7}). Из рис. 3 легко видеть, сколь слабо зависят конечные содержания тяжелых элементов от температуры, причем эти величины для обоих типов распределения первичных продуктов практически одинаковы. В отличие от такого поведения конечные содержания элементов легче Ne^{20} сильно зависят от температуры процесса (рис. 4).

Приложение

О способе решения уравнений. В силу сложности поведения концентраций некоторых элементов во времени, приводящей к возможности появления неустойчивости решения, явная схема для решения основной системы уравнений неприменима. Поэтому линеаризация этой системы ([6]. Приложение А) приводит к необходимости решения матричного уравнения, i -тая строка которого, в случае одной рождающей и одной уничтожающей i -тый элемент реакции, выглядит следующим образом:

$$Y_i^{n+1} \left(\frac{1}{\Delta t} + Y_j^n [ij] \right) + Y_j^{n+1} (Y_i^n [ij] I - Y_k^{n+1} (Y_i^n [kl]) - \\ - Y_l^{n+1} (Y_k^n [kl]) = - Y_k^n Y_l^n [kl] + Y_i^n Y_j^n [ij] + \frac{Y_i^n}{\Delta t},$$

где верхний индекс нумерует шаги по времени; нижний — номера элементов; $Y_i = X_i/A_i$, X_i — весовая доля элемента, A_i — его атомный вес; $[ij] = \langle N_A \langle \sigma v \rangle_{ij} \rangle$, где $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ — среднее значение произведений поперечного сечения на относительную скорость для реакции, содержащей i -тый и j -тый элементы во входном канале.

Следовательно, на каждом временном шаге необходимо определить расширенную матрицу системы, что весьма удобно сделать, последовательно рассматривая вклад каждой реакции в соответствующие элементы этой матрицы. Рассмотрим, например, реакцию, имеющую по две частицы во входном и выходном каналах. Пусть номера вступающих в реакцию элементов будут i и j , получающихся в результате — p и r , матрица системы — B . Тогда к элементам $B[i, i]$, $B[i, j]$, $B[j, i]$, $B[j, j]$ (а также и к элементам $B[p, p]$, $B[p, r]$, $B[r, p]$, $B[r, r]$) добавляются величины, аналогичные, соответственно, коэффициентам первого и второго слагаемого левой части написанного уравнения и третьему слагаемому

правой части. К элементам $B[p, i]$, $B[p, j]$, $B[p, 27]$ и $B[r, i]$, $B[r, j]$, $B[r, 27]$ добавляются величины, аналогичные коэффициентам третьего и четвертого слагаемого левой части и первому слагаемому правой части. В такой схеме легко далее учесть и случаи одной частицы во входном или выходном каналах. Полученное матричное уравнение решается затем методом Гаусса. Выбор шага по времени производился так, чтобы относительные изменения концентраций $(Y_i^{n+1} - Y_i^n)/Y_i^n$ не превышали некоторой величины X , которая обычно равна 0.2. При этом эти относительные изменения лежат в окрестности $0.5 \cdot X$.

В расчеты принимались элементы с весовыми концентрациями, превышающими 10^{-8} , а также накладывались определенные ограничения на изменения концентраций элементов с меньшими значениями. Поэтому максимальная ошибка может быть порядка $(X/2)^2 = 0.01$.

Московский физико-технический
институт
Астросовет АН СССР

ON CARBON BURNING PRODUCTS AT CONSTANT TEMPERATURE

O. A. BESSONOV, A. D. KUDRYASHOV, E. V. ERGMA

The paper investigates carbon nuclear burning in astrophysical conditions at constant density and temperature, secondary reactions being taken into account. The main products of burning are: Ne^{20} , Ne^{21} , Ne^{22} , Na^{23} , Mg^{24} . Their mass fractions after carbon exhaustion are but slightly dependent on the chosen temperature.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. D. Arnett, *Astrophys. Space Sci.*, 5, 183, 1969.
2. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Ap. J.*, 160, 979, 1970.
3. B. Paczynski, *Astrophys. Lett.*, 11, 53, 1972.
4. E. Ergma, B. Paczynski, *Acta Astr.* 24, 1, 1974.
5. H. Reeves, E. E. Salpeter, *Phys. Rev.*, 116, 1505, 1959.
6. W. D. Arnett, J. W. Truran, *Ap. J.*, 157, 339, 1969.
7. A. Gélinas, M. Tassoul, G. Beaudet, *Astron. Astrophys.*, 24, 111, 1973.
8. W. D. Arnett, *Late Stages of Stellar Evolution*, ed. R. Tayler, Warsaw, 1973.
9. W. A. Fowler, G. R. Coughlan, B. A. Zimmerman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1975.
10. N. C. Graboske, H. E. De Witt, A. S. Grossman, M. S. Cooper, *Ap. J.*, 181, 457, 1973.
11. G. Michaud, E. W. Vogt, *Phys. Rev.*, C5, 350, 1972.
12. R. V. Wagoner, *Ap. J.*, Suppl. ser., 162, 18, 247, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

• ВЫПУСК 1

О ФУНКЦИИ ГРИНА ПЛОСКОГО СЛОЯ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ НЕИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ

О. В. ПИКИЧЯН

Поступила 19 августа 1977

В вероятностной трактовке рассмотрена функция Грина (ФГ) плоскопараллельного слоя (внутренняя интенсивность при наличии в среде плоского мононаправленного и монохроматического источника) конечной оптической толщины в общем случае некогерентного неізотропного рассеяния с произвольным законом $\Gamma(x_1, x_2, \gamma)$ перераспределения излучения по частотам и направлениям. Показано, что при ее определении можно обходиться без интегрирования уравнения переноса, т. е. значение ФГ на заданной паре глубин (z, z') выражено через значения соответствующей функции источника лишь на данной и «симметричной» ей паре глубин (z', z) и через значение ФГ на границе среды. Для ФГ получено также новое соотношение инвариантности, при помощи метода сложения слоев Амбарцумяна. Из этого общего соотношения, в частности, получены формулы, позволяющие находить ФГ простой процедурой «сложения» оптических глубин или же толщин, без каких-либо итераций или решения уравнений, ограничиваясь лишь простым интегрированием по угловым переменным и по частоте.

1. Введение. Функция Грина (ФГ) уравнения переноса излучения \mathcal{I} в плоском слое в общем случае представляет собой интенсивность внутри среды, содержащей мононаправленный, монохроматический источник. Знание этой величины позволяет простым интегрированием определить интенсивность внутреннего поля излучения при произвольных источниках энергии, мощность которых может зависеть от глубины, частоты и направления. ФГ можно найти из интегральной формы уравнения переноса, при этом подразумевается знание функции источника на всех оптических глубинах.

Недавно в совместной работе Э. Х. Даниеляна и автора [1] было показано, что в частном случае изотропного, когерентного рассеяния ФГ полубесконечной плоскопараллельной среды на данной паре глубин можно найти задавая соответствующую функцию источника на той же паре глубин. При этом интегрирование по пространственной координате не тре-

буется. Там же указывается путь обобщения на случай среды конечной оптической толщины.

Нашей целью в настоящей работе является обобщение указанного результата на более общий случай анизотропного некогерентного рассеяния с произвольным законом перераспределения излучения по частотам и направлениям. Затем при помощи метода сложения слоев Амбарцумяна будут получены новые соотношения инвариантности, связывающие между собой функции Грина слоев различных оптических толщин. Из них, в частности, получаются формулы, позволяющие найти ФГ простой процедурой «сложения» оптических глубин или же толщин, без каких-либо итераций или решения уравнений, ограничиваясь лишь простым интегрированием по угловым переменным и по частоте.

2. *Алгебраическое выражение для ФГ.* Ниже будем исходить из вероятностной трактовки явлений переноса, предложенной В. В. Соболевым [2] и применим принцип инвариантности Амбарцумяна. Элементарный акт рассеяния будем характеризовать величинами: Λ -альбе́до однократного рассеяния, $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения, а также величиной

$$g(x_1, x_2, \gamma) = X(\gamma) \frac{r(x_1, x_2, \gamma)}{\alpha(x_1)},$$

где $r(x_1, x_2, \gamma)$ — функция перераспределения по частотам и направлениям (см. например, [3] стр. 55), $X(\gamma)$ — индикатриса рассеяния, γ — угол между начальным и конечным направлениями рассеянного кванта, причем

$$\cos \gamma = \eta \cdot \zeta + \sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \zeta^2)} \cos(\varphi_2 - \varphi_1),$$

$$\alpha(x_1) g(x_1, x_2, \gamma) = \alpha(x_2) g(x_2, x_1, \gamma).$$

Величина $(1/4\pi) g(x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) dx_2 d\eta d\varphi_2$ представляет собой вероятность того, что поглощенный при элементарном акте рассеяния квант безразмерной частоты x_1 , имеющий направление $\arccos \zeta$ по отношению к внешней (к границе $\tau=0$) нормали с азимутом φ_1 , излучится в частотном интервале $[x_2, x_2 + dx_2]$ в направлении $\arccos \eta$ и азимутом φ_2 внутри телесного угла $d\eta d\varphi_2$. В случаях изотропного и анизотропного монохроматического рассеяния функция g , соответственно, равна $\delta(x_1 - x_2)$ и $x(\gamma) \delta(x_1 - x_2)$, а при полном перераспределении по частотам, соответственно, $A\alpha(x_2)$ и $A\alpha(x_2)X(\gamma)$, где

A — нормировочная константа $A = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \right]^{-1}$. Функция Грина

$G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_2) dx_2 d\eta d\varphi_2$ есть вероятность того, что дви-

жушийся на оптической глубине τ' слоя конечной толщины τ_0 квант, имеющий безразмерную частоту x_1 и направление, характеризуемое $\arccos \zeta_1$ и азимутом φ_1 , вообще говоря, после рассеяний в среде будет двигаться на глубине τ в частотном интервале $[x_2, x_2 + dx_2]$ в направлении $(\arccos \eta, \varphi_2)$ внутри телесного угла $d\eta d\varphi_2$.

Уравнение переноса для ФГ можно записать в форме

$$\begin{aligned} \zeta_1 \frac{\partial G}{\partial \tau'} + \alpha(x_1) G = \alpha(x_1) P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta_1, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ + |\zeta_1| \delta(x_1 - x_2) \delta(\eta - \zeta_1) \delta(\varphi_2 - \varphi_1) \delta(\tau' - \tau), \end{aligned} \quad (1)$$

где P играет роль функции источника (с точностью до δ — функции)

$$\begin{aligned} P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta_1, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ = \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \mathcal{G}(x_1, \zeta_1, x, \mu, \varphi - \varphi_1) G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \end{aligned} \quad (2)$$

Для G имеет место принцип обратимости оптических явлений

$$|\zeta_1| G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta_1, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = |\eta| G(\tau', \tau, \tau_0, x_2, -\eta, x_1, -\zeta_1, \varphi_1 - \varphi_2). \quad (3)$$

Из (3) и (1), получим

$$\begin{aligned} \eta \frac{dG}{d\tau} - \alpha(x_2) G = -\alpha(x_2) \frac{|\eta|}{|\zeta_1|} P(\tau', \tau, \tau_0, x_2, -\eta, x_1, -\zeta_1, \varphi_1 - \varphi_2) - \\ - |\eta| \delta(x_1 - x_2) \delta(\eta - \zeta_1) \delta(\varphi_1 - \varphi_2) \delta(\tau - \tau'). \end{aligned} \quad (4)$$

Добавим слой малой толщины (принцип инвариантности Амбарцумяна) $\Delta\tau$ сначала к верхней границе среды ($\tau = 0$), затем к книжной ($\tau = \tau_0$). Устремляя $\Delta\tau$ к нулю придем еще к двум дифференциальным уравнениям

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau'} + \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau_0} \right] G = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \int_0^{2\pi} U(\tau', \tau_0, x_1, \zeta_1, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ \times V(\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \tau_0} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} U(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\tau, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ \times V(\tau_0 - \tau, \tau_0, x, \mu, x_2, -\eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx, \quad (6)$$

где

$$U(\tau', \tau_0, x_1, \tau, x, \mu, \varphi - \varphi_1) = G(0, \tau', \tau_0, x_1, \tau, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \frac{\alpha(x)}{\mu}, \quad (7)$$

а

$$V(\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) = P(\tau, 0, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi)$$

или

$$V(\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) = \\ = \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} g(x, \mu, x', -\mu, \varphi' - \varphi) \times \\ \times G(\tau, 0, \tau_0, x', -\mu', x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi') d\varphi' d\mu' dx'. \quad (8)$$

При выводе (6) принята во внимание инвариантность выбора нулевой границы (начала отсчета)

$$G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \tau, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ = G(\tau_0 - \tau, \tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\tau, x_2, -\eta, \varphi_2 - \varphi_1). \quad (9)$$

Учитывая (3), (8) и сравнивая последнее с (7), получаем

$$\frac{V(\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi)}{|\eta|} = \\ = \frac{\lambda}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} g(x, \mu, x', -\mu', \varphi' - \varphi) \times \\ \times \frac{U(\tau, \tau_0, x_2, -\eta, x', \mu', \varphi' - \varphi_2)}{\alpha(x')} d\varphi' d\mu' dx'. \quad (10)$$

Исключение производных (1)–(6) приводит к искомому соотношению

$$\begin{aligned}
 & \left| \frac{\eta}{\alpha(x_2)} - \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} \right| \frac{G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1)}{|\eta|} = \\
 & = \frac{\eta}{\alpha(x_2)} \frac{P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1)}{|\eta|} - \\
 & - \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} \frac{P(\tau', \tau, \tau_0, x_2, -\eta, x_1, -\zeta, \varphi_1 - \varphi_2)}{|\zeta|} - \\
 & - \frac{\eta \cdot \zeta}{\alpha(x_2) \alpha(x_1)} f(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \varphi_2 - \varphi_1),
 \end{aligned} \quad (11)$$

где обозначено

$$\begin{aligned}
 & f(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
 & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 \left| U(\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \frac{V(\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi)}{|\eta|} - \right. \\
 & \quad \left. - U(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \right. \\
 & \quad \left. \times \frac{V(\tau_0 - \tau, \tau_0, x, \mu, x_2, -\eta, \varphi_2 - \varphi)}{|\eta|} \right| d\tau d\mu dx.
 \end{aligned} \quad (12)$$

Если принять в выражении (11)

$$\frac{\zeta}{\alpha(x_1)} = \frac{\eta}{\alpha(x_2)}, \quad (13)$$

можно получить соотношение

$$\begin{aligned}
 & \frac{\alpha(x_1)}{\alpha(x_2)} \frac{P\left(\tau', \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta, \varphi_2 - \varphi_1\right)}{|\zeta|} = \\
 & = \frac{P\left(\tau', \tau, \tau_0, x_2 - \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta, x_1, -\zeta, \varphi_1 - \varphi_2\right)}{|\zeta|} + \\
 & + \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} f\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta, \varphi_2 - \varphi_1\right),
 \end{aligned} \quad (14)$$

или

$$\begin{aligned}
& \frac{P\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \frac{\alpha(x_1)}{\alpha(x_2)} \eta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1\right)}{|\eta|} = \\
& = \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \frac{P\left(\tau', \tau, \tau_0, x_2, -\eta, x_1, -\frac{\alpha(x_1)}{\alpha(x_2)} \eta, \varphi_1 - \varphi_2\right)}{|\eta|} + \\
& + \frac{\eta}{\alpha(x_2)} f\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \frac{\alpha(x_1)}{\alpha(x_2)} \eta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1\right).
\end{aligned} \quad (15)$$

Вместо угловых переменных можно было бы, при помощи (13), исключать частоты x_1 или x_2 , тогда, соответственно, получаются выражения

$$\begin{aligned}
& \frac{P\left(\tau, \tau', \tau_0, \alpha^{-1} \left| \frac{\alpha(x_2)}{\eta} \zeta \right|, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1\right)}{|\eta|} = \\
& = \frac{P\left(\tau', \tau, \tau_0, x_2 - \eta, \alpha^{-1} \left| \frac{\alpha(x_2)}{\eta} \zeta \right|, -\zeta, \varphi_1 - \varphi_2\right)}{|\zeta|} + \\
& + \frac{\eta}{\alpha(x_2)} f\left(\tau, \tau', \tau_0, \alpha^{-1} \left| \frac{\alpha(x_2)}{\eta} \zeta \right|, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1\right),
\end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{P\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, \alpha^{-1} \left| \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} \eta \right|, \eta, \varphi_2 - \varphi_1\right)}{|\eta|} = \\
& = \frac{P\left(\tau', \tau, \tau_0, \alpha^{-1} \left| \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} \eta \right|, -\eta, x_1, -\zeta, \varphi_1 - \varphi_2\right)}{|\zeta|} + \\
& + \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} f\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, \alpha^{-1} \left| \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} \eta \right|, \eta, \varphi_2 - \varphi_1\right),
\end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\alpha^{-1}[\alpha(x)] = x.$$

При $\eta = \zeta = \eta_0$, $x_1 = x_2 = x_0$ все четыре соотношения (14)–(17) превращаются в одно „диагональное соотношение“

$$\begin{aligned}
 & \frac{P(\tau, \tau', \tau_0, x_0, l'_0, x_0, l'_0, \varphi_2 - \varphi_1)}{|l'_0|} = \\
 & = \frac{P(\tau', \tau, \tau_0, x_0, -l'_0, x_0, -l'_0, \varphi_1 - \varphi_2)}{|l'_0|} + \\
 & + \frac{l'_0}{\alpha(x_0)} f(\tau, \tau', \tau_0, x_0, l'_0, x_0, l'_0, \varphi_2 - \varphi_1).
 \end{aligned} \tag{18}$$

Из формулы (11) видно, что ФГ выражается через P алгебраически без какого-либо интегрирования. Что касается функции f , то для ее определения по формуле (22) необходимо найти вспомогательные функции U и V . Последние имеют меньшее количество пространственных переменных, причем функция U с точностью до множителя $(\alpha(x))/\mu$ совпадает с поверхностной функцией Грина (ПФГ), т. е. с граничным значением ФГ при $\tau = 0$ (см. формулу (7)), а вспомогательная функция V является граничным значением функции источника при $\tau' = 0$ (см. первую из формул (8)), кроме того она выражается также через функцию U соотношением (10).

Таким образом, алгебраическое соотношение (11) выражает значение ФГ на заданной паре глубин (τ, τ') , через значение функции источника на данной паре глубин (τ, τ') , „симметричной“ ей паре глубин (τ', τ) и через значение ФГ на границе $\tau = 0$ (ПФГ).

Первыми соотношениями подобного рода являются известные выражения Амбарцумяна [4] решающие задачу о диффузном отражении и диффузном пропускании излучения слоем конечной оптической толщины при монохроматическом изотропном рассеянии. Наше соотношение по своей сущности является обобщением этих выражений на случай, когда источник и приемник расположены внутри слоя на различных глубинах, соответственно, τ' и τ в то время как в упомянутой задаче и источник, и приемник расположены на границах (при этом для диффузного отражения $\tau = \tau' = 0$, $\xi < 0$, $\eta > 0$, а для пропускания $\tau' = 0$, $\tau = \tau_0$, $\xi < 0$, $\eta < 0$).

Из общего соотношения (11) в качестве частных случаев могут быть получены и остальные известные соотношения подобного рода, например:

- а) формула, полученная В. В. Ивановым ([5] формула (23*)) соответствует случаю, когда в (11) $\tau_0 = \infty$, $\tau' = 0$, $\xi < 0$, рассеяние монохроматическое;
- б) алгебраические выражения, которые получили Кагивада и Калаба [6], затем Э. Х. Даниелян [7] (см. также работу Т. Малликина [8]) соответствуют случаю, когда в (11) $\tau' = 0$, $\xi < 0$, рассеяние изотропное и монохроматическое, а если принять еще и $\tau_0 = \infty$ можно перейти к выражениям полученным в [9—11];

в) если же перейти в (11) к случаю изотропного, монохроматического рассеяния и принять $\tau_0 = \infty$ получится формула найденная впервые в [1].

Из (11), однако, можно получить и новые, весьма интересные частные случаи. Рассмотрим случай изотропного рассеяния сначала некогерентного, а затем когерентного. В первом случае $g(x, \zeta, x_2, \eta, \tau_2 - \tau_1) = g(x_1, x_2)$, а ФГ не зависит от азимутов. Соотношение (11) можно записать в виде

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\eta}{\alpha(x_2)} - \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} \right] \frac{G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta)}{|\eta|} = \\ & = \frac{\eta}{\alpha(x_2)} \frac{P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, x_2, \eta)}{|\eta|} - \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} \frac{P(\tau', \tau, \tau_0, x_2, x_1, -\zeta)}{|\zeta|} - \\ & - \frac{\eta \cdot \zeta}{\alpha(x_2) \alpha(x_1)} \int_{-\infty}^{\infty} \left[U(\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x) \frac{V(\tau, \tau_0, x, x_2, \eta)}{|\eta|} - \right. \\ & \left. - U(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x) \frac{V(\tau_0 - \tau, \tau_0, x, x_2, -\eta)}{|\eta|} \right] dx, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, x_2, \eta) &= G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, 0, x_2, \eta) = \\ &= \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g(x_1, x) dx \int_{-1}^{+1} G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta) d\mu, \\ U(\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2) &= \alpha(x_2) \int_0^1 G(0, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \mu) \frac{d\mu}{\mu}, \\ V(\tau, \tau_0, x_1, x_2, \eta) &= P(\tau, 0, \tau_0, x_1, x_2, \eta) = \\ &= \frac{\lambda}{2} \frac{|\eta|}{\alpha(x_1)} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, x_1) U(\tau, \tau_0, x_2, -\eta, x) dx, \end{aligned}$$

а конечное направление кванта рассмотрено внутри телесного угла $2\pi d\eta$. Из условия (13) и формулы (19) следует, что

$$\begin{aligned} \alpha(x_2) P(\tau', \tau, \tau_0, x_2, x_1, -\zeta) &= \alpha(x_1) P\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, x_2, \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta\right) - \\ &- \zeta \int_{-\infty}^{\infty} \left[U(\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x) V\left(\tau, \tau_0, x, x_2, \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta\right) - \right. \\ &\left. - U(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x) V\left(\tau_0 - \tau, \tau_0, x, x_2, -\frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta\right) \right] dx. \end{aligned}$$

Подставляя последнее соотношение в формулу (19), получим

$$\begin{aligned} &\left| \frac{\eta}{\alpha(x_2)} - \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} \right| \alpha(x_2) \frac{G(\tau, \tau', \tau_0, x_2, \zeta, x_2, \eta)}{|\eta|} = \\ &= \eta \frac{P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, x_2, \eta)}{|\eta|} - \zeta \frac{P\left(\tau, \tau', \tau_0, x_1, x_2, \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta\right)}{|\zeta|} - \\ &- \frac{\zeta}{\alpha(x_1)} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x) \left[\eta \frac{V(\tau, \tau_0, x, x_2, \eta)}{|\eta|} - \right. \right. \quad (20) \\ &\left. \left. - \zeta \frac{V\left(\tau, \tau_0, x, x_2, \frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta\right)}{|\zeta|} \right] - U(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x) \times \right. \\ &\left. \times \left[\eta \frac{V(\tau_0 - \tau, \tau_0, x, x_2, -\eta)}{|\eta|} - \zeta \frac{V\left(\tau_0 - \tau, \tau_0, x, x_2, -\frac{\alpha(x_2)}{\alpha(x_1)} \zeta\right)}{|\zeta|} \right] \right\} dx. \end{aligned}$$

Соотношение (20) обладает рядом преимуществ по сравнению с общим случаем (11): во-первых, в этом частном случае для определения ФГ на паре глубин (τ, τ') уже не требуется определения функции источника на «симметричной» паре глубин (τ', τ) достаточно ее нахождения лишь на данной паре (τ, τ') , во-вторых, не требуется предварительного определения ПФГ, т. к. вспомогательная функция U является уже ее интегралом и имеет меньшее количество угловых переменных, и наконец, подобно задаче определения ФГ полубесконечной среды при монохроматическом изотропном рассеянии здесь также имеем, в известном смысле, «разделение» угловых переменных, т. е. величину (ФГ), зависящую от двух угловых переменных удастся представить в виде элементарной комбинации от функ-

ций (в данном случае функции источника), зависящих уже от одной угловой переменной. Однако, некогерентность рассеяния все же сказалась на структуре аргументов — в (20) имеет место «смешивание» частот с одной угловой переменной. Следует отметить, что для общего закона $g(x_1, x_2)$ сталкиваемся с подобным фактом «смешивания» частот и углов впервые. Если положить в (20) $\tau = 0$, то получится новое алгебраическое выражение для ПФГ, а при $\tau_0 = \infty$ из (20) вытекает новое соотношение для ФГ полубесконечного слоя. Теперь перейдем к случаю когерентного рассеяния. При этом соотношение (20) можно записать в более простой и «симметричной» форме

$$\begin{aligned}
 (\eta - \zeta) \frac{G(\tau, \tau', \tau_0, \zeta, \eta)}{|\eta|} &= \tau_1 \frac{P(\tau, \tau', \tau_0, \eta)}{|\tau_1|} - \tau_1 \frac{P(\tau, \tau', \tau_0, \zeta)}{|\zeta|} - \\
 &- \frac{\lambda}{2} \zeta U(\tau', \tau_0, \zeta) [\eta U(\tau, \tau_0, -\eta) - \zeta U(\tau, \tau_0, -\zeta)] + \\
 &+ \frac{\lambda}{2} \tau_1 U(\tau_0 - \tau', \tau_0, -\zeta) [\tau_1 U(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) - \zeta U(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta)].
 \end{aligned} \quad (21)$$

При получении (21) мы воспользовались соотношением

$$V(\tau, \tau_0, \eta) = \frac{\lambda}{2} |\eta| U(\tau, \tau_0, -\eta).$$

Если поставить в (21) $\tau = 0$ (или $\tau' = 0$, поскольку в силу обратимости оптических явлений (см. формулу (3)) это одно и то же), можно получить известные выражения для ПФГ, о которых шла речь в примере б). Если же в (21) положить $\tau_0 = \infty$, то придем к известному соотношению примера в). В выражениях (20)–(21) было рассмотрено изотропное рассеяние, в случае же анизотропного рассеяния для каждой азимутальной гармоники приведенной функции Грина можно получить соотношение аналогичное выражению (20), которое сохраняет все указанные преимущества формулы (20). Для этого достаточно представить функцию $g(x_1, x_2, \gamma)$ в виде следующего разложения по полиномам Лежандра

$$g(x_1, x_2, \gamma) = \sum_{i=0}^{\infty} g_i(x_1, x_2) P_i(\cos \gamma),$$

если же принять

$$g_i(x_1, x_2) = x_i^2 (x_1 - x_2),$$

то, в частности, получается аналог выражения (21).

Вышесказанное будет показано в отдельной работе автора. В заключение этого раздела следует отметить, что в указанном выше смысле параллель между изотропным и анизотропным рассеяниями, для простого случая монохроматически рассеивающей среды, при рассмотрении частной задачи определения поверхностной функции Грина проведена недавно в работах [12] и [13], соответственно, для полубесконечного и конечного слоев.

3. *Метод сложения слоев.* Применение так называемого «метода сложения слоев», введенного в теорию переноса В. А. Амбарцумяном при рассмотрении задачи диффузного отражения и пропускания излучения одномерной средой конечной толщины [14—15] (см. также [16]), позволяет получить общие соотношения инвариантности или «формулы сложения» для ФГ. Эти формулы примечательны тем, что связывают между собой значения ФГ как на разных оптических глубинах слоя одной и той же толщины, так и ФГ слоев различных толщин, при этом оптические глубины и толщины выступают в роли параметров, т. е. в этих соотношениях тоже нет интегрирований по пространственной переменной. Соотношения инвариантности в разных частных случаях рассматривались в работах [5, 7, 10, 12, 17, 18, 19], а в [20] была показана высокая эффективность таких соотношений при численных расчетах внутренних полей излучения.

Проведем мысленно разрез на глубине t , тогда из вероятностного смысла G очевидно, что при $\tau' \geq t \geq \tau$

$$\begin{aligned} G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{\tau} G(0, \tau' - t, \tau_0 - t, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ \times G(\tau, t, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx, \end{aligned} \quad (22)$$

а при $\tau' \leq t \leq \tau$

$$\begin{aligned} G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{\tau} G(0, t - \tau', t, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ \times G(\tau, t, \tau_0, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \end{aligned} \quad (23)$$

Добавим сначала к верхней, а затем к нижней ($\tau = \tau_0$) границам слоя второй слой толщиной t , тогда получим, соответственно, $(0 \leq t \leq \infty)$

$$\begin{aligned}
G(\tau + t, \tau' + t, \tau_0 + t, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
= G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 G(0, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
\times G(\tau + t, t, \tau_0 + t, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx,
\end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned}
G(\tau, \tau', \tau_0 + t, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 G(0, \tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
\times G(\tau, \tau_0, \tau_0 + t, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx.
\end{aligned} \quad (25)$$

Очевидно, что при помощи (3) соотношения (22)–(25) можно переписать также в форме

$$\begin{aligned}
G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
= \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 G(\tau - t, 0, \tau_0 - t, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) \times \\
\times G(t, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x, -\mu, \varphi - \varphi_1) c\varphi d\mu dx, \quad \tau' \leq t \leq \tau.
\end{aligned} \quad (22')$$

$$\begin{aligned}
G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
= \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 G(t - \tau, 0, t, x, -\mu, x_2, -\eta, \varphi_2 - \varphi) \times \\
\times G(t, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) d\varphi d\mu dx, \quad \tau \leq t \leq \tau'.
\end{aligned} \quad (23')$$

$$\begin{aligned}
G(\tau + t, \tau' + t, \tau_0 + t, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
= G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 G(\tau, 0, \tau_0, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) \times \\
\times G(t, \tau' + t, \tau_0 + t, x_1, \zeta, x, -\mu, \varphi - \varphi_1) d\varphi d\mu dx,
\end{aligned} \quad (24')$$

$$\begin{aligned}
 G(\tau, \tau', \tau_0 + t, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = & G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
 & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 G(\tau_0 - \tau, 0, \tau_0, x, -\mu, x_2, -\eta, \varphi_2 - \varphi) \times \\
 & \times G(\tau_0, \tau', \tau_0 + t, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) d\varphi d\mu dx.
 \end{aligned} \quad (25')$$

Очевидно, что уравнения (1—6) являются частными случаями (дифференциальной формой) полученных соотношений (22)—(25). Действительно, из (24) и (25) после подстановки $t = \Delta\tau$ и необходимых разложений получаются, соответственно, (5) и (6), а из (22), например, с помощью подстановок $\tau' - t = \Delta\tau$ и $\tau - t = \Delta\tau$ получаются, соответственно, уравнения (1) и (4) для случая $\tau' > \tau$. Так что в конечном счете само алгебраическое выражение тоже является одним из следствий соотношений инвариантности (22—25). Для иллюстрации выведем, например, уравнение переноса (1) из соотношения (11). Из вероятностного смысла G имеем

$$\begin{aligned}
 G(0, \Delta\tau, \tau_0 - \tau' + \Delta\tau, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) = \\
 = \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} \Delta\tau P(0, 0, \tau_0 - \tau', x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) + \\
 + \left[1 - \Delta\tau \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} \right] \delta(x - x_1) \delta(\mu - \zeta) \delta(\varphi - \varphi_1).
 \end{aligned}$$

Поскольку

$$\begin{aligned}
 G(\tau, \tau' - \Delta\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) \sim G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) - \\
 - \Delta\tau \frac{\partial}{\partial \tau'} G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi)
 \end{aligned}$$

то полагая в (22) $\tau' - t = \Delta\tau$, с учетом двух последних получим

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial G}{\partial \tau'} + \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} G = \frac{\alpha(x_1)}{\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^0 P(0, 0, \tau_0 - \tau', x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
 \times G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx.
 \end{aligned} \quad (1a)$$

Тройной интеграл в правой части этого уравнения равен $P(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_1, \eta, \varphi_2 - \varphi_1)$. Это следует как из (22) и (2), так и из смысла функций P и G . Из сказанного следует, что уравнение (1a) эквивалентно уравнению переноса (1) для случая $\tau' > \tau$.

Можно показать, что приведенные выше соотношения инвариантности (22—25) являются следствием одного из них — (25) (или (24)). Для доказательства этого утверждения достаточно воспользоваться соотношением

(9). Отметим лишь, что при получении (23) из (25) необходимо принимать $G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) \equiv 0$ при $\tau > \tau_0$. Таким образом приведенная формула (25) (или 24) представляет собой новое общее соотношение инвариантности и связывает между собой функции Грина слоев различных оптических толщин. Из нее в качестве частных случаев получаются известные соотношения инвариантности, например:

а) принципы инвариантности Чандрасекара (см. [17], гл. VII, § 50) и I по IV соответствуют частным случаям, когда

I. в формуле (22) $\tau = 0, t = \tau', \eta > 0, \zeta \leq 0$.

II. в формуле (25) $\tau = 0, \tau_0 = \tau' = z, \tau_0 + t = z_0, \eta > 0, \zeta > 0$.

III. в формуле (25) $\tau = \tau' = 0, \tau_0 + t = z_0, \tau_0 = z, \eta > 0, \zeta < 0$.

IV. в формуле (22) $\tau = 0, \tau' = \tau_0 = z_0, t = z, \eta > 0, \zeta > 0$.

б) подставим в (22) $\tau = 0, \tau_0 = \infty$, тогда получится соотношение инвариантности (полугрупповое свойство) выведенное в работах [5, 10, 18], а при $\tau_0 \neq \infty$ — в статье [7]. Оно, в частности превращается в формулу удвоения оптических глубин;

в) при $t = \infty$ выражение (25) превращается в соотношение связывающее функции Грина конечного и полубесконечного слоев, приведенное ранее в [19], а при $\tau = 0, \zeta = 0$ — в соотношение полученное еще раньше в [16] (гл. III, формула (145)) и в [10] (формула (1)).

Отметим, что в примерах (а—в) предполагался также переход к когерентному рассеянию. Из приведенных общих соотношений инвариантности в качестве частных случаев можно получить множество новых интересных выражений. Остановимся ниже лишь на некоторых из них. Полагая в (22) и (23) $t = \tau$, соответственно, для случаев $\tau' > \tau$ и $\tau' < \tau$, получим

$$\begin{aligned} & G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{12\pi} G_s(\tau' - \tau, \tau_0 - \tau, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \quad \times G_d(\tau, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\tau d\mu dx, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} & G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{12\pi} G_s(\tau - \tau', \tau, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \quad \times G_d(\tau, \tau_0, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\tau d\mu dx, \end{aligned} \quad (27)$$

где приняты обозначения

$$G_s(\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = G(0, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1),$$

$$G_d(\tau, \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = G(\tau, \tau, \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1),$$

соответственно, для ПФГ и диагональной функции Грина (ДФГ). Эти выражения примечательны тем, что ФГ непосредственно выражается через свои граничные значения $\tau = 0$ (ПФГ) и $\tau = \tau'$ (ДФГ). Из соотношений (24)—(25) можно получить систему уравнений для ФГ. Принимая, что $\zeta > 0$, нетрудно найти, что

$$\begin{aligned} G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = & G(\tau, \tau', \tau', x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho(x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1, \tau') \times \\ & \times G(\tau, \tau', \tau_0, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} & G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ = & G(\tau - \tau', 0, \tau_0 - \tau', x_1, -\zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho(x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1, \tau_0 - \tau') \times \\ & \times G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \end{aligned} \quad (29)$$

Отметим, что при $\tau' < \tau$ и $\tau' > \tau$ первое слагаемое правой части, соответственно (28) и (29) следует принимать равным нулю. Примечательным в уравнениях (28)—(29) является то, что в качестве ядра выступает функция диффузного отражения ($\zeta > 0$, $\eta > 0$)

$$\rho(x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1, \tau_0) = G(0, 0, \tau_0, x_1, -\zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1).$$

Из (28) — (29), в частности получаются уравнения для ПФГ и ДФГ, однако мы не будем останавливаться на этом. Если положить в соотношении (24): $\tau' = \tau_1$, $t = \tau_2$, $\tau + t \rightarrow \tau$, $\tau_0 + t \rightarrow \tau_0$, то оно примет вид:

$$\begin{aligned} & G(\tau, \tau_1 + \tau_2, \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ = & G(\tau - \tau_2, \tau_1, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \int_0^{2\pi} G_s(\tau_1, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \times G(\tau, \tau_2, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \end{aligned} \quad (30)$$

При $\tau = 0$ из (30) получается аналогичное соотношение для ПФГ

$$\begin{aligned} & G_s(\tau_1 + \tau_2, \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{\infty} G_s(\tau_1, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \times G_s(\tau_2, \tau_1, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \end{aligned} \quad (31)$$

Формулы (30) и (31) представляют значительный интерес с практической точки зрения. Следует отметить, что в (30) первый член правой части должен приниматься равным нулю при $\tau < \tau_2$. Если в (30) поменять местами τ_1 и τ_2 , то поскольку левая часть останется неизменной, для правой части можно получить своеобразное соотношение «взаимных оптических глубин»

$$\begin{aligned} & G(\tau - \tau_1, \tau_1, \tau_0 - \tau_1, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) - \\ & - G(\tau - \tau_2, \tau_2, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{\infty} G_s(\tau_1, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \times G(\tau, \tau_2, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx - \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{\infty} G_s(\tau_2, \tau_0 - \tau_1, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \times G(\tau, \tau_1, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \end{aligned} \quad (32)$$

Когда $\tau < \min(\tau_1, \tau_2)$ левая часть равна нулю. Из выражения (30) можно получить рекуррентное интегральное соотношение для кратных оптических глубин. Для этого достаточно положить $\tau_1 = (n-1)\tau_2$ или $\tau_2 = (n-1)\tau_1$ (n — любое вещественное число больше единицы, удовлетворяющее условию, соответственно, $n\tau_2 \leq \tau_0$ или $n\tau_1 \leq \tau_0$)

$$\begin{aligned} & G(\tau, n\tau_2, \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\ & = G(\tau - \tau_2, (n-1)\tau_2, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} \int_0^{\infty} G_s((n-1)\tau_2, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ & \times G(\tau, \tau_2, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
& G(\tau, n\tau_1, \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
& = G(\tau - (n-1)\tau_1, \tau_1, \tau_0 - (n-1)\tau_1, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_1, \tau_0 - (n-1)\tau_1, x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
& \times G(\tau, (n-1)\tau_1, \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx.
\end{aligned} \tag{34}$$

При $n=2$ отсюда или же при $\tau_1 = \tau_2$ из (30) получаем формулу удвоения

$$\begin{aligned}
& G(\tau, 2\tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
& = G(\tau - \tau', \tau', \tau_0 - \tau', x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau', \tau_0 - \tau', x_1, \zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
& \times G(\tau, \tau', \tau_0, x, \mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx.
\end{aligned} \tag{35}$$

Соотношения (30)—(35) позволяют рассчитать ФГ при произвольной глубине расположения источника, когда местонахождение приемника фиксировано. Если учитывать принцип обратимости (3), то очень легко можно переписать их для противоположного случая, когда фиксирована глубина расположения источника и требуется определить ФГ на всех глубинах расположения приемника. В этом случае формула (30), например, записывается в форме

$$\begin{aligned}
& G(\tau_1 + \tau_2, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
& = G(\tau_1, \tau' - \tau_2, \tau_0 - \tau_2, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
& + |\eta| \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_1, \tau_0 - \tau_2, x_2, -\eta, x, \mu, \varphi - \varphi_2) \times \\
& \times \frac{G(\tau_2, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x, -\mu, \varphi - \varphi_1)}{\mu} d\varphi d\mu dx.
\end{aligned} \tag{36}$$

При $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ из (36) получим

$$\begin{aligned}
 G(2\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \varphi_2 - \varphi_1) &= G(\tau, \tau' - \tau, \tau_0 - \tau, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
 &+ |\gamma_1| \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau, \tau_0 - \tau, x_2, -\eta, x, \mu, \varphi - \varphi_2) \times \\
 &\times \frac{G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x, -\mu, \varphi - \varphi_1)}{\mu} d\varphi d\mu dx.
 \end{aligned} \quad (37)$$

Переформулировка соотношений (31)—(34) на этот случай тривиальна, поэтому не будем на них останавливаться.

Перепишем соотношение (25) в виде

$$\begin{aligned}
 G(\tau, \tau', \tau_1 + \tau_2, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) &= G(\tau, \tau', \tau_1, x_1, \zeta, x_2, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
 &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_1 - \tau', \tau_1, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
 &\times G(\tau, \tau_1, \tau_1 + \tau_2, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx.
 \end{aligned} \quad (38)$$

Так как левая часть инвариантна относительно перемены мест τ_1 и τ_2 , то для правых частей аналогично (32) можно получить

$$\begin{aligned}
 G(\tau, \tau', \tau_1, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) &- G(\tau, \tau', \tau_2, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_1 - \tau', \tau_1, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
 &\times G(\tau, \tau_1, \tau_1 + \tau_2, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx - \\
 &- \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_2 - \tau', \tau_2, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\
 &\times G(\tau, \tau_2, \tau_1 + \tau_2, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx.
 \end{aligned} \quad (39)$$

Из соотношения (38) можно получить рекуррентную интегральную формулу для кратных оптических толщин

$$\begin{aligned}
 G(\tau, \tau', n\tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) &= G(\tau, \tau', (n-1)\tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\
 &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s((n-1)\tau_0 - \tau', (n-1)\tau_0, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) - \\
 &- G(\tau, (n-1)\tau_0, n\tau_0, x_1, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx
 \end{aligned} \quad (40)$$

а также соотношение, связывающее ФГ слоев толщины $n\tau_0$ и τ_0

$$G(\tau, \tau', n\tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ \times G(\tau, \tau_0, n\tau_0, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \quad (41)$$

Причем n — вещественное число больше единицы. При $n = 2$ получается формула удвоения оптических толщин

$$G(\tau, \tau', 2\tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) = G(\tau, \tau', \tau_0, x_1, \zeta, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi_1) + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{12\pi} G_s(\tau_0 - \tau', \tau_0, x_1, -\zeta, x, \mu, \varphi - \varphi_1) \times \\ \times G(\tau, \tau_0, 2\tau_0, x, -\mu, x_2, \eta, \varphi_2 - \varphi) d\varphi d\mu dx. \quad (42)$$

Приведенные в этом разделе формулы позволяют варьировать, как глубинами расположения источника или приемника, так и толщиной слоя. В частности, это хорошо иллюстрировано формулами удвоения (35), (37) и (42).

4. *Заключительные замечания.* С помощью соотношений инвариантности, приведенных в предыдущем разделе можно рассчитывать ФГ, не прибегая при этом к решению какого-либо уравнения или выполнению итерационных процедур. Однако, если вспомнить, что почти всегда (см. второй раздел настоящей работы) функцию Грина (или приведенную ФГ) зависящую от двух угловых переменных удастся элементарным образом выразить через функцию источника (приведенную функцию источника), зависящую лишь от одной угловой переменной, то легко видеть, что целесообразнее совместное использование формул второй и третьей части этой работы, т. е. комбинировать алгебраические соотношения с соотношениями инвариантности, ибо в этом случае из соотношений инвариантности можно определить всего лишь функцию источника, после чего ФГ находится автоматически из алгебраического выражения (сравни с [12]). Следует отметить, что из всех соотношений инвариантности сформулированных для ФГ, тривиальным образом можно перейти к соответствующим соотношениям для функции источника.

Для иллюстрации описанной выше процедуры ограничимся очень частным примером, определения ФГ полубесконечного слоя при монохроматическом изотропном рассеянии. При этом глубину расположения прием-

ника будем считать фиксированной. В этом случае алгебраическое выражение для $\Phi\Gamma$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{G(\tau, \tau', \zeta, \eta)}{|\eta|} = & \delta(\eta - \zeta) \theta\left(\frac{\tau' - \tau}{\zeta}\right) \frac{e^{-\frac{\tau' - \tau}{\zeta}}}{|\zeta|} + \frac{\eta}{|\eta|} \frac{P(\tau, \tau', \eta)}{\eta - \zeta} - \zeta \frac{P(\tau, \tau', \zeta)}{|\zeta|} - \\ & - \frac{\lambda}{2} \zeta U(\tau', \tau) \frac{\eta U(\tau, -\eta) - \zeta U(\tau, -\zeta)}{\eta - \zeta}, \end{aligned} \quad (43)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция скачка.

Для определения же функции источника можно использовать, например, формулу удвоения, которая с учетом (43) примет вид

$$\begin{aligned} P(\tau, 2\tau', \eta) = & \theta\left(\frac{\tau' - \tau}{\eta}\right) e^{-\frac{\tau' - \tau}{\eta}} P(0, \tau', \eta) + P(\tau - \tau', \tau', \eta) + \\ & + |\eta| \int_0^1 P(0, \tau', \mu) \frac{\frac{\eta}{|\eta|} P(\tau, \tau', \eta) - P(\tau, \tau', \mu)}{\eta - \mu} d\mu - \\ & - \frac{\lambda}{2} |\eta| \int_0^1 P(0, \tau', \mu) U(\tau', \mu) \frac{\eta U(\tau, -\eta) - \mu U(\tau, -\mu)}{\eta - \mu} d\mu, \end{aligned} \quad (44)$$

а вспомогательная функция U определяется из своего соотношения инвариантности.

$$U(2\tau, \zeta) = \theta(\zeta) e^{-\frac{\tau}{\zeta}} U(\tau, \zeta) + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \mu \varphi(\mu) U(\tau, \mu) \frac{\mu U(\tau, \mu) - \zeta U(\tau, \zeta)}{\mu - \zeta} d\mu. \quad (45)$$

Если учитывать, что при $\mu > 0$

$$P(0, \tau', \mu) = \frac{\lambda}{2} \mu \varphi(\mu) U(\tau', \mu) \quad (46)$$

то задача замыкается.

Разумеется, что вышесказанное не исключает возможности, при необходимости (такая необходимость возникает, например, когда индикатриса рассеяния или функция $g(x_1, x_2, \gamma)$ не разложены по полиномам Лежандра), вместо (43)—(46) воспользоваться соотношениями инвариантности непосредственно для $\Phi\Gamma$. В нашем примере оно имеет вид

$$G(\tau, 2\tau', \zeta, \eta) = G(\tau - \tau', \tau', \zeta, \eta) + \int_0^1 G_s(\tau', \zeta, \mu) G(\tau, \tau', \mu, \eta) d\mu. \quad (47)$$

Считаю приятным долгом выразить благодарность В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес к настоящей работе, а также Э. Х. Даниеляну и А. Г. Никогосяну за обсуждение результатов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE GREEN'S FUNCTION OF A NON-COHERENT, ANISOTROPICALLY SCATTERING PLANE-PARALLEL SLAB

H. V. PIKIDJIAN

A probabilistic model of Green's function (GF) of the radiative transfer problem in a non-coherent, anisotropically scattering plane-parallel finite medium, in the case of the arbitrary angular and frequency redistribution function $r(x_1, x_2, \gamma)$ has been studied. It has been shown that for the determination of GF one can dispense with the determination of the radiative transfer equation and limit oneself only to the search of the corresponding source function as well as the elementary algebraic operations.

Invariance relations for the GF are also formulated. These relations enable one to find GF by a simple procedure of "addition" of the optical depths (or thickness), as well as by integration over the angular variables and frequency. Neither iterations nor solving any equations are needed in these calculations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Х. Даниелян, О. В. Пикиджян, *Астрофизика*, 13, 275, 1977.
2. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 26, 129, 1949.
3. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
4. В. А. Амбарцумян, *ДАН СССР*, 38, 257, 1943.
5. В. В. Иванов, *Астрон. ж.*, 52, 217, 1975.
6. H. H. Kagiwada, R. E. Kalaba, *Ap J.*, 147, 301, 1967.
7. Э. Х. Даниелян, *Астрофизика*, 12, 579, 1976.
8. T. W. Mullikin, *Multiple Scattering in a Homogeneous Plane-Parallel Atmosphere*, RAND Corporation, RM-4846-PR, 1965.
9. T. W. Mullikin, *Proc. Interdisciplinary Conference on Electromagnetic Scattering*, Univ. of Massachusetts, 1965, p. 697.

10. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
11. Э. Г. Яновицкий, ДАН СССР, 227, 1319, 1976.
12. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 53, 1063, 1976.
13. A. L. Fytat, R. E. Kalaba, Astrophys. Space. Sci., 47, 195, 1977.
14. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, естеств. науки, № 1—2, 1944.
15. В. А. Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, 7, 199, 1947.
16. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
17. С. Чандраскар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
18. Н. Б. Енибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
19. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 11, 659, 1975; 12, 451, 1976.
20. Ж. М. Длугац, Астрон. ж., 53, 1295, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

ФЕВРАЛЬ, 1978

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТР V 380 ORI В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Согласно [1] V 380 Ori относится к неправильным переменным типа Т Тельца предельно раннего спектрального класса — B8-A2e. Хербиг [2] считает V 380 Ori представителем Ae-Be звезд в туманностях. Спектр в видимой области представляет собой сложную структуру абсорбционных и эмиссионных линий [2]. Характерными деталями являются яркие узкие эмиссионные линии H_I, FeI, FeII, TiII, CaII, SrII и других элементов. Сильные изменения относительных интенсивностей линий водорода (H₁, H₂, H₃), их радиальных скоростей и профилей отмечались в [3].

Так же, как и у других звезд типа Т Тельца, у V 380 Ori наблюдаются большие инфракрасные избытки, согласно [4] показатель цвета $B-K = 5^m$.

Спектр V 380 Ori в ближней инфракрасной области практически не изучался. Наблюдения в этой области представляют, однако, несомненный интерес. В области λ 8400—8700 Å находятся три линии (λ 8498, 8542, 8662 Å) сложного мультиплета иона кальция, имеющие общий верхний терм с известными линиями H и K (λ 3933, 3968 Å). В этой области расположена линия нейтрального кислорода λ 8446 Å, интенсивность которой так же, как и другой линии λ 7774 Å, является чрезвычайно чувствительной к абсолютной звездной величине [5].

В области λ 11000 Å расположена интересная линия нейтрального гелия λ 10830 Å. Нижний уровень этой линии 2^1S является сильно метастабильным, поэтому его населенность в значительной степени зависит от физических условий. Наблюдения HeI λ 10830 Å у звезд поздних спектральных классов [6] указывают на рост эквивалентной ширины с увеличением светимости звезды.

Наконец наблюдение этой звезды представляет интерес еще и с другой точки зрения: согласно [7] $V\ 380\ Ori$ принадлежит к группе звезд, которые являются кандидатами в фуоры.

Осенью 1976 г. на 50" телескопе Крымской астрофизической обсерватории были получены три спектрограммы $V\ 380\ Ori$ в области $\lambda\lambda\ 8000-8900\ \text{\AA}$. В качестве приемника использовался однокаскадный фотоконтактный электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с электростатической фокусировкой и фотокатодом Sl . ЭОП был установлен в фокусе линзовой камеры спектрографа АСП-II. Подробное описание аппаратуры приведено в [8]. Спектрограммы получены с дисперсией $168\ \text{\AA}/\text{мм}$. В процессе экспозиций ($\sim 1''$) спектр расширялся до $0.4\ \text{мм}$. Источником спектра служила лампа с полым катодом ($Ne+Fe$). Все спектрограммы измерялись на микрофотометре в прямых интенсивностях, разработанном в Крымской астрофизической обсерватории.

В табл. 1 приводятся сведения о линиях, уверенно отождествленных на наших спектрограммах. Последовательные колонки дают: 1—лабораторное значение длины волны, 2—название элемента, 3—номер мультиплета, 4—потенциал возбуждения нижнего уровня перехода, 5, 6, 7—значения эквивалентных ширин (W_i), выраженные в единицах интенсивности непрерывного спектра, за 23.09.76, 24.09.76, 27.09.76 соответственно. Данные столбцов 1, 2, 3, 4 взяты из [9]. Определение длин волн производилось на микроскопе Мир-2. Для отождествления использовались таблицы Мур [9], а также результаты отождествлений, приведенные в работах [5, 10, 11]. На рис. 1 для иллюстрации приведена регистрограмма спектра $V\ 380\ Ori\ N\ 1542$ в почернениях. Из табл. 1 и рис. 1 видно, что основными эмиссионными деталями в рассматриваемой области являются линии инфракрасного триплета иона кальция ($\lambda\lambda\ 8498, 8542, 8662\ \text{\AA}$), линия нейтрального кислорода $\lambda\ 8446\ \text{\AA}$ и линии нейтрального азота. Отметим, что наши наблюдения стандартных звезд [8, 12] различных спектральных классов и светимостей показывают присутствие линий Ni у звезды $\alpha\ Cyg\ (A21)$ и отсутствие каких-либо следов этих линий у звезд $\alpha\ Lyr\ (AOV)$, $\beta\ UMa\ (A1\ V)$. Аналогичные результаты приведены в [11]. Это обстоятельство может указывать на возможное сходство физических условий в атмосферах $V\ 380\ Ori$ и звезд большой светимости. Линии водорода (серия Пашена) в спектре $V\ 380\ Ori$ являются слабыми и часто их невозможно выделить на уровне флуктуаций зерна фотоэмульсии. Вследствие этого количественная обработка их не производилась. Эквивалентные ширины линий триплета кальция подвержены значительным изменениям, а их относительные интенсивности близки к $1:1:1$, что справедливо и для других звезд Т Тельца [13]. Ширины линий триплета кальция на половине интенсивности соответствуют скоростям $\sim 650\ \text{км/сек}$. На спектрограмме

Таблица 1

λ лаб. (А)	Элемент	Номер мультиплета	λ (эв)	W_{λ} (А)		
				1537 23.09.76	1542 24.09.76	1547 27.09.76
8413.32	H	10	12.04	—	—	—
8437.96	H	10	12.04	—	—	—
8446.35) 76) 35)	OI	4	9.48	3.8	2.1	—
8467.26	H	10	12.04	—	3.2	—
8498.02)	CaII	2	1.69	35.2	47.2	32.2
8502.49)	H	10	12.04	—	—	—
8542.09)	CaII	2	1.69	40.1	49.5	41.2
8545.38)	H	10	12.04	—	—	—
8567.74	NI	8	10.63	—	2.1	—
8594.01)	NI	8	10.63	—	—	—
8598.39)	H	9	12.04	2.2	4.5	<1
8629.24	NI	8	10.64	—	3.1	—
8662.14)	CaII	2	1.69	—	48.3	—
8665.02)	H	9	12.04	37.2	—	30.1
8680.24)	NI	1	10.29	—	3.8	—
8683.38)						
8686.13)						
8703.24	NI	1	10.29	—	2.1	—
8711.69	NI	1	10.29	—	3.3	—
8718.82	NI	1	10.29	—	2.5	—
8750.48	H	9	12.04	—	<1	—
8862.79	H	9	12.04	—	<2	—

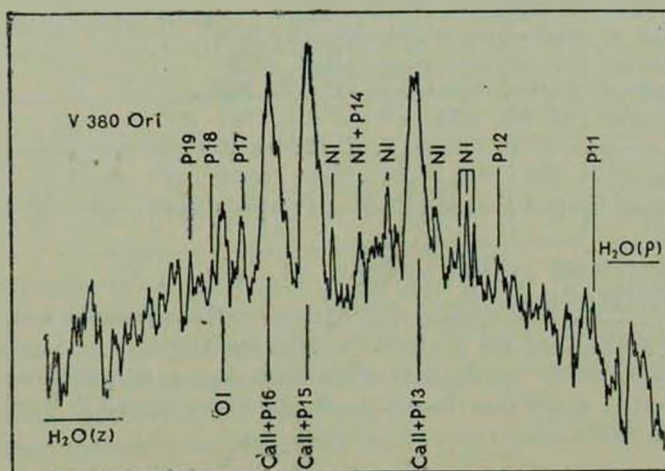


Рис. 1. Спектр V 380 Ori в ближней инфракрасной области $\lambda\lambda$ 8260—8950 А.

N 1537 профили линий триплета кальция имеют седлообразную структуру, а на спектрограмме N 1542 они выглядят как острые пики. В то же время линия кислорода $\lambda 8446$ А на спектрограмме N 1537 значительно интенсивнее, чем на двух остальных, а форма профиля у этой линии имеет заметный провал в центре. Спектрограммы N 1547 и N 1537 очень сходны. Небольшое отличие их состоит в том, что на спектрограмме N 1547 линии азота (мультиплета N 8) несколько слабее. Аналогичные изменения профилей и интенсивностей эмиссионных линий в видимой области спектра нашел Салманов [3].

The Spectrum of V 380 Ori in Near Infrared. The results of the spectral observations of V 380 Ori in near infrared are presented. The observations were carried out with the diffraction spectrograph supplied with an image tube at the 50-in Crimean Observatory reflector in 1976. The lines of CaII, OI, NI, HI at λ 8260—8950 Å have been identified on the spectrograms with the dispersion 168 Å/mm. Some changes of equivalent widths of calcium and oxygen lines had been discovered.

27 июня 1977

Астрономический институт
АН УзССР

Г. И. ШАНИН
В. С. ШЕВЧЕНКО

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Кукаркин и др., Общий каталог переменных звезд, III изд., М., 1969.
2. G. H. Herdig, Ap. J., Suppl. ser., 43, 1, 1960.
3. И. Р. Салманов, Астрофизика, 10, 300, 1974.
4. I. S. Glass, M. V. Penston, M. N., 167, 237, 1974.
5. P. C. Keenan, J. A. Hynek, Ap. J., 111, 1, 1950.
6. A. H. Vagan, J. H. Zirin, Ap. J., 152, 123, 1968.
7. G. Haro, IBVS, No. 565, 1971.
8. Э. А. Витриченко, В. И. Волков, Г. И. Шанин, В. С. Шевченко, А. Г. Щербаков, Астрон. ж., 51, 866, 1974.
9. C. E. Moore, Revised Multiplrit Table, Princeton Univ. Obs. Contris, No. 20, 1945.
10. P. W. Merrill, Ap. J., 79, 183, 1934.
11. W. A. Hilther, Ap. J., 105, 212, 1974.
12. Э. А. Витриченко, Г. И. Шанин, В. С. Шевченко, А. Г. Щербаков, в сб. «Новая техника в астрономии», вып. 5, Наука, Л., 1974, стр. 130.
13. G. I. Shanin, V. S. Shevchenko, A. G. Shcherbakov, I. A. U. Sump. 67 on Variable Stars and Stellar Evolution, eds. V. Sherwood and L. Plaut, Dordrecht, 1975, p. 117.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК В КОМПАКТНЫХ ГРУППАХ

В работах [1—5] приводятся списки компактных групп компактных галактик. Природа этих объектов в настоящее время еще неясна, однако одним из возможных предположений может быть допущение об относительной молодости этих групп. Если такое предположение справедливо, то можно ожидать у них известную нерегулярность пространственной структуры, подобную тем нерегулярностям, которые имеют место у молодых звездных систем (цепочки звезд и галактик, плоские подсистемы в галактиках). И действительно, многие из приведенных в [1—5] групп представляются сильно вытянутыми. Для такого распределения галактик в группе могут быть две причины. Во-первых, это могут быть статистические флуктуации при равновероятном распределении галактик по направлениям от центра группы. Во-вторых, может существовать физическая причина, приводящая к отклонениям от равновероятного распределения, например, движение галактик от центра группы в некотором преимущественном направлении. Чтобы проверить, какая из этих возможностей имеет место, мы применили следующий критерий.

По опубликованным фотографиям компактных групп компактных галактик [2—5] были измерены прямоугольные координаты x и y всех галактик, входящих в эти группы. Затем для каждой группы вычислялись дисперсии $D_x = (\overline{x - \bar{x}})^2$ и $D_y = (\overline{y - \bar{y}})^2$, а также отношение $z = \frac{\min(D_x, D_y)}{\max(D_x, D_y)}$. Распределение всех групп по z приводится в табл. 1, где a — произвольное число в интервале 0—1.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ГРУПП ПО ВИДИМОЙ АСИММЕТРИИ.
 $N(z < a)$, $N_0(z < a)$ — НАБЛЮДАЕМОЕ И ОЖИДАЕМОЕ КОЛИЧЕСТВО
ГРУПП, ИМЕЮЩИХ $z < a$

a	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1
$N(z < a)$	187	169	159	141	120	101	82	64	40	20
$N_0(z < a)$	187	144	97	56	28	13	4	1		

Эту зависимость числа групп от z можно сравнить с зависимостью, ожидаемой в случае симметричного нормального распределения галактик. Ожидаемая зависимость также приводится в табл. 1. Она получена как средневзвешенная из функций распределения Фишера [6], соответствующих группам с различной населенностью, то есть числом галактик в группе. Используемые веса, равные относительному числу групп различных населенностей, приводятся в табл. 2.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ГРУПП ПО ЧИСЛУ ГАЛАКТИК
В ГРУППЕ. $N(n)$ — КОЛИЧЕСТВО ГРУПП, СОСТОЯЩИХ ИЗ n
ГАЛАКТИК

n	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	21	22
$N(n)$	17	36	15	29	18	15	12	11	11	13	7	1	1	1

Сравнение зависимостей, приведенных в табл. 1, показывает, что распределение компактных галактик в компактных группах существенно асимметрично в значительно большем числе случаев, чем могло бы быть при нормальном распределении. Так как направление асимметрии должно быть случайным относительно осей x, y , то для оценки степени асимметрии рассматриваемых группировок можно вычислить отношение осей эллипса рассеяния:

$$\frac{u}{v} = \sqrt{\frac{D_y D_x^2 - D_{xy}^2 D_x}{D_x^3 + D_{xy}^2 (D_y + 2D_x)}}, \quad (1)$$

где $D_{xy} = (x - \bar{x})(y - \bar{y})$.

Имея значения u/v , можно оценить относительное количество групп с асимметрией, обусловленной физическими причинами. Назовем такие группы физически асимметричными. Предположим, что физически асимметричные группы представляют собой эллипсоиды вращения, сжатые вдоль оси вращения. Пусть относительное число таких групп равно α . Остальные группы будем считать физически симметричными, то есть имеющими асимметрию, не выходящую за рамки статистических флуктуаций. В качестве оценки асимметрии возьмем величины $\sigma = \min(u/v, v/u)$. Распределение компактных групп по σ приводится в табл. 3. Нетрудно видеть, что относительные количества $F(c)$ групп с различной асимметрией, приведенные в этой таблице, должны удовлетворять соотношению:

$$F(c) = \alpha P(c) + (1 - \alpha) S(c), \quad (2)$$

где $P(c)$ — вероятность того, что физически асимметричная группа имеет $\sigma < c$, где c — произвольное число в интервале $0-1$, а $S(c)$ — та же веро-

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГРУПП ПО σ . $F(c)$ — ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО
ГРУПП, ИМЕЮЩИХ $\sigma < c$

c	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1
$F(c)$	1.000	0.989	0.910	0.881	0.724	0.582	0.408	0.272	0.113	—

ятность для физически симметричной группы. Для достаточно малых c можно полагать $S(c) = 0$, а $P(c)$ оценить следующим образом. Так как физически асимметричные группы, согласно предположению, имеют форму эллипсоидов вращения, то должно выполняться соотношение:

$$j^2 = k^2 \sin^2 i + \cos^2 i, \quad (3)$$

где k — отношение малой оси эллипсоида к большой, i — угол, образованный малой осью с лучом зрения. Из этого соотношения получаем:

$$P(c) = \cos i = \sqrt{\frac{c^2 - k^2}{1 - k^2}}. \quad (4)$$

Для того, чтобы объяснить существование наиболее асимметричных групп, необходимо считать $k \approx 0.0 - 0.1$. При этом, полагая, например, $c = 0.3$ получаем:

$$i = 0.91 - 0.97.$$

Таким образом, доля физически симметричных групп компактных галактик пренебрежимо мала. Можно считать, что все компактные группы компактных галактик являются физически асимметричными. Это согласуется с предположением о молодости групп компактных галактик и, возможно, объясняет малую дисперсию лучевых скоростей в группах Sh 1 [7] и Sh 123 [8], наблюдающихся, по-видимому, в направлении малой оси.

On the Distribution of Compact Galaxies in Compact Groups. The investigation of the visual assymetry of the compact groups of the compact galaxies shows that this assymetry should be caused by the physical reason and cannot be explained through statistical fluctuations. The distribution of compact groups by the degree of assymetry may be explained by the assumption that these groups are rotational ellipsoids, compressed along the rotation axes with the ratio of the small axes to the larger ones not exceeding 0.1.

7 июня 1976

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Р. А. ВАРДАНЯН
Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 13, 1974.
3. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 10, 327, 1974.
4. М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 471, 1974.
5. Ф. Б. Байер, Г. Тирш, *Астрофизика*, 11, 221, 1975.
6. Л. Н. Большев, Н. В. Смирнов, *Таблицы математической статистики*. Наука, М. 1965.
7. L. V. Robinson, E. J. Wampler, *Ap. J.*, 179, L135, 1973.
8. L. V. Mirzozjan, J. S. Miller, D. E. Osterbrock, *Ap. J.*, 196, 687, 1975.

CONTENTS

THE OPTICAL AND INFRARED OBSERVATIONS OF SU TAU <i>V. T. Doroshenko, Yu. S. Efimov, A. E. Rosenbush, V. Yu. Terebizh, V. I. Shenavrin</i>	5
THE VARIABILITY OF THE INTEGRAL LIGHT AND THE H ₂ -EMISSION OF THE STAR T TAURI <i>G. V. Zaytseva</i>	17
OBSERVATIONS OF THE PLANETARY NEBULAE NGC 7027 AND NGC 7293 AT THE KOTTAMIA OBSERVATORY <i>A. S. Assad, S. M. Hassan, G. S. Khromov</i>	31
ON THE DYNAMICS OF CLOSE BINARIES AND SINGLE STARS IN OPEN STELLAR CLUSTERS <i>V. M. Danilov</i>	37
THE CATALOGUE OF TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS <i>G. N. Salukvadze</i>	57
THE UV GALAXIES WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI. II <i>A. R. Petrosian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	69
SPECTRA OF SOME VARIABLE RADIO SOURCES ACCORDING TO OB- SERVATIONS BY MEANS OF RATAN-600 RADIOTELESCOPE <i>M. G. Mingalev, S. A. Pustil'nik, S. A. Truskin, R. M. Kirakosian, V. H. Malumyan</i>	91
ON THE BEHAVIOR OF RADIAL VELOCITY DISPERSION AT OUTER RE- GIONS OF SPHERICAL SYSTEMS OF GRAVITATING BODIES <i>L. P. Ossipkov</i>	99
TRANSFER OF RESONANCE RADIATION IN INFINITE ISOTROPICALLY EXPANDING MEDIUM <i>S. I. Grachov</i>	111
ON THE THEORY OF SUPERFLUID LIQUID ROTATION IN PULSARS TA- KING INTO ACCOUNT THE RELATIVISTIC EFFECTS IN VORTICES <i>V. A. Chernobyl, V. V. Andronic</i>	123
THE GRAVITATIONAL STABILITY OF THE ROTATING INTERPLANETARY DISKS <i>M. G. Abrahamyan, R. S. Oganessian</i>	129
THE KINETICS OF HYDROGEN RECOMBINATION WITH LOW MASS PRI- MORDIAL BLACK HOLES. <i>P. D. Nasel'skiy</i>	145
ON CARBON BURNING PRODUCTS AT CONSTANT TEMPERATURE <i>O. A. Bessonov, A. D. Kudryashov, E. V. Ergma</i>	161
ON THE GREEN'S FUNCTION OF A NON-COHERENT, ANISOTROPICALLY SCATTERING PLANE-PARALLEL SLAB <i>H. V. Pikidjian</i>	171
NOTES	
THE SPECTRUM OF V 380 ORI IN NEAR INFRARED <i>G. I. Shantn, V. S. Shevchenko</i>	191
ON THE DISTRIBUTION OF COMPACT GALAXIES IN COMPACT GROUPS <i>R. A. Vardanian, Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	195