

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

TOM 24

АПРЕЛЬ, 1986

ВЫПУСК 2

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ МИКРОПЕРЕМЕННОСТИ V 351 ORI	<i>Г. У. Ковалычук</i>	213
ПЯТИЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ SS AURIGAE	<i>Ю. С. Ефимов, Г. Г. Товмасын, Н. М. Шаховской</i>	227
О ХАРАКТЕРЕ ПЕРЕМЕННОСТИ TZ ORI	<i>Э. С. Парсамян, Г. А. Погосян</i>	239
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. III. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ: КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ	<i>С. Е. Нерсисян, Р. Х. Оганесян</i>	245
О СВЯЗИ H II-ОБЛАСТЕЙ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ ОБЛАКАМИ ГАЛАКТИКИ	<i>Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян</i>	257
СВОЙСТВА ХОЛОДНЫХ КОМПОНЕНТОВ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД	<i>Л. Лууд, Л. Леэдря</i>	265
МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С РАЗНЫМИ УРАВНЕНИЯМИ СОСТОЯНИЯ	<i>Д. М. Седракян, А. Г. Мовсисян</i>	279
ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ О ПОТЕРЕ ИМИ МОМЕНТА ПОСРЕДСТВОМ МАГНИТНОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА	<i>Э. Т. Крайчева, А. В. Тутуков, А. Р. Юнвальсон</i>	287
О НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ПИОННЫХ ЗВЕЗД	<i>Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян</i>	301
ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: КРИВЫЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ	<i>Н. В. Вошинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин</i>	307
ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК И ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ L_{α} И 21 CM В СПЕКТРАХ ДАЛЕКИХ КЗО	<i>Б. В. Комберг</i>	321
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В ГАЛАКТИКАХ СЕЙФЕРТА. I. ВЫБОРКА. РЕЗУЛЬТАТЫ СКАНИРОВАНИЯ	<i>В. А. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терсбиж</i>	333

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ Մ Ր Տ Ղ Ր Պ Կ Ն Ե Կ Ո Ւ Ե Ղ Ի Մ

Վ. Ս. Քիսնովսկի-Վոզն, Ա. Ս. Բոլարշով, Վ. Գ. Գորրացկի, Լ. Ս. Լուրդ,
Շ. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Գ. Ա. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերեբիժ,
Ա. Տ. Քալիտյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киадзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терезиж, Е. К. Харадзе.

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

«ԱՍՏՂԱՅԻՋԻԿԱ»-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 ուրտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեք է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագիրը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատա»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծ դունարոզնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.33—56—355

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ МИКРОПЕРЕМЕННОСТИ
V 351 Ori

Г. У. КОВАЛЬЧУК

Поступила 28 ноября 1984

Принята к печати 3 октября 1985

При спектральном анализе длительных рядов наблюдений переменной звезды V 351 Ori в изменениях блеска обнаружена квазипериодическая составляющая с периодом $P = 326 \pm 4$ секунд. Амплитуда квазипериодических вариаций блеска в ультрафиолетовой области спектра больше (по сравнению с голубой областью спектра) и изменяется от $0^m.06 (U)$ (при нормальном блеске переменной) до $0^m.15 (U)$ (при ослаблении яркости переменной на $1^m.6 (V)$).

1. *Введение.* Так как термин «микрорегулярность» не имеет пока четкого определения, в данной работе под ней подразумеваются изменения блеска с амплитудами $\leq 0^m.1$ и характерными временами порядка 10^2 — 10^3 сек. Нерегулярная микрорегулярность (фотометрическая) известна у некоторых быстрых неправильных переменных звезд [1, 2], в последнее время обнаруживается она и у многих звезд главной последовательности спектральных классов В—К, постоянство блеска которых до настоящего времени не вызывало никакого сомнения [3—7]. Однако периодическая микрорегулярность обнаружена у звезд типа $a^3 CVn$ [8, 9], ZZ Cet [10—12], хорошо изучена у Новых и новоподобных звезд [13] и совсем неизвестна у антивспыхивающих звезд, если не считать нескольких эпизодических наблюдений [14]. Как образец крайне дискуссионного следует, по-видимому, считать приведенное в работе [15] утверждение о том, что всем звездам спектральных классов В, А, F, G свойственны вариации блеска в форме осцилляций.

2. *Наблюдения и метод исследования.* С целью изучения в изменениях блеска переменной звезды V 351 Ori вариаций блеска с характерными временами от единиц до десяти минут в ночи с хорошими астроклиматическими условиями и всегда вблизи меридиана были получены длительные ряды наблюдений переменной звезды и звезды сравнения (BD + 0°1167)

в режиме непрерывного слежения. Все наблюдения получены на 50-см рефлекторе с использованием одноканального автоматического электрофотометра АЭФ-2 ВНБ «Терскол» ГАО АН УССР. Измерения проводились с временами накопления 1, 3, 9 и 10 секунд в фильтрах U и V . Всего в течение 1978—1983 гг. было получено 13 рядов наблюдений для каждого из объектов (ряды за JD 2442719 были любезно предоставлены в наше распоряжение А. Ф. Пугачем). В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены фрагменты оригинальных рядов наблюдений переменной и звезды сравнения в три даты, когда квазирегулярный характер изменений блеска переменной звезды прослеживается особенно четко и заметен «на глаз» (время накопления — 10 сек., фильтр U):

- а) JD 2445224 — звезда находилась в нормальном состоянии;
- б) JD 2445238 — блеск звезды на 0^m3 (V) ниже нормального;
- в) JD 2445242 — звезда находилась в минимуме блеска, яркость на 1^m6 (V) ослаблена по сравнению с нормальной.

Однако в остальные ночи видимой регулярности в изменениях блеска не просматривается, поэтому представляет интерес вопрос о возможности детектирования переменности статистическими методами. Прежде всего убедимся в реальности изменений блеска переменной звезды. Будем рассматривать полученные нами в течение ночи ряды значений яркости переменной и звезды сравнения как выборку значений случайной величины I (интенсивность). Предположим, что случайная величина I распределена случайно с дисперсией σ^2 вокруг среднего значения I_0 , т. е. функция Гаусса

$$G(I) = (2\pi\sigma)^{-1} \exp\left\{-\frac{(I-I_0)^2}{2\sigma^2}\right\}$$

есть плотность вероятности для величины I . При таком предположении выборочная дисперсия

$$s^2 = (n-1)^{-1} \sum_{i=1}^n (I_i - I_0)^2$$

является также случайной величиной и обладает тем свойством, что величина

$$\eta = (n-1) \frac{s^2}{\sigma^2}$$

распределена по закону χ^2 с $n-1$ степенями свободы [15].

Очевидно, что вычисленные для каждой ночи значения s_i^2 будут с высокой степенью вероятности различаться не только для переменной (что

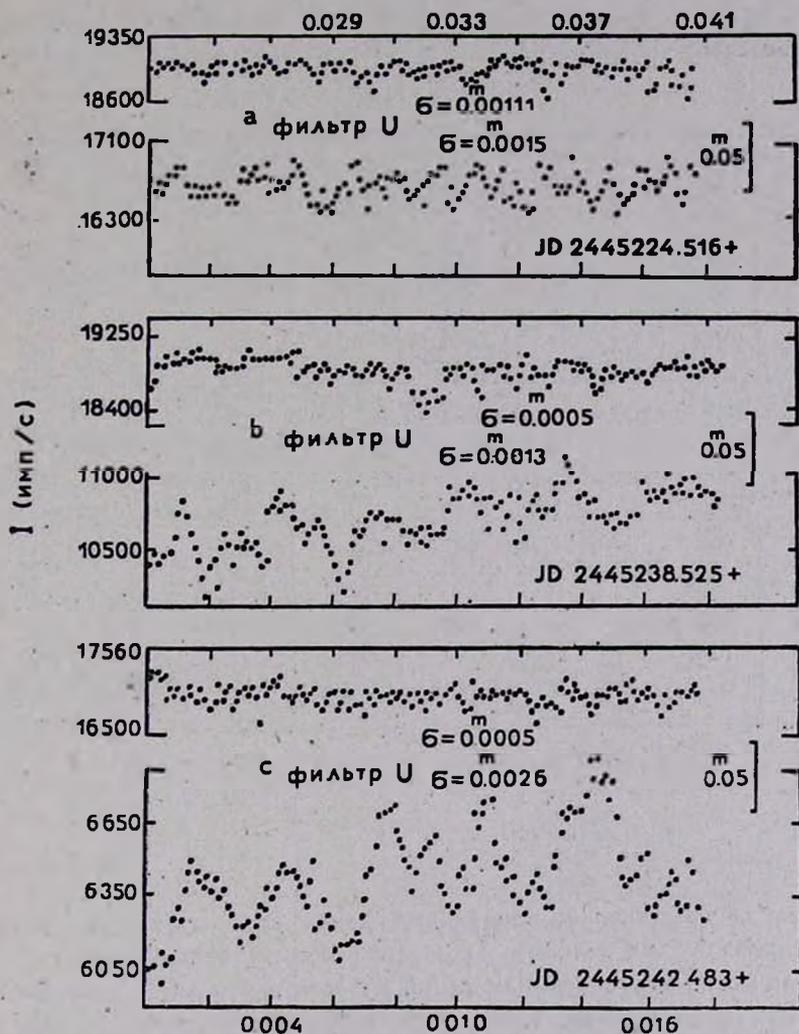


Рис. 1. Изменения блеска переменной V 351 Ori и звезды сравнения — в нижней и верхней частях каждого из фрагментов рисунка соответственно. В таком же порядке выполнена разбивка оси абсцисс.

само по себе не должно вызывать особого удивления), но и для звезды сравнения, постоянство блеска которой контролировалось в течение каждой ночи путем сравнения ее с контрольной звездой. Однако различие совокупности величин s_i^2 ($i = 1, 2, \dots, N$, где N — количество ночей наблю-

дений) будет статистически незначимым (т. е. отклонение каждой из s_i^2 от σ^2 будет естественным образом объясняться существующим статистическим разбросом выборочных оценок s_i^2).

Значения выборочных дисперсий s_i^2 для переменной и звезды сравнения приведены в табл. 1, столбцы 6 и 7. Кроме того, в столбцах 1—5 табл. 1

Таблица 1

№	JD 2440000+	Фильтр	n		s^2 (зв. вел.) ² ·10 ⁶		F
			перем.	зв. ср.	перем.	зв. ср.	
1	4632	B	152	187	269	104	2.01
2	4639	B	358	380	270	97	2.16
3	4887.1	B	401	357	241	67	3.00
4	4887.11	B	603	734	280	46	3.91
Среднее за 4 ночи					265	78	
η_4					104.11	5.41	
$P(\eta > \eta_4)$					~0	0.71	
5	5224	U	226	241	356	246	1.45
6	5238	U	230	250	284	105	2.70
7	5240	U	250	241	290	75	3.87
8	5241	U	197	208	231	87	2.66
9	5242	U	152	171	186	96	1.94
Среднее за 5 ночей					269	122	
η_5					171.79	4.73	
$P(\eta > \eta_5)$					~0	0.54	

приведены соответственно: порядковый номер ряда; юлианская дата наблюдений; фильтр, в котором получены наблюдения в соответствующую ночь; количество одиночных измерений яркости переменной и звезды сравнения. Как видно из табл. 1, значения выборочных дисперсий для звезды сравнения заметно варьируют от ночи к ночи. Поэтому вполне закономерен вопрос о степени постоянства блеска ее в те ночи, когда были получены одновременно длительные ряды наблюдений обоих объектов. Для оценки значимости различий выборочных дисперсий можно воспользоваться критерием Бартлетта [18]. Для этого нами был вычислен параметр η_N по формуле:

$$\eta_N = \left\{ N \ln \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^k (n_i - 1) s_i^2 \right] - \sum_{i=1}^k (n_i - 1) \ln s_i^2 \right\} \times \\ \times \left[1 + \frac{1}{3(k-1)} \left(\frac{1}{(n_i - 1)} - \frac{1}{N} \right) \right],$$

где n_i — объемы отдельных выборок; N — их сумма; k — количество рядов (выборочных дисперсий). Бартлеттом [18] было показано, что параметр η_N распределен по закону χ^2 с $k-1$ степенями свободы, с плотностью вероятности

$$P_{k-1}(\eta) = \frac{\eta^{\frac{k-3}{2}} \exp\left(-\frac{\eta}{2}\right)}{2^{\frac{k-1}{2}} \Gamma\left(\frac{k-1}{2}\right)},$$

где символом « Γ » обозначена гамма-функция.

Приведенные в табл. 1 значения параметра η_N и соответствующие плотности вероятности $P(\eta_N)$ свидетельствуют о том, что различия выборочных дисперсий для звезды сравнения являются незначимыми, ибо вероятность случайного появления таких различий довольно высока ($\sim 50\%$). Для того, чтобы с вероятностью в 95% говорить о реальности различий выборочных дисперсий звезды сравнения, необходимо, чтобы $\eta_N \geq 15.3$.

В то же время приведенные в табл. 1 значения η_{14} , η_5 и $P(\eta_N)$ для переменной звезды с несомненностью свидетельствуют о том, что различия выборочных дисперсий реальны, а вероятность случайных появлений таких различий крайне мала. Следовательно, факт наличия микровариаций блеска в изменениях яркости переменной звезды не вызывает сомнений.

Сравнение значений выборочных дисперсий s_i^2 для переменной звезды и звезды сравнения (табл. 1) показывает, что переменность блеска переменной звезды выражена очень четко (значения дисперсий для переменной регулярно выше соответствующих значений для звезды сравнения). Количественную оценку этого различия можно получить с помощью критерия Фишера [16]:

$$F = \frac{s_{\text{перем.}}^2}{s_{\text{ав. ср.}}^2}$$

(значения выборочного отношения F приведены в столбце 8 табл. 1). Чем больше выборочное отношение F , тем менее вероятна его случайность. Для нашего случая, используя таблицы F -распределения [17], можно сделать

вывод, что с вероятностью, большей 95%, различия дисперсий переменной звезды и звезды сравнения значимы, т. е. они определяются самим характером изменений блеска обоих объектов. И этот вариант проверки статистической значимости изменения блеска переменной звезды приводит нас к выводу о существовании мелкомасштабного компонента в изменениях ее блеска. Более того, используя критерий Фишера, можно прийти к выводу о том, что различия дисперсий переменной звезды от ночи к ночи значимы, что может являться, на наш взгляд, свидетельством нестационарного характера мелкомасштабного компонента изменений блеска переменной звезды.

Таким образом, исследование рядов наблюдений переменной звезды и звезды сравнения методами дисперсионного анализа показало статистическую значимость изменений блеска переменной звезды и подтвердило постоянство блеска звезды сравнения.

Для определения периодов регулярной составляющей в исследуемых рядах они были подвергнуты спектральному анализу с помощью метода Барга — т. н. метода САМЭ — спектрального анализа с максимальной энтропией, обладающего, согласно [19], повышенной разрешающей способностью. Преимущество этого метода, применительно к астрономическим наблюдениям, заключается в его способности выявлять периоды, сравнимые с длительностью самого анализируемого ряда (точность определения таких периодов составляет $\sim 10\%$). Нами использовался вариант программы, реализованный в ГАО АН УССР и используемый для анализа широтных наблюдений [20].

3. *Результаты спектрального анализа.* В общем случае вычисленные спектры мощности могут быть представлены в виде суммы двух независимых слагаемых (рис. 2):

а) Непрерывный спектр (континуум).

б) Собственно спектральные линии (пики), соответствующие присутствующим в анализируемом ряду периодическим составляющим.

Зависимость мощности излучения V 351 Ori в континууме от частоты почти для каждого ряда можно представить степенной функцией вида:

$$W(f) = Cf^{-z}.$$

Подобный результат получен и для переменных звезд типа Т Тау [21], для вспыхивающих звезд UV Cet [22], причем показатель z для разных объектов меняется в пределах от 1.7 до 2.5. В нашем случае необходимо отметить относительное постоянство показателя z для звезды сравнения от ночи к ночи — $z = 2.0 \pm 0.3$ и значительные вариации его для переменной во все ночи — от 1.4 до 2.8. Интенсивность непрерывного спектра для

всех ночей сравнивалась для периода $P_0 = 900$ секунд, поэтому, если в исходном выражении для мощности непрерывного спектра перейти от частот к периодам и записать его в форме

$$P = C \left(\frac{P}{P_0} \right)^2,$$

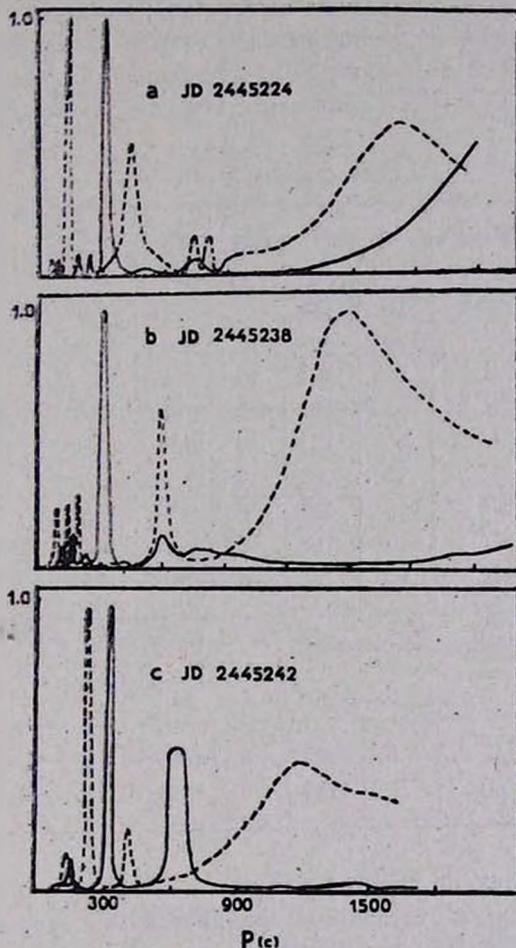


Рис. 2. Спектры мощности рядов, приведенных на рис. 1. Штриховая линия — звезда сравнения, сплошная — переменная звезда.

коэффициент C в этой формуле и будет определять интенсивность непрерывного спектра в точке $P_0 = 900$ секунд. Значения C для разных ночей в звездных величинах приведены в последнем столбце табл. 2, в которой представлены основные результаты спектрального анализа длительных рядов наблюдений только переменной звезды в следующем порядке: номер

ряда; юлианский момент наблюдения; фильтр; время накопления; количество точек (измерений) в каждом ряду; длительность каждого ряда в условных единицах — периодах с $P = 326$ секунд; яркость переменной в ночь наблюдения в фильтре V ; величина периода, повторяющегося в каждую из 11 ночей (при общем количестве подвергнутых анализу рядов — 13); амплитуда этого периода; интенсивность непрерывного спектра (оба последних параметра — в звездных величинах). Поскольку в две из 13 ночей спектральный анализ не показал наличия в изменениях блеска переменной периодической составляющей с периодами, близкими к периоду $P = 326$ секунд, в табл. 2 не приведены эти результаты, однако на рис. 3 они отмечены.

Таблица 2

№	JD	Фильтр	Δt	N	L	m_V	P (секунд)	A (зв. вел.)	C (зв. вел.)
1	2444632	B	10	152	5	8.91	329	0.016	0.0007
2	4639	B	10	358	12	9.04	346	0.018	0.0011
3	4887.1	B	10	401	13	9.48	318	0.106	0.0009
4	4887.11	B	1	603	2	9.48	337	0.102	0.0010
5	5224	U	10	226	7	8.86	324	0.056	0.0009
6	5238	U	10	230	7	9.27	310	0.024	0.0010
7	5240	U	10	250	8	8.97	324	0.058	0.0011
8	5241	U	10	197	6	8.97	312	0.028	0.0009
9	5242	U	10	152	5	10.62	335	0.150	0.0012

 $\bar{P} = 326$ секунд $\sigma_{\bar{P}} = 4$ секунды

10	4888	B	1	1499	6	8.99	289	0.006	0.0007
11	4889	B	1	1980	8	9.01	288	0.004	0.0009

В отдельные ночи на спектре мощности присутствовало более десяти пиков, соответствующих отдельным периодическим составляющим, но были и ночи, когда их количество не превышало 3—5 — это в равной степени относится к обеим звездам. Для подавляющего большинства периодических составляющих амплитуды их находились в пределах $0^m002 \div + 0^m006$ (U). Более половины пиков на спектрах мощности для каждой из ночей для обеих звезд соответствуют периодам $P < 100$ секунд, причем для них процент обнаружения общих для переменной и звезды сравнения периодических составляющих намного выше ($\sim 70\%$), чем для пе-

риодов с $P > 100$ секунд. Появление общих для переменной и звезды сравнения периодических составляющих на кривых блеска, полученных в одну и ту же ночь, с интервалом всего лишь в несколько десятков минут,

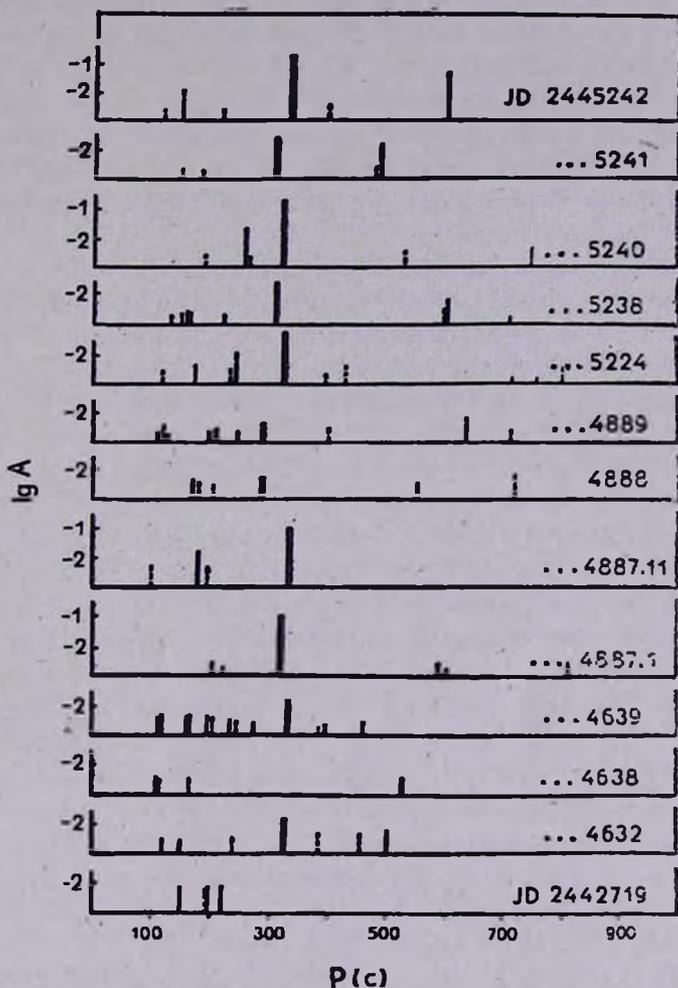


Рис. 3. Спектр микропеременности V 351 Ori и звезды сравнения, полученные по 13 ночам наблюдений (включены также два ряда, не вошедшие в табл. 2). Штриховая линия — звезда сравнения, сплошная — переменная звезда. Ось абсцисс — логарифм амплитуды в звездных величинах. Для переменной звезды значения периодов, приведенных в табл. 2, выделены толстой линией.

несомненно свидетельствует об их атмосферном или аппаратурном происхождении, и вполне естественно, что при анализе результатов спектрального анализа наблюдений подобные случаи не принимались во внимание. В большинстве случаев амплитуды периодических составляющих для пере-

менной в каждую из ночей больше амплитуды аналогичных для звезды сравнения, что может служить, на наш взгляд, подтверждением реальности существования микропеременной в изменениях блеска переменной. Поскольку привести в данной работе все полученные спектры мощности не представляется возможным, на рис. 2 приведены только спектры мощности рядов, представленных на рис. 1. Кроме того, на рис. 3 в графической форме представлены результаты спектрального анализа длительных рядов наблюдений и переменной звезды, и звезды сравнения; информация о периодических составляющих с периодами $P < 100$ секунд, ввиду большого количества таковых, а также из-за трудностей интерпретации их происхождения, на рис. 3 не приводится.

Для 9 (из полученных 26 — по 13 для переменной и звезды сравнения) рядов, подвергнутых спектральному анализу, не было обнаружено никаких повторяющихся более 3—5 ночей периодов, кроме периода $P = 326 \pm 4$ секунд для переменной. Кроме того, в две ночи в изменениях блеска переменной звезды обнаружена периодическая составляющая с $P = 290$ секунд, которая, скорее всего, является самостоятельной, хотя среднее значение периода, полученное с учетом ее ($P = 319$ секунд), всего лишь на 2% отличается от среднего значения, полученного по девяти ночам ($P = 326$ секунд). Мы уже отмечали то достоинство метода Барга, что он достаточно эффективно выделяет периоды, сравнимые с длительностью самих анализируемых рядов. Поэтому то обстоятельство, что анализируемые ряды значительно отличаются по длительности, выраженной в единицах величины периода, не должно давать повода для сомнений в достоверности результата. Так, например, фактически одинаковые периоды — 337 и 336 секунд — были получены по рядам, отличающимся по длительности в 6 раз (JD 2444639 и ... 4878, 11). Кроме того, отличия в длительности рядов не сказались существенно и на определении амплитуды периодической составляющей — для двух рядов, ... 4887, 1 и ... 4887, 11, отличающихся по длительности в 6.5 раза, получены одинаковые амплитуды. Утверждению о том, что существует тенденция к увеличению амплитуды периодической составляющей с $P = 326$ секунд при уменьшении общего блеска переменной, приведенные в табл. 2 результаты не противоречат (за исключением, пожалуй, рядов 6 и 8). Следует отметить и очень существенный для дальнейшей интерпретации полученных результатов факт: амплитуды периодических составляющих в спектрах мощности переменной звезды (и не только периодической составляющей с $P = 326$ секунд) для рядов 1—4 и 10—11, полученных в фильтре B , меньше таковых для рядов 5—9, полученных в фильтре U , т. е. амплитуда периодических вариаций блеска переменной больше в ультрафиолетовой области спектра (по сравнению с голубой областью): $\Delta m_B = 0^m.02$; $\Delta m_U = 0^m.06$. Подобной зависимости для спектров мощности звезды сравнения не обнаружено.

При анализе результатов спектрального анализа рядов наблюдений переменной звезды и звезды сравнения оказалось, что в некоторые из ночей в изменениях блеска переменной, наряду с периодом $P = 326$ секунд, присутствуют и периоды, почти вдвое меньше: JD 2444649 — 163 секунды; ... 5238 — 161 секунда; ... 4632 — 152 секунды. Однако свидетельств наличия в изменениях блеска переменной периодических составляющих с периодами, в целое число раз большими периода $P = 326$ секунд, обнаружить не удалось (хотя в некоторые из ночей, когда длительность ряда достигала значений 10—13 — в единицах периода $P = 326$ секунд, — подобные периоды, если бы они существовали, могли быть выявлены). Поэтому мы вправе, по-видимому, говорить о полигармоническом характере изменений блеска переменной звезды V 351 Ориона, при этом период $P = 326$ секунд является основным периодом (основным тоном).

Для интерпретации особенностей изменений блеска и показателей цвета переменной звезды V 351 Ori нами использовалась предложенная А. Ф. Пугачем [23] эруптивная модель антивспыхивающих звезд. В основе этой модели положено представление о том, что глобальные ослабления блеска этих звезд — антивспышки — обусловлены появлением между наблюдателем и верхними слоями фотосферы звезды облака (облаков) поглощающего вещества. Второй постулат модели — существование над фотосферой звезды области источников дополнительного излучения — некоего аналога солнечной хромосферы, необходимых для объяснения специфической и присущей только антивспыхивающим звездам двузначной зависимости «цвет—величина». В рамках этой модели удалось объяснить все наблюдавшиеся нами особенности изменения блеска и показателей цвета переменной звезды V 351 Ori [24]. Обнаруженную в настоящей работе антикорреляцию между амплитудой периодической составляющей с $P = 326$ секунд и общим блеском переменной — в нормальном состоянии $\Delta m = 0^m.06 (U)$, а при ослаблении блеска на $1^m.6 (V)$ амплитуда ее возрастает до $0^m.15 (U)$ — можно в свете эруптивной модели антивспыхивающих звезд рассматривать как свидетельство нефотосферной природы периодической составляющей с $P = 326$ секунд.

4. *Выводы.* 1. На основании анализа спектров мощности длительных рядов наблюдений переменной звезды V 351 Ori показан полигармонический характер микропеременности блеска. Характерные времена — от нескольких десятков секунд до десяти минут.

2. Обнаружена периодическая составляющая в изменениях блеска переменной звезды с $P = 326 \pm 4$ секунд и амплитудой, зависящей от яркости переменной.

3. Существует отрицательная корреляция между амплитудой периодической составляющей с $P = 326$ секунд и общим блеском переменной — при уменьшении яркости на $1^m.6$ (V) амплитуда периодических вариаций блеска возрастает от $0^m.06$ (U) до $0^m.15$ (U).

4. Амплитуда периодической составляющей с $P = 326$ секунд больше в ультрафиолетовой области спектра (по сравнению с голубой областью).

5. Если исключить гипотезу о двойственности переменной, то вывод 3 в свете эруптивной модели активспыхивающих звезд можно рассматривать как свидетельство нефотосферной природы периодических вариаций блеска с периодом $P = 326$ секунд.

6. Поскольку в течение двух ночей в изменениях блеска V 351 Ori не удалось обнаружить периодических вариаций с $P = 326$ секунд, следует весьма осторожно подходить к попыткам категорических утверждений о несомненном и постоянном присутствии в изменениях яркости переменной периодических вариаций с таким периодом, имея в виду возможную и также несомненную (как об этом свидетельствуют результаты настоящей работы) связь моментов появления и наиболее яркого проявления масштабов периодических вариаций блеска с моментами глобальных изменений состояния звезды. Именно эти соображения учитывались нами при окончательном выборе названия для этой работы.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

ON THE V 351 ORI QUASIPERIODIC MICROVARIABILITY

G. U. KOVALCHUCK

In the variable star V 351 Ori light variations, the quasiperiodic component which have $P = 326^s$ and variable amplitude have been found. Its amplitude is $0^m.06$ (U) in normal light and increased to $0^m.15$ (U) in minimum light. The quasiperiodic component amplitude is possibly highest in ultraviolet in comparison with the blue region of spectra.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Зайцева, Астрон. циркуляр, № 984, 3, 1978.
2. Г. В. Зайцева, В. М. Люгый, Письма в Астрон. ж., 2, 431, 1976..
3. Б. Е. Жилиев, А. Г. Тогочава, Письма в Астрон. ж., 6, 175, 1980.
4. M. Endberg, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 54, 203, 1983.

5. *H. Joergensen, K. Johansen, E. Olsen*, *Astron. and Astrophys.*, 12, 223, 1971.
6. *I. Ridpath*, *New Sci.*, 70, 526, 1976.
7. *A. G. Totochava, B. E. Zhiloev*, *Astron. Nachr.*, 302, 219, 1981.
8. *D. W. Kurtz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 1, 1983.
9. *D. W. Kurtz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 205, 3, 1983.
10. *R. E. Nather*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 90, 477, 1978.
11. *E. L. Robinson, J. T. McGraw*, *Astrophys. J. Lett.*, 207, L 37, 1976.
12. *R. E. Stover, B. E. Nather*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 912, 1977—1978.
13. *В. Г. Горбачкий*, *Новоподобные и новые звезды*, Наука, М., 1974.
14. *А. Ф. Пузач*, *Антивспыхивающие звезды*, Препринт Ин-та теор. физ. АН УССР, ИТФ—81—128Р, Киев, 1981.
15. *D. W. Kurtz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 200, 807, 1982.
16. *В. Ю. Урбах*, *Математическая статистика для биологов и медиков*, Из-во АН СССР, М., 1963.
17. *Ф. Миллс*, *Статистические методы*, Государственное статистическое издательство, М., 1958.
18. *Л. Н. Большев, Н. В. Смирнов*, *Таблицы математической статистики*, Наука, М., 1983.
19. *J. P. Burg*, *Geophysic*, 37, 375, 1972.
20. *А. И. Емец, Я. С. Якубя*, *Астрометрия и астрофиз.*, вып. 26, 3, 1976.
21. *Kuan Pui*, *Astrophys. J.*, 210, 129, 1976.
22. *W. E. Kunkel*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 1, 1975.
23. *А. Ф. Пузач*, *Астрофизика*, 17, 87, 1981.
24. *Г. У. Ковальчук*, *Кинематика и физика небесных тел*, 1, 3, 25, 1985.

УДК: 524.337.7:520.82

ПЯТИЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ SS AUR

Ю. С. ЕФИМОВ, Г. Г. ТОВМАСЯН, Н. М. ШАХОВСКОЙ

Поступила 10 сентября 1985

Принята к печати 2 декабря 1985

Приведены результаты одновременных UBVR_I-наблюдений карликовой новой звезды SS Aur. В две из трех ночей наблюдений отмечается понижение блеска звезды от обычного значения в спокойном состоянии $V = 14^m.7$ до $15^m.5$. В состоянии пониженного блеска распределение энергии звезды хорошо описывается суммой двух планковских кривых с температурами 25 000 К и 3000 К, что, по-видимому, соответствует излучению белого и красного карликов, входящих в систему. Спектр излучения, за счет которого происходит поярчение системы в среднем до $V = 14^m.7$, близок к дисковому с $F_\lambda \sim \lambda^{-2.33}$. Кроме того, система претерпевает быстрые изменения блеска с характерным временем в 20—40 минут, возрастающие к коротковолновой части спектра и достигающие $0^m.7$ в полосе *U*. Интенсивность этих изменений увеличивается с общим увеличением блеска звезды. Показано, что в одну из ночей, когда звезда находилась в пониженном состоянии блеска, эти изменения носили периодический характер с $P = 21$ мин.

1. *Введение.* SS Aur — карликовая новая, типа U Gem. Это спектрально двойная звезда, незатменная, параметры ее были определены Крафтом [1] еще в 1962 г. В [2] перерасчет орбит двойных звезд из каталога [3] приводит к следующим результатам для SS Aur:

$$P_{\text{orb}} = 0^d.1805939, \quad T_0 = \text{JD } 2400000 + 37940.2204,$$

$$\omega = 217, \quad e = 0.21, \quad K = 78 \text{ км с}^{-1}, \quad \gamma = +38 \text{ км с}^{-1}.$$

Фотометрические наблюдения SS Aur были проведены Мамфордом в системе UB_V [4]. Имеются также наблюдения этой системы в УФ с помощью спутника IUE [5]. Американская ассоциация астрономов-любителей AAVSO, проводившая патрулирование этой звезды с 1906 г. по 1977 г., приводит следующие характеристики [6]. Вспышечный цикл у SS Aur длится $55^d.5$, изменения блеска происходят в пределах $10^m.3$ — $15^m.7$. На-

блюдаются два типа вспышек — длинные, продолжительностью 11^d и короткие — в 4^d . При продолжительных вспышках амплитуда изменения блеска больше.

Нами впервые проведены одновременные пятицветные наблюдения SS Aur, результаты которых приводятся ниже.

2. *Наблюдения.* Наблюдения звезды SS Aur проводились в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 1.25-м телескопе с помощью пятиканального фотометра-поляриметра Хельсинской обсерватории [7]. Прибор позволяет проводить одновременное измерение источника в пяти цветах, близких к стандартной системе *UBVRI* Джонсона. Фон неба измеряется квазиодновременно во всех каналах путем быстрой модуляции потока от двух равных диафрагм.

Время интеграции составляло 10 с, временное разрешение — 20—23 с. Все наблюдения проводились с диафрагмой $10''$ при изображениях не хуже $3''$. Автоматическое тидирование с помощью офсетного фотогида обеспечивало ошибку слежения не более $0.''5$ — $1.''0$. При определении величин стандартной звезды и SS Aur в системе *UBVRI* использовались коэффициенты перехода, определенные по наблюдениям стандартных звезд. Стандартная звезда N 5 из [8] измерялась через каждые ~ 30 мин. Ее блеск и цвета были определены с привязкой к фотометрическим стандартам HD 73617 и BD+16°2114 [9] и приводятся в табл. 1. В этой же таблице приводятся даты наблюдений и усредненные по ночам значения блеска и цветов звезды SS Aur.

Таблица 1

НАБЛЮДЕНИЯ SS AUR В СИСТЕМЕ UBVRI В 1983—84 гг.

Звезда	Начало	Конец	\bar{V}	$\overline{B-V}$	$\overline{U-B}$	$\overline{V-R}$	$\overline{V-I}$
3/4—XI—1983 (JD 2445641)							
SS Aur	23 ^h 04 ^m 31 ^s	01 ^h 43 ^m 13 ^s	15 ^m 5	0.31	−1.04	0.81	1.63
30/31—XII—1983 (JD 2445699)							
SS Aur	20 32 28	22 31 35	14.74	0.12	−0.79	0.47	1.01
..	22 38 21	01 04 46	14.63	0.15	−0.66	0.47	0.99
..	01 10 19	01 35 16	14.59	0.16	−0.67	0.46	0.98
3/4—IV—1984 (JD 2445794)							
SS Aur	18 03 55	20 12 53	15.45	0.34	−1.12	0.83	1.64
Стандарт			10.98	0.09	0.09	0.12	0.19

При обработке наблюдений переменной звезды атмосферная экстинкция учитывалась линейной интерполяцией наблюдений стандарта между двумя соседними измерениями. Обработка наблюдений проводилась на вычислительной машине СМ-4 Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР по программам, составленным одним из авторов (Г. Г. Т.). Для обработки наблюдений методом Диминга (см. ниже) применялась программа, приведенная в [10], с незначительными изменениями для согласования с возможностями использованной ЭВМ.

3. *Результаты наблюдений.* На рис. 1—2 приведены кривые блеска звезды SS Aur, полученные 30. 12. 85 г., 03. 04. 84 г. в полосах *U, B, V, R, I*. Из рисунков хорошо видно, что во всех фильтрах у звезды наблюдались значительные изменения блеска, достигающие до $0^m.7$ на коротких длинах волн, с характерным временем 20—40 минут. В табл. 2 для каждой из но-

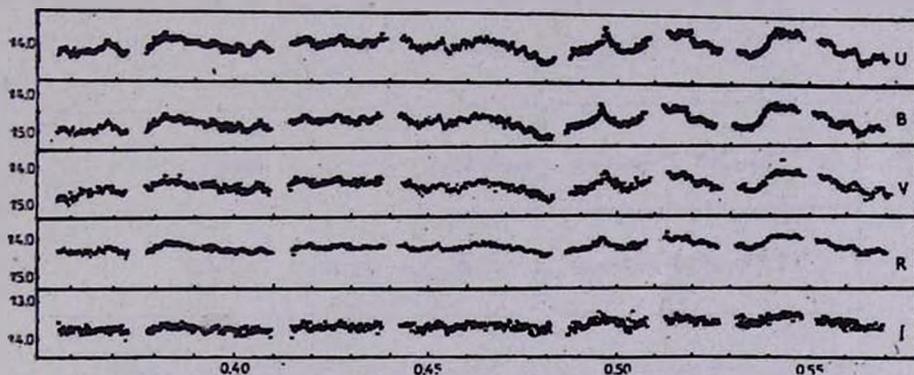


Рис. 1. Кривая блеска звезды SS Aur в полосах *UBVRI* в ночь 30. 12. 83 г.

чей приводятся коэффициенты корреляции между изменениями блеска в соседних участках спектра, выделяемых фильтрами. Двойная звезда SS Aur не затменная [4, 11], что подтверждается и нашими наблюдениями. Поэтому мы считаем, что изменения блеска, отмеченные и ранее [4], вызваны физическими процессами, происходящими в системе.

Таблица 2
КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ ИЗМЕНЕНИЙ
БЛЕСКА В СОСЕДНИХ ПОЛОСАХ

Дата	<i>U/B</i>	<i>B/V</i>	<i>V/R</i>	<i>R/I</i>
3/4—XI—83	0.85	0.49	0.61	0.30
30/31—XII—83	0.97	0.85	0.86	0.63
3/4—IV—84	0.80	0.52	0.62	0.36

Весьма интересным фактом, полученным с помощью наших наблюдений, можно считать уменьшение блеска системы в среднем до $V = 15^m.7$ в течение двух из наблюдаемых ночей. Мы будем называть это пониженным состоянием блеска, так как, судя по предыдущим наблюдениям [12, 13], в спокойном состоянии звезда имеет $V = 14^m.7$. С понижением блеска системы происходит также изменение цветов (см. табл. 1), однако значения $U-B$, $B-V$ остаются в пределах, приводимых другими авторами [12, 13].

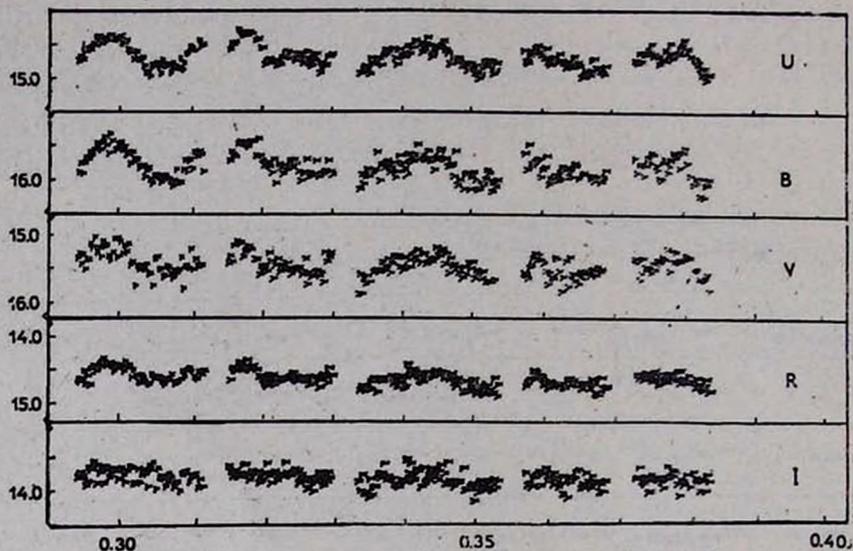


Рис. 2. Кривая блеска звезды SS Aur в полосах $UBVR I$ — 3.04.84 г.

На рис. 3 приводится распределение энергии излучения SS Aur. Светлыми символами показано распределение энергии в максимумах блеска звезды для каждой из ночей, черными — в минимумах. Ромбики относятся к 30. 12. 83 г., кружочки — к 03. 11. 83 г. и треугольники — к 03. 04. 84 г. На том же рисунке крестиками обозначены данные наблюдений Варгау и др. [5] в ультрафиолете с помощью спутника IUE. На основе УФ-данных авторы статьи [5] дают следующие параметры системы:

Температура горячего компонента	$(0.4 \pm 0.9) \cdot 10^5 \text{ K}$
R_{eff} горячего компонента	$(0.003 \pm 0.002) R_{\odot}$
Температура диска	$(1.0 \pm 1.5) \cdot 10^4 \text{ K}$
R_{eff} диска	$(0.05 \pm 0.03) R_{\odot}$

Надо отметить, что данным ультрафиолетовых наблюдений соответствует $m_{\text{FES}} = 15^m.0$ [5].

Из рис. 3 видно, что в две из ночей наблюдений, когда звезда находилась в пониженном состоянии блеска, распределение энергии в ее спектре может быть представлено суммой двух планковских кривых с температурами 25 000 К и 3000 К соответственно. Что касается чернотельного излучения с температурой 3000 К, то оно обусловлено наличием холодного красного карлика в системе. Согласно зависимости орбитальный период—спектральный класс холодного компонента [15, 16], карликовая новая с периодом $4^h 3$ должна иметь холодный компонент спектрального класса в пределах M0—M5, то есть температуру ~ 3000 К [16]. К сожалению,

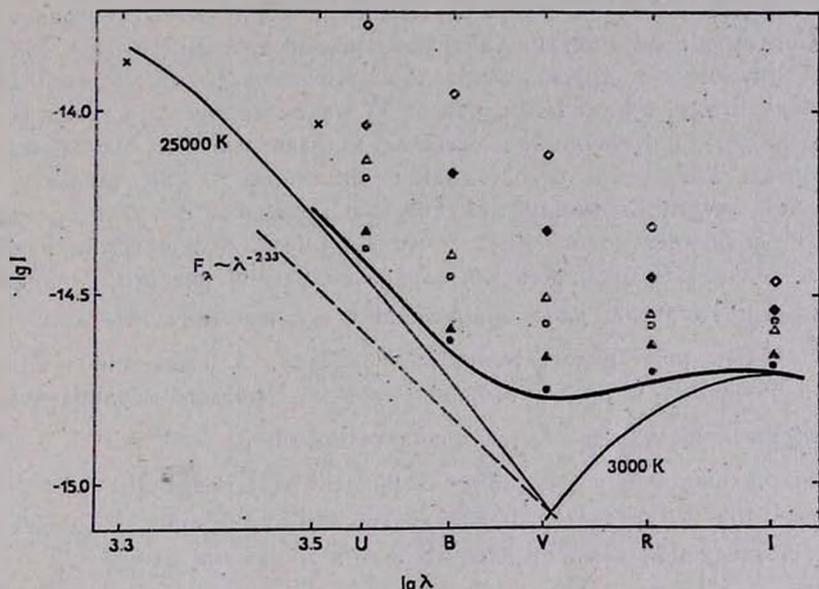


Рис. 3. Распределение энергии звезды SS Aur. Светлыми фигурами — в максимумах, черными — в минимумах каждой из наблюдаемых ночей.

Ромбики относятся к 30. 12. 83 г., кружочки—3. 11. 83 г. и треугольники—3. 04. 84 г. Толстая сплошная линия представляет сумму двух планковских кривых с температурами 25 000 К и 3000 К, приведенных тонкими сплошными линиями. Пунктирной линией показано излучение аккрецирующего диска.

из-за отсутствия данных (хотя бы одной точки) в более длинноволновой части спектра трудно определить температуру холодного компонента более точно. Отметим, что в «обычном» состоянии блеска ($V = 14^m 7$) вклад холодного компонента почти не проявляется даже на длине волны $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$. Здесь же, на рис. 3 приводится для сравнения распределение энергии вязкого устойчивого аккрецирующего диска, излучающего по закону $F_\lambda \sim \lambda^{-2.33}$ [14].

Таким образом, выделив вклад холодного компонента и принимая, исходя из орбитального периода системы, абсолютную звездную величину $M_V = 10^m5$ [16], можно оценить расстояние до звезды SS Aug $\approx \approx 150$ пк. Эта оценка хорошо согласуется с определенным тригонометрическим параллаксом звезды $\pi = 0.''008$ при $\sigma = 0.''004$ [17] и данными [18].

4. *Горячий компонент.* Согласно распространенной модели [19, 20], карликовые новые — тесные двойные системы, в которых происходит перетекание с красного, возможно, заполняющего свою полость Роша, карлика на белый, вокруг которого образуется устойчивый аккрецирующий диск с горячим пятном в точке соударения перетекающей материи с диском. Согласно этой модели, ультрафиолетовое и видимое излучения от карликовых новых и других новоподобных систем приписываются диску и горячему пятну, предполагая, что из-за малой светимости вклад белого карлика в общее излучение незначителен. Однако, в нашем случае, в ночь, когда звезда находилась в состоянии пониженного блеска, характер распределения энергии в минимумах (черные кружочки и треугольники на рис. 3) позволяет предположить, что мы имеем дело с доминирующим вкладом белого карлика. Действительно, излучение вязкого устойчивого аккрецирующего диска, удовлетворительно описываемого законом $F_\lambda \sim \sim \lambda^{-2.33}$ [14], явно недостаточно для описания коротковолновой части наших наблюдений. С другой стороны, светимость белого карлика — самого распространенного класса DA, с показателем цвета $U-V = -1^m2 + 1^m4$, а следовательно, температурой $\sim 25\,000$ К [21] равна $M_V = 10^m5$ (см. также рис. 10b [22]), что хорошо подходит для описания распределения энергии исследуемой нами звезды SS Aug в минимуме блеска.

5. *Быстрые изменения блеска.* Принимая, что в минимумах, при пониженном состоянии блеска системы, общее излучение обусловлено наличием только белого и красного карликов, рассмотрим дополнительное излучение, за счет которого происходят общее увеличение блеска системы до $V = 14^m7$ и быстрые изменения яркости с амплитудами до 0^m7 в U . На рис. 4 приводятся максимальные амплитуды колебаний блеска в пяти цветах во все ночи наблюдений (звездочки) и разности между минимумами излучения в ночи, когда звезда имела блеск $V = 14^m7$ и $V = 15^m5$ (крестики). Если в состоянии пониженного блеска диск отсутствует, то дополнительное излучение, за счет которого блеск звезды достигает 14^m7 , естественно, приписать диску. Распределение энергии дополнительного излучения близко к дисковому, а дефект в $(U-B)$, видимо, обусловлен бальмеровским скачком.

Самые большие трудности возникают при попытке интерпретации быстрых изменений блеска, или так называемого фликеринга. Как видно из рис. 1, 2, они присутствуют в данных всех ночей. Распределение энергии излучения, за счет которого происходят колебания блеска, сходное во все ночи и подобно излучению от диска, но тем не менее отличается от распределения энергии излучения, которая обуславливает общее повышение

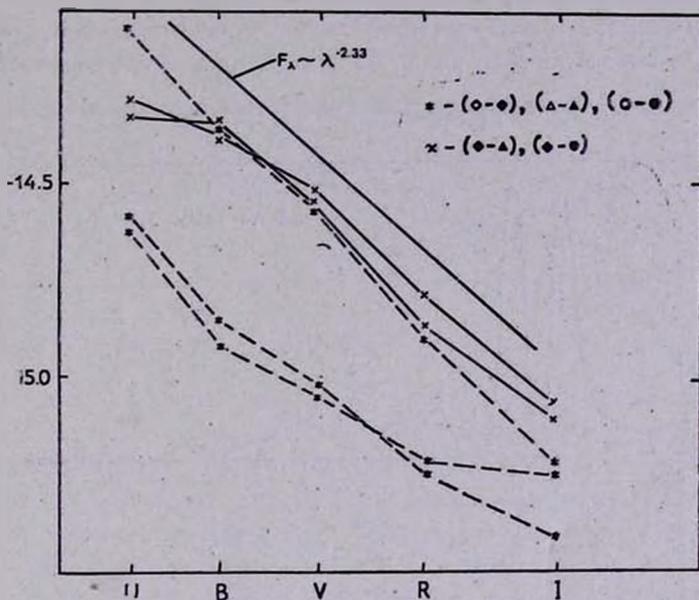


Рис. 4. Разности распределения энергий в максимумах и минимумах каждой из ночей (звездочки) и в минимумах между ночами, когда звезда была в нормальном и пониженном состояниях блеска.

блеска системы. Кроме того, хотя амплитуда колебаний блеска на всех длинах волн, Δm , примерно одинакова во все ночи, вклад переменной составляющей в ночь, когда звезда была ярче $V = 14^m.7$, примерно в 3 раза больше соответствующего вклада в другие ночи, когда звезда была слабее $V = 15^m.5$. Это означает, что амплитуда колебаний блеска пропорциональна интенсивности дополнительного излучения, приписываемого диску. Более того: в одну из ночей наблюдения, когда звезда находилась в пониженном состоянии блеска, колебания блеска, как показано в следующем разделе, носили периодический характер.

6. Поиск периодичности. Так как возможны изменения блеска, связанные с орбитальным периодом (хотя имеющихся наблюдений для этого мало), и более кратковременные периодические изменения, так называемые осцилляции [23], с периодами в десятки секунд, то нами была сделана по-

пытка поиска периодических изменений блеска звезды в интервале периодов от 20 до 7200 с.

С этой целью был применен метод Диминга [24]. Периодических изменений, связанных с орбитальным периодом или осцилляциями, $\geq 1^m$ выявлено не было. Однако в ночь 3/4.04.84 г. довольно хорошо вырисовываются колебания блеска с периодом в 21^m . На рис. 5 приводится спектр мощности и спектральное окно, полученное при обработке наблюдений 03.04.84 г. в полосе U . Как видно из рис. 5, на спектре мощности видны два мощных пика, соответствующих колебаниям с периодами 30^m и 21^m .

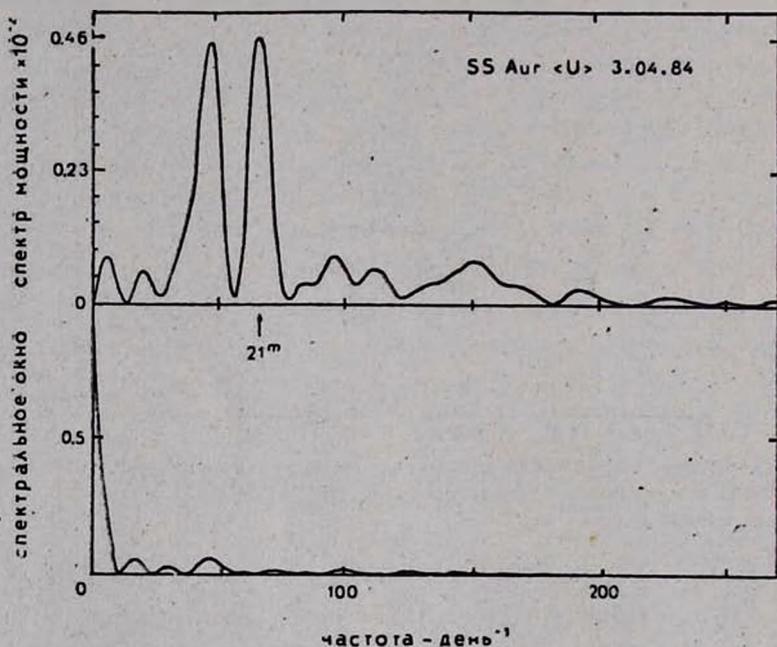


Рис. 5. Периодограмма наблюдений SS Aur 3.04.84 г. в полосе U . Стрелкой указан пик, соответствующий периоду 21 мин. Широкий пик слева от него и его аналогия в спектральном окне соответствуют моментам наблюдений стандартной звезды.

Первый пик с широким основанием соответствует наблюдениям стандарта приблизительно через каждые $25-30^m$, о чем свидетельствует также присутствие максимума в этом месте спектрального окна. Пик же с периодом в 21^m не имеет аналога в спектральном окне и вызван колебаниями блеска, которые видны даже на рис. 2. Такая же картина получается в периодограммах наблюдений этой ночи в остальных цветах. Но так как амплитуда колебаний в длинноволновой части меньше, то и соответствующую

щий пик получается хуже, становясь несущественным в полосах R и I . Кроме того, для проверки достоверности этого пика была проведена свертка по фазе с периодом 21^m . На рис. 6 она приводится для фильтра U , где амплитуда колебаний максимальна. Как видим, подавляющее большинство точек укладывается в проведенную на глаз кривую с полушириной 0.15 звездных величин.

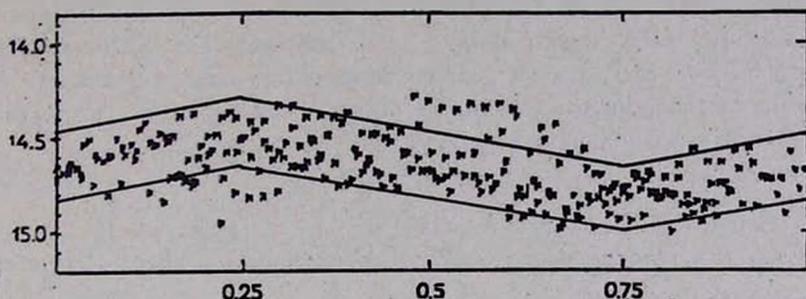


Рис. 6. Свертка по фазе кривой блеска SS Aur 3.04.84 г. в полосе U .

7. *Обсуждение.* Ясно, что столь короткопериодические колебания не могут быть вызваны орбитальным вращением. Они не могут быть обусловлены также холодным компонентом, так как амплитуда колебаний, как уже отмечалось, больше в цветах U и B , где даже в минимуме блеска вклад холодного компонента несущественен. Кроме того, если короткопериодические колебания связать с вращением холодного компонента, то скорость вращения получается невероятно большой. Так что наиболее вероятными источниками периодических изменений блеска могут быть белый карлик или же диск.

В случае белого карлика, как источника периодических изменений блеска, переменность может быть обусловлена двумя причинами — пульсациями и вращением. Сразу же отметим, что радиальные пульсации не могут обеспечить переменность столь больших периодов и амплитуд [25, 26]. В работе [27] для объяснения периодических изменений блеска с периодами до 500 с привлекались нерадиальные пульсации, возбуждаемые конвекцией. Для этого необходимо, чтобы белый карлик был асимметричен, например, из-за воздействия приливных сил. Кажется, однако, что и эта модель не в состоянии объяснить обнаруженные нами периоды, вдвое превышающие приводимое в [27] значение. Для объяснения переменности одиночных белых карликов с периодами в несколько сот, а у G 44—32 даже в 1638 секунд [28], привлекалось, по аналогии с пульсарами, вращение [29]. К вращению белого карлика, как источнику периодических изменений блеска с периодом 1051 с, приводят и исследования тесной двойной системы AM CVn [30, 31]. Недостатком этого предположения являет-

ся то, что такая модель не может объяснить неправильных изменений блеска, имевших место в другие ночи.

Что касается диска, то наши наблюдения показывают, что его существование в пониженном состоянии блеска маловероятно. По-видимому, в пониженном состоянии блеска диск оптически тонок и появление на нем плотных неоднородностей может привести к периодическим изменениям блеска. Скорость вращения на поверхности, при характерных размерах диска $(0.5 \div 1.0) \cdot 10^{10}$ см, при кеплеровском вращении получается около $(0.5 \div 2.5) \cdot 10^3$ км с⁻¹, что вполне удовлетворительно. Однако наклон орбиты у SS Aur мал, а диск должен быть расположен в плоскости орбиты с незначительными отклонениями от нее, поэтому вряд ли возможно получить столь правильную форму кривой блеска при помощи неоднородностей на диске.

8. *Заключение.* Карликовая новая SS Aur наблюдалась в пяти цветах одновременно в течение трех ночей. В две из ночей система находилась в пониженном от приводимого в каталогах значения $V = 14^m7$ состоянии блеска. При этом распределение энергии описывается суммой двух планковских кривых с температурами 25 000 К и 3000 К, что соответствует излучениям белого и красного карликов, входящих в систему. В одну из ночей, когда система находилась в пониженном состоянии блеска, обнаружены периодические изменения блеска с периодом в 21 минуту, природа которых остается неясной.

В заключение авторы благодарят члена-корреспондента АН СССР А. А. Боярчука за внимание к работе и полезные советы.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

UBVRI PHOTOMETRY OF DWARF NOVAE SS AUR

YU. S. EFIMOV, G. H. TOVMASSIAN, N. M. SHAKHOVSKOY

The results of simultaneous UBVRI observations of dwarf novae SS Aur are presented. The decrease of brightness to $V = 15^m5$ in comparison with the usual quiescence magnitude $V = 14^m7$ is noted. In the low brightness stage, the distribution of energy is best fitted by the sum of two blackbody curves of 25 000 K and 3000 K temperatures which correspond to the radiation of double system components consisting of white and red dwarfs. The additional radiation which is responsible for the

brightening up of the system to the usual value $V = 14^m.7$ is in good agreement with steady state accretion disk radiation. Besides, the system undergoes rapid light variations in time scale of 20—40 minutes, with amplitudes increasing to the shorter wavelengths and attaining $0^m.7$ in U band. The intensity of these variations increases with general brightening of the system. It is shown that during one of the nights, when the star was in low brightness stage, the variations of light had a period of 21 min.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Kraft, *Astrophys. J.*, 135, 408, 1962.
2. B. L. Lucy, M. A. Sweeney, *Astrophys. J.*, 76, 544, 1971.
3. A. H. Batten, *Publ. Dominion Obs.*, 13, 119, 1967.
4. G. S. Mumford, *Astrophys. J.*, 146, 411, 1966.
5. W. Wargau, H. Drechsel, J. Rahe, *Astron. and Astrophys.*, 33, 149, 1983.
6. A. T. Pising, R. M. Foster, J. A. Mattet, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 11, 401, 1979.
7. V. Pitrola, *Astron. and Astrophys.*, 27, 383, 1973.
8. Атлас и каталог звездных величин и фотоэлектрических стандартов, Наукова Думка, Киев, 1981, стр. 39.
9. Th. Neckel, R. Chini, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 411, 1980.
10. T. J. Kreidl, *Astron. Image Processing Circ.*, No. 7, 11, 1980.
11. R. P. Kraft, W. Luyten, *Astrophys. J.*, 142, 1041, 1965.
12. A. Bruch, *Astron. and Astrophys.*, Suppl. Ser., 56, 441, 1984.
13. J. Echevarria, *Rev. Mex. Astron. and Astrophys.*, 9, 99, 1984.
14. D. Lynden-Bell, *Nature*, 223, 690, 1969.
15. Г. Г. Товмасьян, *Астрофизика*, 21, 298, 1984.
16. J. Patterson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 443, 1984.
17. S. Vasilevskis, *Publ. Lick. Observ.*, 22, part V, 1975.
18. H. W. Duerbeck, *Astrophys. and Sp. Sci.*, 99, 363, 1984.
19. B. Warner, R. E. Nather, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 152, 219, 1971.
20. J. Smak, *Acta Astron.*, 21, 15, 1971.
21. J. B. Oke, H. L. Shipman, *White Dwarfs*, IAU Symp. No. 42, Ed. W. L. Luyten, D. Reidel Publ. Comp., 1971, p. 67.
22. V. Veidemann, *White Dwarfs*, IAU Symp. No. 42, Ed. W. L. Luyten, D. Reidel, Publ. Comp., 1971, p. 81.
23. E. L. Robinson, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 14, 119, 1976.
24. T. J. Deemeng, *Astrophys. Space Sci.*, 42, 257, 1975.
25. V. P. Ostriker, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 9, 353, 1971.
26. G. Vauclair, *White Dwarfs*, IAU Symp. No. 42, Ed. W. L. Luyten, D. Reidel, Publ. Comp., 1971, p. 145.
27. Y. Osaki, C. J. Hensen, *Astrophys. J.*, 185, 277, 1973.
28. B. M. Lasker, J. E. Hesser, *Astrophys. J.*, 158, L171, 1969.
29. B. M. Lasker, J. E. Hesser, *Astrophys. J.*, Lett., 163, L89, 1971.
30. Н. Р. Войханская, *Астрон. ж.*, 59, 925, 1982.
31. J. E. Solheim, E. L. Robinson, R. E. Nather, S. O. Kepler, *Astron. and Astrophys.*, 135, 1, 1984.

УДК: 524.337—56

О ХАРАКТЕРЕ ПЕРЕМЕННОСТИ TZ ORI

Э. С. ПАРСАМЯН, Г. А. ПОГОСЯН

Поступила 27 ноября 1985

Принята к печати 20 декабря 1985

Среди неправильных изменений блеска TZ Ori выделяются вспышкообразные изменения, напоминающие «быстрые» и «медленные» вспышки. Статистический анализ наблюдательных данных звезды TZ Ori позволил выявить у звезды пятнадцатидневный период изменения блеска. Показатели цвета $U-B$, $B-V$ меняются в пределах $-0^m.2$ — $+0^m.5$, $0^m.3$ — $1^m.5$, соответственно.

1. *Введение.* Среди вспыхивающих звезд в области ассоциации Ориона обращает на себя внимание своим необычным изменением блеска звезда TZ Ori, известная как неправильная переменная типа Ins [1]. С одной стороны ее переменность напоминает вспышечную активность, когда непрерывно происходят «медленные» и редко «быстрые» вспышки на фоне общего изменения блеска звезды, с другой стороны в ее переменности угадывается наличие периодического компонента [2]. Ни одна из известных до сих пор вспыхивающих звезд не обладает таким характером переменности (рис. 1).

2. *Наблюдательный материал.* Для анализа характера переменности TZ Ori одним из авторов (Э. П.) был просмотрен наблюдательный материал обсерваторий Тонанцинтла и Бюраканской, полученный на 26" и 40" телескопах системы Шмидта для поисков вспыхивающих звезд и звезд с H_α в эмиссии в области ассоциации Ориона. Общее эффективное время наблюдений в лучах U , B , V превышало 600 часов.

Метод цепочек, применяемый при поисках вспыхивающих звезд с экспозицией 10—15 минут, позволил выявить быстротечные изменения, происходящие в звезде.

3. *Характер переменности TZ Ori.* Исследование природы переменности звезды TZ Ori можно разделить на две части: первая — это исследование характера переменности звезды и вторая — исследование ее физической природы.

Так как изменения блеска TZ Ori бывают как быстрые (в течение 10—15 минут), так и медленные (в течение суток), это наводило на

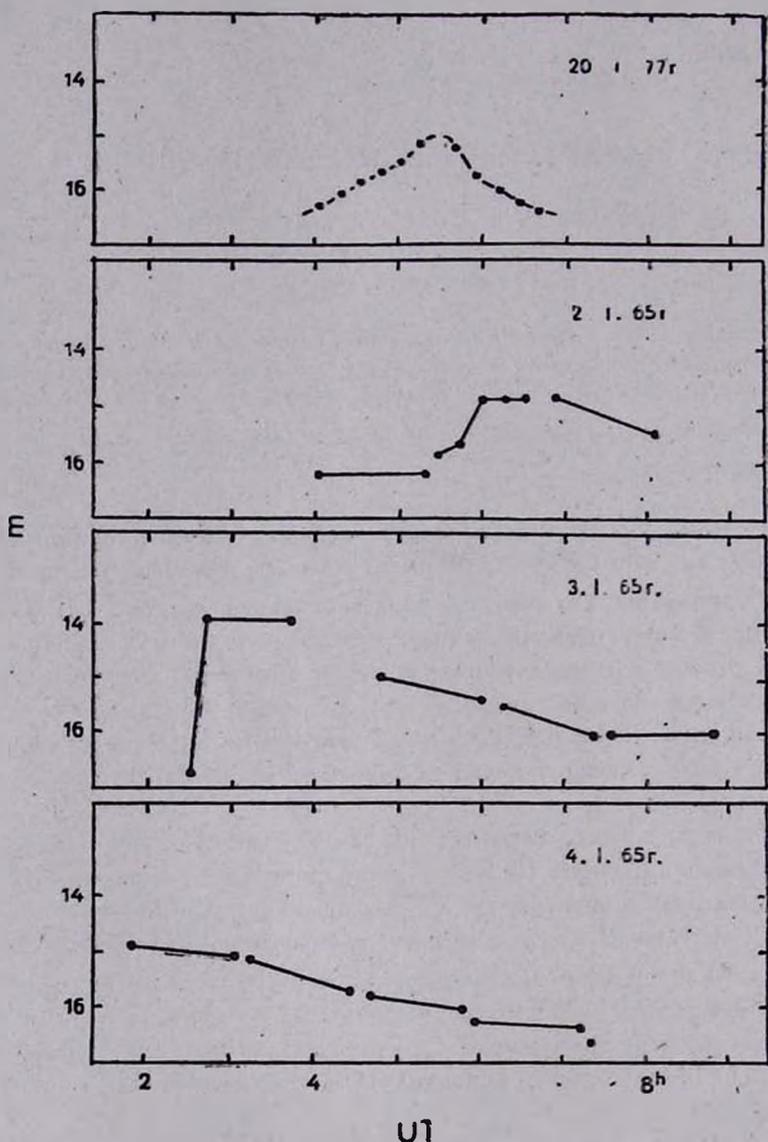


Рис. 1. Примеры переменности TZ Ori.

мысль о том, что если есть периодичность, то она, возможно, многокомпонентная. Стало ясно, что целесообразнее искать периодичность изменений в двух временных интервалах: 1—более одних суток или равен им,

2—менее одних суток. Анализ для первого временного интервала был проведен двумя независимыми способами.

а) Для нахождения периодичности в изменении блеска звезды более одних суток необходимо было усреднить полученные за одну ночь наблюдений все звездные величины \bar{m}_j . Индекс j показывает время наблюдений (в юлианских днях), за которое было произведено усреднение. Надо отметить, что все усредненные звездные величины взяты в U -лучах.

Так как у нас, по разным причинам, в большом интервале времени не было непрерывного ряда наблюдений (чтобы сразу оценить периодичность изменения блеска), мы поступили следующим образом: попробовали определить периодичность изменения блеска звезды по колебаниям Δm . Исходя из этого, для каждого усредненного \bar{m}_j составлялась абсолютная разница со всеми остальными усредненными \bar{m}_j ($|\Delta \bar{m}_j|$), при этом строго учитывался временной интервал (Δj) между вычитаемыми членами. Этим способом мы увеличили непрерывный ряд данных для оценки периодичности. Для $|\Delta \bar{m}_j|$ получилось непрерывное изменение в интервале времени от одного до 41 дня. Но так как для каждого интервала Δj получилось несколько $|\Delta \bar{m}_j|$, необходимо было произвести их усреднение в каждом интервале Δj . Построенная кривая изменений $|\overline{\Delta \bar{m}_j}|$ (рис. 2) показывает пятидневный период колебаний.

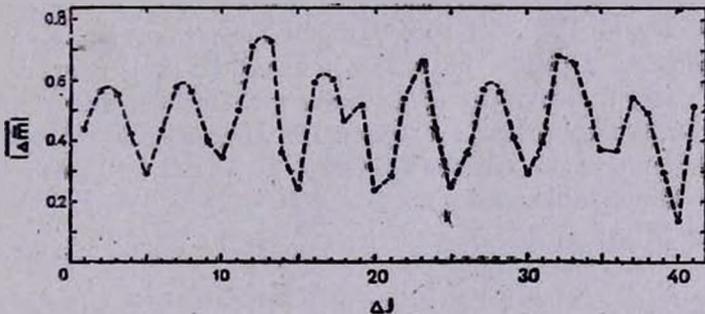


Рис. 2. Кривая изменений $|\overline{\Delta \bar{m}_j}|$ в зависимости от временного интервала Δj .

б) Методом машинной обработки по программе Морбея [3] были обработаны усредненные за ночь данные равномерного ряда в 13 ночей. Расчеты были проведены на вычислительной машине Бюраканской обсерватории ЕС-1030, с ожидаемым периодом от 1 до 10 дней. Результаты подтвердили наличие пятидневного периода.

Благодаря однородному наблюдательному материалу, охватывающему 13 дней, была построена кривая блеска звезды TZ Ori (рис. 3), где на оси

ординат приведены усредненные за ночь звездные величины в U -лучах. На рис. 3 наблюдается хорошо выраженная пятидневная периодичность с характерной формой затухания.

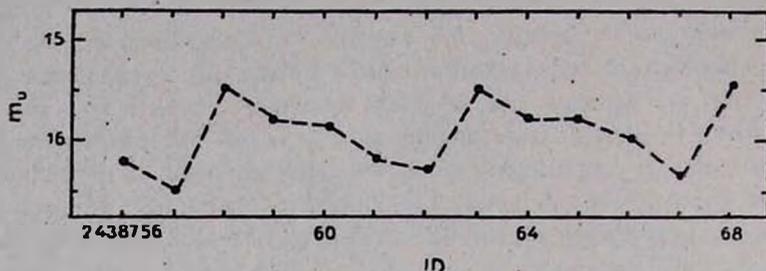


Рис. 3. Кривая блеска TZ Ori по данным наблюдений, охватывающих 13 дней.

Что касается других периодов, пока обнадеживающих данных нет.

4. Колориметрические характеристики TZ Ori. По имеющимся у нас данным блеск TZ Ori в лучах U , B , V изменяется в следующих пределах:

U		B		V	
max	min	max	min	max	min
14.0	16.7	14.0	16.4	13.8	15.8

Изменение блеска TZ Ori происходит и в инфракрасных лучах.

Для определения показателей цвета звезды были использованы пластинки, полученные Г. Аро в обсерватории Тонантцинтла, на которых область ассоциации Ориона снималась в лучах U , B , V методом, который позволил Г. Аро в свое время обнаружить большое количество звезд и галактик с ультрафиолетовым избытком. По данным, полученным за ночь, были построены кривые блеска TZ Ori в лучах U , B , V , что позволило определить изменение показателей цвета ($U-B$) и ($B-V$) (рис. 4). По данным за 7 ночей показатель ($U-B$) изменяется в пределах от $-0^m.2$ до $+0^m.5$, причем во все эти ночи, кроме 1. XI. 1956 г., блеск звезды находился вблизи минимума, отличаясь от него самое большее на $0^m.5$. При этом блеск звезды редко доходит до нормального минимума. Изменения показателей цвета ($B-V$) ограничены пределами $0^m.3-1^m.5$.

Показатели цвета TZ Ori, полученные в относительно спокойном состоянии звезды, показывают, что в спектре звезды имеется ультрафиолетовый избыток. О наличии избытка можно судить и по виду коротковолновой части спектра звезды, полученного с 1.5° призмой на $40''$ телескопе Бюраканской обсерватории на пластинках Kodak IIa-F в 1970 г.

На двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) TZ Ori, непрерывно изменяясь, занимает место среди вспыхающих звезд ассоциации Ориона с малым ультрафиолетовым избытком. Спектральные наблюдения TZ Ori, проведенные на 26" телескопе системы Шмидта с 4° объективной призмой в Тонантинтла, за период, превышающий 20 лет, показали отсутствие эмиссионной линии H α . При тех же условиях у многих орионовых переменных, а также у вспыхающих звезд того же блеска, во время вспышки, а у многих и вне, линия H α была в эмиссии [4].

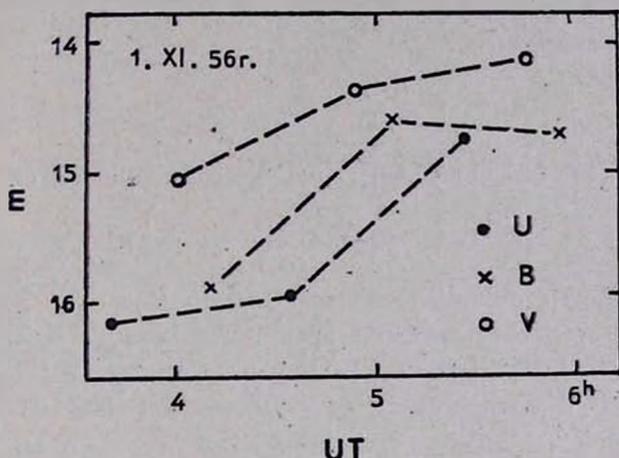


Рис. 4. Кривые блеска TZ Ori в лучах U , B , V .

5. *Заключение.* В отличие от вспыхающих звезд, находящихся в основном в минимуме блеска, у TZ Ori нет постоянного минимума, ее минимум колеблется в пределах $16^m.1-16^m.7$ в лучах U . Вспышки чаще происходят в активном состоянии, а не в состоянии минимального блеска. Возможно здесь мы наблюдаем непрерывное перекрывание одних вспышек другими, происходящими под фотосферическими слоями. Однако ответ на вопрос о том, можно ли TZ Ori отнести к обычным вспыхающим звездам, может быть дан лишь после получения спектра этой звезды.

Приведенные наблюдательные данные позволяют сделать следующие выводы о характере переменности звезды TZ Ori.

1. В области ассоциации Ориона, на площади 4.5×4.5 вокруг трапеции Ориона нет другой звезды, характер переменности которой был бы подобен TZ Ori.

2. Статистический анализ наблюдательных данных показывает, что TZ Ori имеет пятидневный период изменения блеска.

3. Среди неправильных изменений блеска TZ Ori выделяются вспышкообразные изменения, напоминающие «быстрые» и «медленные» вспышки.

Время, за которое блеск звезды доходит до максимального, при «медленных» вспышках изменяется в пределах от 40 до 80 минут.

4. Звезда, в основном, находится в активном состоянии, редко бывая в минимуме более 1—2 суток.

5. Максимальная наблюдаемая вспышка в лучах U имела амплитуду, равную 2^m7 , а в лучах B — 1^m8 .

6. У звезды наблюдается слабый ультрафиолетовый избыток.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE NATURE OF VARIABILITY OF TZ ORI

E. S. PARSAMIAN, G. A. POGOSIAN

Among the irregular brightness variations of TZ Ori resembled "rapid" and "slow" flares are distinguished. Statistical analysis has allowed us to detect the five-day period of brightness variation. Colour indices $U-B$, $B-V$ changed between -0^m2 — $+0^m5$, 0^m3 — 1^m5 correspondingly.

ЛИТЕРАТУРА

1. Первое дополнение к третьему изданию ОКПЗ, 1971.
2. Э. С. Парсамян, Г. А. Погосян, Тр. симпозиума «Вспыхивающие звезды и родственные им объекты», ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1985 (в печати).
3. С. L. Morbey, Publ. Dom. Observ., 5, 15, 4, 1978.
4. E. S. Parsamian, E. Chavira, Boll. Inst. Tonantzintla, 3, 69, 1982.

УДК: 524.318:520.82/84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. III.
МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ:
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

С. Е. НЕРСИСЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН

Поступила 12 августа 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Определены индексы по количественной оценке интенсивностей молекулярных полос C_2 , CN, Si C_2 и CH для 56 звезд. Рассмотрены различные зависимости между индексами различных полос. При сопоставлении индексов $I(5635)$ и $I(4737)$ молекулы C_2 системы Свана намечается разделение звезд на две ветви. На диаграмме $I(C^{12}) - I(C^{13})$ наблюдается сепарация R- и N-звезд. Обнаружена определенная корреляция между индексами линии дублета натрия и полосы Меррилла—Санфорда. При сопоставлении индексов $I(4737)$ молекулы C_2 и G-полосы молекулы CH выявлена определенная группа звезд, в спектре которых в интервале длин волн 4480—4610 Å наблюдаются интенсивные изотопические полосы CN.

1. Введение. С целью исследования углеродных звезд нами были выполнены спектральные наблюдения 56 таких звезд на телескопе ЗТА-2.6 м Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа UAGS с дисперсией 136 Å/мм. В первых двух статьях [1, 2] этой серии были представлены кривые распределения энергии в спектрах исследованных звезд и определены их цветовые температуры.

В настоящей работе представлены результаты количественной оценки интенсивностей полос C_2 , CN, Si C_2 и CH в спектрах 56 исследованных нами углеродных звезд, а также проведено их сопоставление с другими характеристиками этих звезд.

2. C_2 -индексы. В работах [3—7], как правило, применяются два способа определения величины интенсивности молекулярных полос поглощения молекул C_2 системы Свана: глазомерные оценки по произвольной шкале и точные измерения, обычно выражаемые в звездных величинах. Во втором способе интенсивность полосы сравнивается либо с интенсивностью непрерывного спектра абсолютно черного тела на данной длине волны, либо с интенсивностью соседней с головой полосы континуума, относительно свободным от сильных атомных линий и молекулярных полос. Как показа-

ли наши измерения, существенной разницы между этими двумя методами нет, и оба подхода можно применять с одинаковым успехом.

Следуя работе [6], нами использовались молекулярные индексы полос поглощения, определенные как $-2.5 \lg I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$, где I_{λ_1} и I_{λ_2} — интенсивности у головы полос и квазиконтинуума соответственно. Участки континуума, в основном, расположены в голове полосы поглощения молекулы C_2 в районе длин волн 5715, 5245, 4815, 4440 А. Полученные таким образом индексы для полос 5635, 5165, 4737 и 4383 А системы Свана исследованных нами звезд, выраженные в звездных величинах, приведены соответственно в столбцах 2, 3, 4 и 5 табл. 1 и 2. Средние ошибки определения молекулярных индексов не превышают 10%.

Сопоставление определенных нами величин индекса C_2 полосы 5635 А с данными работ [7] (точки) и [6] (крестики) (т. к. в указанных работах была измерена только интенсивность именно этой полосы) приведено на рис. 1. Как видно, согласие удовлетворительное. Заметно, однако, что определенные нами C_2 -индексы систематически, примерно на $0^m.5-0^m.7$, больше, чем в [6, 7]. Это, очевидно, объясняется тем, что и Гоу [7] и Фей с соавторами [6] проводили измерения в полосе шириной в 20 А, а наши измерения выполнены в полосе шириной всего в 5 А.

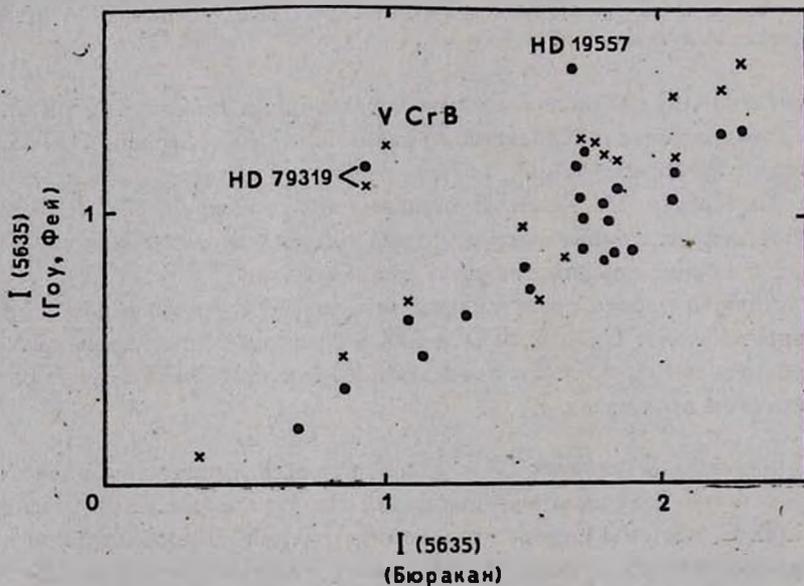


Рис. 1. Сопоставление молекулярных индексов $I(5635)$, определенных нами (горизонтальная ось) и Гоуем (точки), Феем с соавторами (крестики) (вертикальная ось).

Обращает на себя внимание, что звезды HD 19557, HD 79319 и V Cr B выпадают из общей картины. Возможно, что наблюдаемое расхож-

дение в спектре звезды V Ст В обусловлено переменностью указанной полосы, а в случае звезд HD 19557 и HD 79319, как видно из рассмотрения распределения энергии в их спектрах (см. [1]), вероятно, сказывается роль добавочного поглощения в континууме, вследствие чего уменьшается глубина полосы, а тем самым и значение молекулярного индекса.

На этом же рисунке в интервале 1^m7-1^m9 наблюдается некоторый разброс индексов. Поскольку именно сюда попадает большинство переменных углеродных звезд типа N, то наблюдаемый разброс интенсивностей полос можно, вероятно, объяснить их реальными изменениями.

При сравнении фотографических S_2 -индексов из табл. 1 с глазомерными оценками, выполненными Ямаситой [4, 5] для 293 звезд, наблюдается большой разброс. По-видимому, это объясняется тем, что при глазомерных определениях интенсивностей полос могут появиться ошибки случайного характера. Кроме того, следует иметь в виду, что наблюдаемые различия частично могут быть обусловлены и реальными изменениями интенсивностей полос в спектрах переменных углеродных звезд.

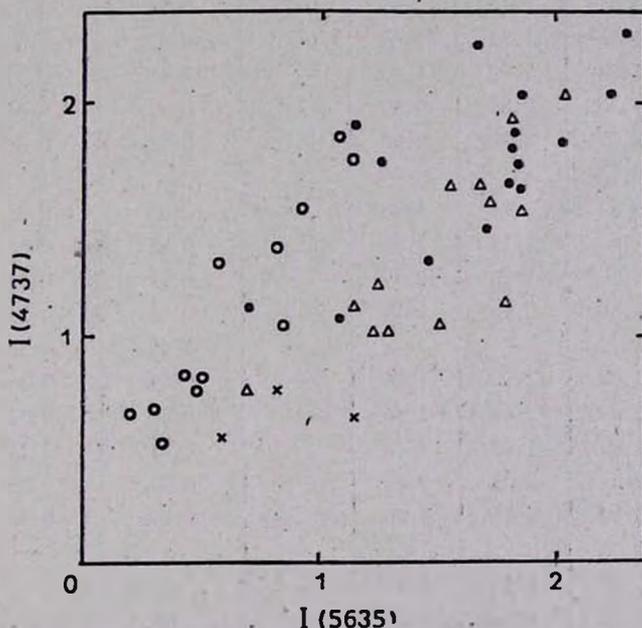


Рис. 2. Зависимость между индексами $I(4737)$ и $I(5635)$. Кружки — звезды спектрального подкласса C0—C3, точки — C4—C5, треугольники — C6—C7, крестики — C8—C9.

Рассмотрение рис. 2 показывает, что между индексами $I(5635)$ и $I(4737)$ наблюдается определенная зависимость. Хорошо видно разделение звезд на две ветви: на одной из них расположены углеродные звезды

ранних подклассов, а на другой — более поздних подклассов. Такое «раздвоение» обусловлено, по-видимому, тем, что в спектрах звезд С0—С3 по-

Таблица 1

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ИНДЕКСЫ N-ЗВЕЗД

Звезда	$I(5635)$	$I(5165)$	$I(4737)$	$I(4383)$	$I(C^{12}N)$	$I(C^{13}N)$	0
Z Psc	1.30	2.03	1.04	—	0.48	0.32	—
HD 19881	1.04	—	—	—	—	—	1.97
U Cam	1.70	1.90	1.45	—	0.72	0.69	1.86
BD+51°762	2.03	—	—	—	0.89	0.74	2.03
ST Cam	1.85	2.37	2.02	—	0.63	0.56	1.83
TT Tau	1.72	0.90	0.95	—	0.60	0.48	2.10
W Ori	1.73	—	—	—	0.58	0.39	1.95
RT Ori	1.72	1.98	1.59	1.12	0.42	0.32	—
S Cam	1.24	1.70	1.24	—	0.49	0.36	1.76
FU Aur	1.20	—	1.00	—	0.60	0.41	1.85
TU Gem	1.81	2.15	1.90	0.73	0.69	0.51	2.02
BL Ori	1.56	1.82	1.64	0.98	0.44	0.30	1.98
RV Aur	1.84	1.90	1.60	—	0.46	0.39	1.91
CR Gem	1.17	0.86	0.62	—	0.47	0.25	2.26
UU Aur	2.07	2.20	2.03	1.16	0.71	0.59	2.12
W CMi	0.76	—	—	—	—	—	1.87
VW Gem	1.82	2.15	1.78	—	0.36	0.28	1.75
RV Mon	1.80	2.15	1.82	0.56	0.65	0.55	1.87
R CMi	0.70	1.08	0.77	—	0.21	0.14	1.63
X Cnc	1.84	2.26	1.74	0.60	0.63	0.53	1.90
T Cnc	1.72	—	—	—	0.47	0.29	1.93
RT UMa	2.03	2.30	1.81	—	0.49	0.36	1.70
VY UMa	1.85	2.46	1.86	—	0.60	0.52	1.75
SS Vir	1.80	1.52	1.16	—	0.43	0.33	1.69
Y CVn	2.24	2.03	2.02	—	0.49	0.55	1.84
RY Dra	2.30	2.45	2.30	—	0.66	0.76	1.82
V CrB	1.00	—	—	—	—	—	2.24
RR Her	0.60	1.40	0.56	—	—	—	1.82
UX Dra	1.51	1.05	1.03	—	0.68	0.50	1.71
DG Cep	1.68	1.87	1.64	—	0.47	0.31	1.91
WZ Cas	0.80	1.47	0.77	—	0.16	0.15	2.16

лоса (1.0) Свана более интенсивна, чем полоса (0.1). Это хорошо видно из рассмотрения распределения энергии в спектрах соответствующих звезд, приведенных в работе [1]. На ветви звезд поздних подклассов на рис. 2

наблюдается некая дисперсия, что, по-видимому, можно объяснить как переменностью ряда звезд, так и фиолетовой депрессией, которая ослабляет излучение в коротковолновом конце спектра.

Аналогичная зависимость приведена и в работе [4], где такое отчетливое разделение не заметно. Это также можно объяснить плохим согласием между глазомерными оценками и измеренными значениями интенсивностей молекулярных полос.

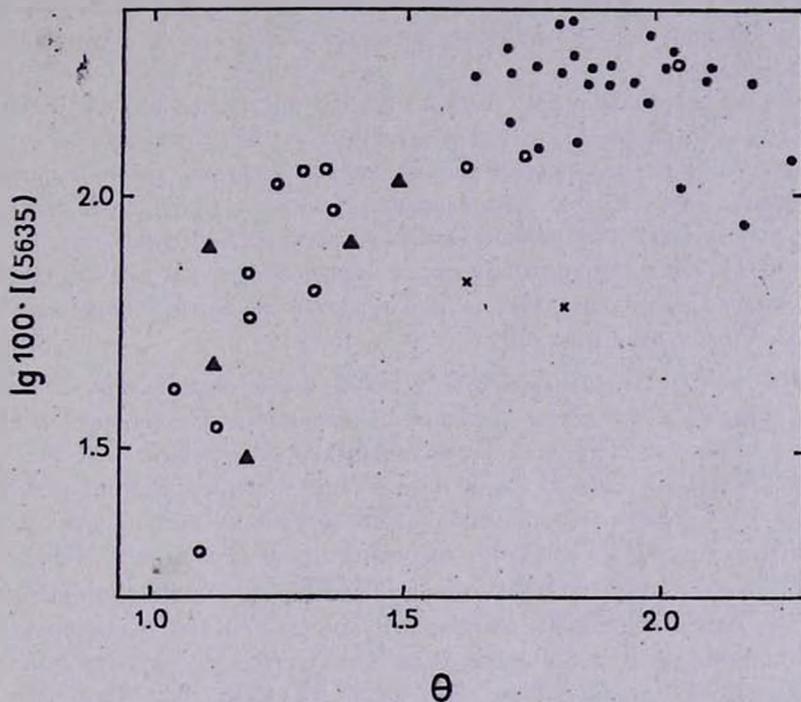


Рис. 3. Зависимость между $\lg 100 \cdot I(5635)$ и обратной цветовой температурой θ . Точки — N-звезды, кружки — R-звезды, треугольники — CH-звезды, крестики — CS-звезды.

На рис. 3 дается зависимость между обратной цветовой температурой $\left(\theta = \frac{5040}{T_{\text{г}}}\right)$ и логарифмом индекса $I(5635)$. Значения θ для звезд табл. 1 и 2 были взяты из работы [2], а для звезд Y CVn, RY Dra, SS Vir, T Snc, T Lyr, V CrB были заимствованы данные Бомерта [8]. Последнее сделано по той причине, что в работе [2] были получены различные значения θ для этих звезд из-за возможного наличия у них пылевых оболочек.

При рассмотрении среднего хода зависимости (I, θ) видно (рис. 3), что с увеличением θ до значений около 1.80 $I(5635)$ индекс растет, а за-

тем, при дальнейшем увеличении θ , молекулярный индекс начинает уменьшаться. На этой диаграмме переменные звезды расположены около максимума и правее него, т. е. находятся в ее низкотемпературной части. А высокотемпературные R-звезды расположены на восходящей ветви и показывают более «стройную» корреляцию, чем N-звезды. Подобная же картина наблюдается и при сопоставлении температурных значений Бомерта (для общих с исследованными нами звездами) с определенными нами I (5635) индексами. Такое согласие не случайно, т. к. между нашим молекулярным индексом и CN -индексом Бомерта наблюдается весьма определенная корреляция.

Отметим, что диаграммы (I, θ) и (CN, θ) построены Гоу [7] и Бомертом [9] для 75 и более 150 звезд соответственно. В обоих случаях использованы значения θ , полученные Бомертом [8] по узкополосной фотометрии в ИК-области спектра. Ход зависимости на их диаграммах такой же, как и на рис. 3 и максимумы находятся соответственно у значений $\theta = 1.70$ и $\theta = 1.80$. На обеих диаграммах после значения $\theta = 2.0$ дальнейшее увеличение индексов не замечается, а наблюдается их значительный разброс. Подобное наблюдается и на рис. 3.

3. *Изотопное отношение C^{12}/C^{13}* . Нами были определены отношения C^{12}/C^{13} , которые могут дать сведения об эволюции и о характере протекающих в углеродных звездах термоядерных превращений.

Для отношения C^{12}/C^{13} были определены индексы изотопических полос $C^{12} N^{14}$ и $C^{13} N^{14}$ на длинах волн 5760 и 5790 Å по отношению к локальному континууму 5715 Å. Их значения приведены в табл. 1 и 2.

Графическая зависимость между этими индексами представлена на рис. 4. Линии, которые соответствуют изотопным отношениям 4 и 20, были проведены по измеренным достоверным значениям C^{12}/C^{13} для звезд Y CVn, WZ Cas, RY Dra, ST Cam, UX Dra, BL Ori, UU Aur из работ [10—14]. На этом рисунке примечательно то, что R-, N- и J-звезды, т. е. звезды с обильным содержанием изотопа C^{13} , четко разделяются друг от друга. Так, R-звезды, в основном, занимают место левее константа-линии 4, на и около которой расположены J-звезды. А N-звезды рассеяны вдоль константа-линии $C^{12}/C^{13} = 20$. Аналогичная картина разделения звезд наблюдается и в работе [6]. Такая сепарация R- и N-звезд, по-видимому, не случайна и говорит об их принципиальном различии. Из рис. 4 также видно, что звезд с изотопным отношением 20, примерно в 3 раза больше, чем звезд с меньшим значением C^{12}/C^{13} .

4. *Полосы Меррилла—Санфорда (MS)*. Эти полосы наблюдаются в спектрах полуправильных и неправильных переменных углеродных звезд и, как отметил Байделман [15], их интенсивности имеют большую диспер-

сию даже у звезд со сходными температурами. Хумбле и Манино [16] оценили интенсивности полос в спектрах 10 N-звезд. В спектрах 33 звезд из изученных Ямаситой [4, 5] 293 звезд северного полушария неба при C-классификации им были обнаружены полосы MS. Уокер [17] для 40

Таблица 2

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ИНДЕКСЫ R-ЗВЕЗД

Звезда	I(5635)	I(5165)	I(4737)	I(4383)	I(C ¹² N)	I(C ¹³ N)	I(G)	θ
V Ari	1.45	1.25	1.29	0.86	0.28	0.43	—	—
HD 19557	1.68	2.27	2.16	1.64	0.49	0.58	1.16	—
UV Cam	1.25	1.90	1.71	0.92	0.26	0.27	1.21	1.73
HD 30443	0.86	1.03	1.10	0.78	0.20	0.20	0.43	1.39
RU Cam	0.42	1.11	0.90	—	0.11	0.14	0.80	1.04
HD 58337	1.10	1.78	1.90	1.38	0.26	0.29	1.22	1.25
HD 58364	1.15	1.96	1.76	1.08	0.25	0.19	1.24	1.30
HD 59643	1.15	1.44	0.90	0.86	0.15	0.28	0.70	1.62
HD 60826	1.86	1.47	1.55	—	0.62	0.36	—	2.04
BD+75°348	—	0.52	0.43	—	0.11	0.12	1.17	1.13
HD 76396	0.35	0.81	0.65	0.44	—	—	1.40	1.14
HD 76846	0.50	1.02	0.90	—	—	—	0.86	1.32
HD 79319	0.96	1.10	1.74	0.72	0.57	—	0.60	1.36
HD 85066	0.95	1.35	1.55	—	0.26	0.14	1.17	1.36
BD+16°2188	—	0.65	0.77	0.78	—	—	0.97	1.24
BD+42°2173	0.47	0.86	0.78	0.69	—	—	1.25	1.12
BD+71°600	0.58	0.95	1.25	1.12	0.19	0.25	1.15	1.19
TT CVn	1.10	0.93	1.08	0.63	0.39	0.60	—	1.49
BD+33°2399	0.72	1.49	1.08	0.37	—	—	0.86	1.19
BD+83°442	—	0.64	0.39	—	0.12	0.16	0.78	1.22
BD+65°1055	1.16	1.20	1.90	1.12	0.30	0.15	1.30	1.33
BD+19°3109	0.30	1.00	0.53	1.00	—	—	1.32	1.20
HD 156074	0.20	0.64	0.68	0.23	0.11	0.12	0.67	1.10
T Lyr	2.05	—	—	—	0.48	0.42	—	1.83
HD 187216	0.82	1.90	1.30	0.75	0.15	0.21	1.52	1.12

звезд южного полушария неба вычислил эквивалентные ширины полосы 4866 А. Среди 56 углеродных звезд, исследованных нами, полосы Меррилла—Санфорда были обнаружены в спектрах 13 звезд (табл. 3).

Для количественной оценки интенсивности полос MS нами был определен только индекс полосы 4976 А, т. к. она сильна в спектрах всех 13 звезд. Индекс был вычислен относительно кривой излучения черного тела. Значения индексов приведены в табл. 3.

На рис. 5а сопоставлены индекс полосы 4976 А и индекс дублета Na I 5896 и 5890 А, значение которого также дано в табл. 3. Хорошо видно, что с возрастанием индекса $I(4976)$ индекс линии натрия $I(\text{Na})$ уменьшается, т. е. намечается определенная корреляция.

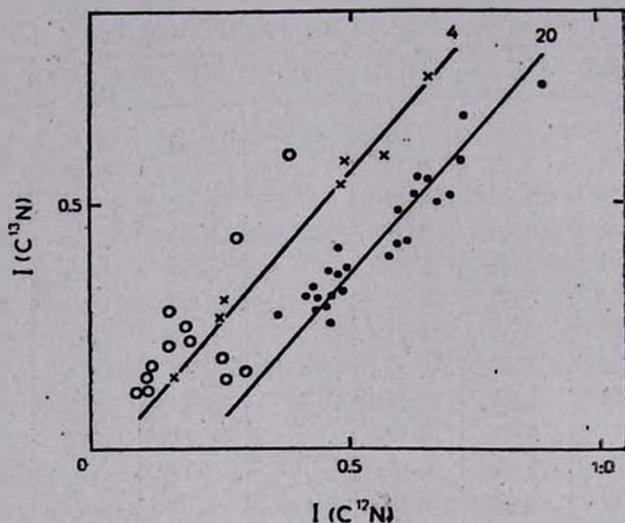


Рис. 4. Зависимость между индексами $I(\text{C}^{12}\text{N})$ и $I(\text{C}^{13}\text{N})$. Точки — N-звезды, кружки — R-звезды, крестики — J-звезды.

Таблица 3

ИНДЕКСЫ ПОЛОСЫ MS И ЛИНИИ НАТРИЯ

Звезда	$I(\text{MS})$	$I(\text{Na})$	Звезда	$I(\text{MS})$	$I(\text{Na})$
U Cam	1.29	1.33	X Cnc	1.04	1.35
ST Cam	0.94	1.25	RT UMa	1.29	1.08
TU Gem	0.60	1.64	SS Vir	1.43	0.95
RV Aur	1.00	1.12	Y CVn	1.72	1.20
UU Aur	0.47	1.76	RY Dra	2.12	1.04
VW Gem	1.00	1.38	HD 60826	0.86	1.28
RV Mon	1.03	1.08			

Мы решили посмотреть, обнаруживается ли аналогичная зависимость и по данным Ямаситы [4, 5]. Как видно из рис. 5b и здесь наблюдается сходная картина, т. е. с увеличением интенсивности линии $D_{2,1}$, интенсивность полосы MS уменьшается, хотя и существует довольно заметный разброс точек, обусловленный, по-видимому, грубостью глазомерных оценок интенсивности полос. Эта зависимость хорошо прослеживается и в спектре

полуправильной переменной углеродной звезды RT UMa, в которой полоса MS и линия $D_{2,1}$ претерпевают значительные изменения. Если в спектре от 25.04.1981 г. достаточно сильно выражена линия натрия, а полосы MS еле заметны, то в спектре, полученном 7.02.1982 г., хорошо выражены полосы MS, а интенсивность линии $D_{2,1}$ сильно уменьшилась.

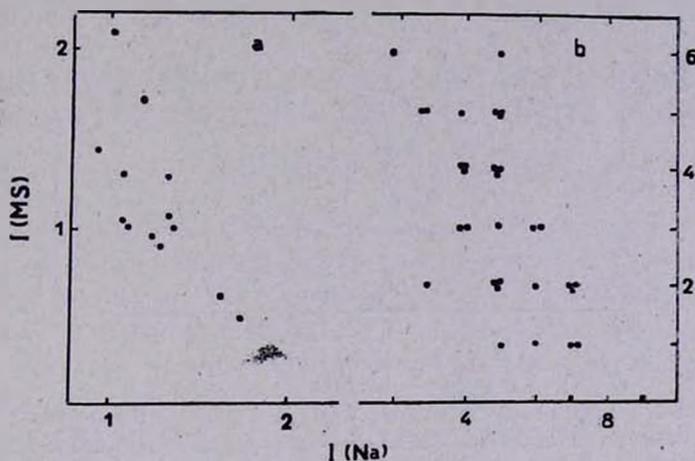


Рис. 5. а) Зависимость между индексами $I(4796)$ и $I(\text{Na I})$, определенными нами. б) То же самое по данным Ямаситы.

5. *G*-полоса молекулы CN. Интенсивность *G*-полосы оценена только для 20 звезд ранних подклассов постоянного блеска, т. к. для более холодных звезд сказывается фиолетовая депрессия. Значения этого индекса приведены в табл. 2.

Детальное рассмотрение спектров звезд с *G*-полосой (молекулы CN), приведенных в работе [1], позволяет выделить три подгруппы: а) CN- и CN-подобные звезды по определению Ямаситы [18]; б) типичные углеродные звезды с *G*-полосой, в) звезды, в спектрах которых наблюдаются заметные различия в интенсивностях изотопных полос CN в интервале длин волн 4480—4610 Å. Это звезды HD 19557, HD 58337, HD 58364, HD 79319, HD 85066, BD + 65°1055 и UV Cam.

Сопоставление индекса $I(4737)$ и *G*-полосы для всех 20 звезд (рис. 6) не показывает наличия определенной корреляции. Примечательно, однако, что на этой диаграмме указанные три подгруппы звезд занимают вполне определенные места. CN-звезды (крестики) и CN-подобные звезды (крестики в кружках) имеют меньший индекс $I(4737)$ и большое значение индекса $I(G)$. Звезды третьей подгруппы (точки) имеют большое значение обоих индексов. А типичные углеродные звезды (кружки) расположены ниже подгруппы CN- и CN-подобных звезд. Как нам кажется, разделение

звезд на определенные подгруппы можно использовать при спектральной классификации углеродных звезд.

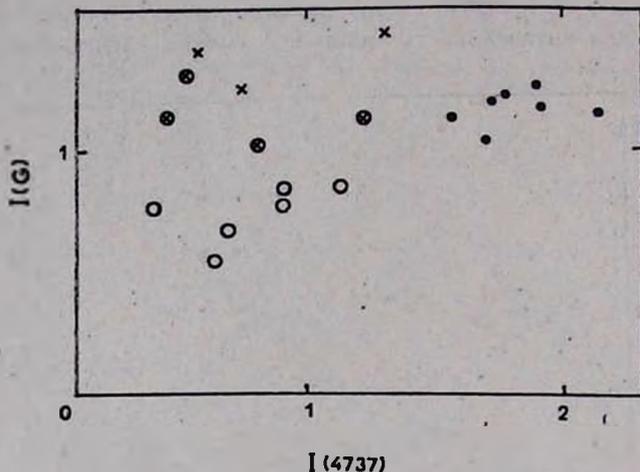


Рис. 6. Зависимость между индексами $I(G)$ и $I(4737)$. Крестики — CH-звезды, крестики в кружках — CH-подобные звезды, точки — звезды с изотопической CN-полосой, кружки — типичные углеродные звезды.

6. **Заключение.** 1. Определены индексы четырех полос молекул C_2 системы Свана у 56 углеродных звезд. Значение индекса $I(5635)$ хорошо коррелирует с индексами, полученными другими авторами.

2. При сопоставлении красных и синих индексов молекул C_2 системы Свана намечается разделение звезд на две ветви: на одной расположены звезды ранних подклассов, а на другой — более поздних.

3. На диаграмме (I, θ) наблюдается максимум, который приходится на значение $\theta = 1.80$, в то же время роста индекса $I(5635)$ после значения $\theta = 2.0$ не наблюдается.

4. Показано, что на диаграмме $[I(C^{12}N), I(C^{13}N)]$ имеет место сепарация R- и N-звезд.

5. Показано, что между интенсивностями полосы 4976 А и линии дублета Na I 5896 и 5890 А существует определенная корреляция: с возрастанием индекса $I(4976)$ индекс линии натрия $I(Na)$ уменьшается.

6. На диаграмме $[I(4747), I(G)]$ выявлено, что CH- и CH-подобные звезды, типичные углеродные звезды с G-полосой и звезды, в спектрах которых кроме G-полосы наблюдаются и заметные различия в интенсивностях изотопических полос CN в интервале длин волн 4480—4610 А, занимают вполне определенные места. Высказано мнение, что разделение

звезд на определенные подгруппы можно использовать для спектральной классификации углеродных звезд.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. М. Товмасыну за постоянное внимание к работе и за обсуждение результатов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS. III. MOLECULAR ABSORPTION BANDS: QUANTITATIVE ANALYSIS

S. E. NERSISSIAN, R. CH. HOVHANESSIAN

The indices of the C_2 , CN, SiC_2 and CH molecular bands of 56 carbon stars are determined. A definite dependence between these indices was considered. The comparison of the $I(5635)$ and $I(4737)$ indices outlines a division of stars into two branches. On the $I(C^{12}N) - I(C^{13}N)$ diagram a separation of R and N stars is seen. A certain correlation is found between Merrill-Sanford band and the sodium line indices. By the comparison of the C_2 molecule $I(4737)$ and CH molecule G-band indices, a certain group of stars are revealed in the wavelength region 4480—4610 Å of the spectrum of which intensive CN isotopic bands are observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Х. Оганесян, С. Е. Нерсисян, М. Ш. Карапетян, *Астрофизика*, 23, 99, 1985.
2. Р. Х. Оганесян, С. Е. Нерсисян, *Астрофизика*, 23, 245, 1985.
3. P. C. Keenan, W. W. Morgan, *Astrophys. J.*, 94, 501, 1941.
4. Y. Yamashita, *Ann. Tokyo. Astron. Observ.*, Ser. 2, 13, 169, 1972.
5. Y. Yamashita, *Ann. Tokyo. Astron. Observ.*, Ser. 2, 15, 47, 1975.
6. T. D. Fay, W. H. Warren, H. R. Johnson, R. K. Honsycutt, *Astrophys. J.*, 79, 634, 1974.
7. C. E. Gow, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 510, 1977.
8. J. H. Baumert, *Dissertation*, The Ohio State University, 1972.
9. J. H. Baumert, *Contrib. Perkins Observ.*, Ser. II, No. 25.
10. Y. Fujita, T. Tsuji, *Proc. Jap. Acad.*, 52, 296, 1976.
11. Y. Fujita, T. Tsuji, H. Machara, *Colloquium on Late Type Stars*, ed. M. Hack, 1966, p. 75.
12. T. D. Fay, *Astrophys. J.*, 168, 99, 1971.
13. M. Querci, F. Querci, *Astron. and Astrophys.*, 9, 1, 1970.
14. W. Kelsh, H. R. Johnson, C. Sheden, T. D. Fay, *Preprint*, 1976.
15. W. Bidelman, In "Proc. Conf. Red Giant Stars", Bloomington, Indiana Univ., 1973, p. 189.
16. J. Hamblot, G. Manino, *Ann. Astrophys.*, 18, 321, 1955.
17. A. R. Walker, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 174, 609, 1976.
18. Y. Yamashita, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 27, 325, 1975.

УДК: 524.523

О СВЯЗИ Н II-ОБЛАСТЕЙ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ
ОБЛАКАМИ ГАЛАКТИКИ

Л. В. МИРЗОЯН, В. В. АМБАРЯН

Поступила 12 ноября 1985

Обсуждаются результаты радионаблюдений в линии CO ($J = 1-0$) оптических Н II-областей. Приведены аргументы, подтверждающие генетическую связь Н II-областей с молекулярными облаками. Показано, что отсутствие ассоциированного CO-излучения у оптической Н II-области можно объяснить либо наблюдательной селекцией (низкой поверхностной яркостью), либо тем, что соответствующие Н II-области возбуждаются ОВ-звездами, уже вышедшими из своих «материнских» молекулярных облаков. Генетическая связь оптических Н II-областей с CO-облаками может быть рассмотрена как свидетельство в пользу того, что молекулярные облака являются составной частью звездных ассоциаций.

Открытие звездных ассоциаций как очагов звездообразования в Галактике, в которых процесс формирования звезд в настоящее время продолжается (см., например, [1]), стимулировало разнообразные наблюдения, подтверждающие новое представление об образовании звезд в современную эпоху.

Среди них важную информацию содержат радиоастрономические наблюдения молекулярных облаков, являющихся очагами звездообразования, с которыми очень часто связаны источники мазерного излучения Н₂O и OH, инфракрасные источники и другие весьма молодые нестационарные объекты.

В настоящей заметке рассматривается вопрос о связи молекулярных облаков с Н II-областями на основе наблюдательных данных.

С этой целью мы использовали результаты поисков CO-облаков в направлении оптических Н II-областей.

Обширный обзор радионаблюдений оптических Н II-областей в линии CO ($J = 1-0$) с $\lambda = 2.6$ мм был представлен Блитцем и Штарком [2]. Этот обзор содержит CO-наблюдения 352 Н II-областей (288 из каталога Шарплесса [3] и 64 — из карт Паломарского атласа).

Результаты этих радионаблюдений, представленных в табл. 1, показывают, что среди наблюдаемых оптических Н II-областей 242 (69%) ассоциированы, а 43 (12%) не ассоциированы с СО-облаками. Для остальных Н II-областей из этого обзора ассоциирование с СО-облаками либо вероятно, (29—8%), либо сомнительно или невероятно (38—11%).

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОНАБЛЮДЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ Н II-ОБЛАСТЕЙ
В ЛИНИИ СО ($J = 1 - 0$), СОГЛАСНО ОБЗОРУ БЛИТЦА И ШТАРКА [2]

Н II-области	Из каталога Шарплесса [3]	Из карт Паломарского атласа	Всего
Общее число	288	64	352
Из них:			
Ассоциированы с СО	194	48	242 (69%)
Вероятно ассоциированы с СО	26	3	29 (8%)
Сомнительное и невероятное ассоциирование с СО	30	8	38 (11%)
Не ассоциированы с СО	38	5	43 (12%)

Исходя из того факта, что в ряде случаев установление ассоциирования оптических Н II-областей с СО-облаками затруднено из-за наличия нескольких компонентов радиальной скорости у них, Блицц и Штарк [2] считают, что в действительности около 80% исследованных оптических Н II-областей ассоциированы с молекулярными облаками.

Таким образом, рассмотренные данные СО-наблюдений оптических Н II-областей дают веское основание допустить, что наблюдаемая связь Н II-областей с молекулярными облаками не случайная, а генетическая. При справедливости этого допущения отсутствие ассоциированного СО-излучения у Н II-области может быть объяснено либо наблюдательной селекцией, либо тем, что она возбуждается ОВ-звездами, уже вышедшими из своего «материнского» молекулярного облака.

Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Очевидно, что первая из указанных причин — наблюдательная селекция может быть вызвана различием поверхностной яркости исследованных оптических Н II-областей. Имеющиеся наблюдательные данные об оптической яркости Н II-областей каталога Шарплесса [3] подтверждают это предположение.

Действительно, из наблюдаемых в СО-линии 288 оптических Н II-областей, согласно каталогу Шарплесса [3], 75 являются ярчайшими, 127 — промежуточной яркости и 86 — слабейшими.

Результаты обнаружения ассоциирования с СО-облаками для Н II-областей, входящих в каждую из этих трех групп, представлены в табл. 2.

Они свидетельствуют о том, что корреляция обнаружения радиолинии СО от оптической яркости Н II-области практически однозначная: чем слабее в оптических лучах Н II-области, тем больше среди них число Н II-областей, не ассоциированных с СО-облаками.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ Н II-ОБЛАСТЕЙ РАЗНЫХ ЯРКОСТЕЙ, ПО ШАРПЛЕССУ [3], В ЛИНИИ СО ($J = 1 - 0$), СОГЛАСНО ОБЗОРУ БЛИТЦА И ШТАРКА [2]

Н II-области	Ассоциированы с СО	Вероятно ассоциированы с СО	Сомнительное и невероятное ассоциирование с СО	Не ассоциированы с СО
Ярчайшие	65 (87 %)	3 (4 %)	4 (5 %)	3 (4 %)
Промежуточной яркости	85 (67 %)	16 (13 %)	13 (10 %)	13 (10 %)
Слабейшие	44 (51 %)	7 (8 %)	13 (15 %)	22 (26 %)

В результате, относительное число оптических Н II-областей, ассоциированных с СО-облаками, регулярно растет, а число Н II-областей, не ассоциированных с СО-облаками, убывает со средней оптической яркостью.

Данные обзора радионаблюдений оптических Н II-областей в непрерывном спектре (на частоте 1400 МГц), выполненного Фелли и Черчиллем [4], по-видимому, не противоречат этому выводу. Согласно этому обзору [4], из исследованных 168 Н II-областей из каталога Шарплесса [3] только 137 (80%) излучают на частоте 1400 МГц, а остальные не имеют заметного радиоизлучения.

Интересно отметить в связи с этим, что больше половины оптических Н II-областей, в направлении которых не обнаружено СО-радиоизлучение, являются слабейшими по яркости не только в оптической области спектра, но также, по всей вероятности, на частоте 1400 МГц. Вычисленная по данным обзора Фелли и Черчилля [4] средняя плотность потока на частоте 1400 МГц для 38 оптических Н II-областей, не ассоциированных с СО-облаками, более чем в 3 раза меньше, чем для 60 Н II-областей, ассоциированных с СО-облаками.

Важно отметить, что радионаблюдения Н II-областей в непрерывном спектре и в линии СО, в большинстве случаев, согласуются друг с другом. Так, например, около 60% радиоспокойных оптических Н II-областей из обзора Фелли и Черчилля [4], согласно исследованию Блитца и Штарка [2], не имеют ассоциированного СО-излучения.

Заслуживает внимания и тот факт, отмеченный Блитцем и Штарком [2], что 34% радиоспокойных Н II-областей из обзора Фелли и Черчилля [4] связаны с молекулярными облаками и, наоборот, 13% Н II-облас-

тей, показывающих сильное непрерывное излучение на частоте 1400 МГц, в линии CO, являются «голыми».

Рассмотренные выше данные можно рассматривать как веское свидетельство в пользу нашего допущения о том, что отсутствие ассоциированного CO-излучения у некоторых Н II-областей обусловлено наблюдательной селекцией. Иначе говоря, эта часть Н II-областей, у которых не обнаружено CO-излучение, на самом деле также связаны с молекулярными облаками.

Следовательно, доля Н II-областей, связанных с молекулярными облаками, должна быть заметно больше 80%.

Как было отмечено выше, имеется и вторая причина отсутствия ассоциированного CO-излучения у оптических Н II-областей. Именно, в некоторых случаях, отсутствие ассоциированного CO-излучения у оптической Н II-области может быть обусловлено тем, что соответствующая Н II-область возбуждается ОВ-звездами — «беглецами» из своего «материнского» молекулярного облака (Н II-области).

В пользу такого объяснения в этих случаях можно привести следующий примечательный результат. Согласно исследованию Круз-Гонзалес и др. [5], средний радиальный компонент пекулярных скоростей и среднее расстояние от плоскости симметрии Галактики (z -координата) для ОВ-звезд, находящихся внутри плотных Н II-областей, значительно меньше (14.6 км с^{-1} и 54 пк, соответственно), чем для ОВ-звезд, расположенных вне плотных Н II-областей (22.9 км с^{-1} и 108 пк, соответственно). Этот наблюдательный факт может быть просто объяснен как следствие того, что О-звезды (следует думать, что вообще все звезды, возбуждающие Н II-области), наблюдаемые вне плотных Н II-областей, являются выходцами из первоначально связанных с ними («материнских») Н II-областей.

Отметим далее, что в пользу представления о том, что некоторые Н II-области возбуждаются ОВ-звездами, уже вышедшими из мест своего формирования, свидетельствует также другой результат, полученный в той же работе Круз-Гонзалес и др. [5]. Оказывается, что более 20% О-звезд удаляются от областей своего формирования благодаря большим пространственным скоростям движения (звезды-«беглецы»). Очевидно, имеются основания считать, что этот результат, характеризующий большую дисперсию скоростей образующихся в ассоциациях звезд, относится не только к О-звездам.

Конечно, не все быстролетающие ОВ-звезды должны находиться в настоящее время вне «материнских» Н II-областей. В зависимости от своего возраста и пекулярной скорости некоторые из них могут еще находиться в них. В этих случаях соответствующие звезды и возбуждаемые ими Н II-области должны быть связаны с молекулярными облаками.

Некоторым подтверждением сказанного могут служить данные об О-звездах-«беглецах», ассоциированных и не ассоциированных с СО-облаками.

Из 72 О-звезд-«беглецов» из каталога Круз-Гонзалес и др. [5] 37 связаны с оптическими Н II-областями, включенными в список Шарплесса [3]. Согласно обзору Блитца и Штарка [2], 15 из этих Н II-областей ассоциированы, 3 — вероятно ассоциированы с молекулярными облаками СО, а одна является остатком сверхновой*. Остальные 18 оптических Н II-областей не ассоциированы с СО-облаками.

После исключения из рассмотрения остатка сверхновой и Н II-области, возбуждаемой О-звездой № 460 из каталога [3], у которой z -координата очень большая (1530 пк) для Н II-областей, ассоциированных и не ассоциированных с СО-облаками, мы вычислили среднюю пекулярную радиальную скорость — V_{rp} и z -координату (абсолютные величины), которые представлены в табл. 3 (во втором ее столбце приводятся числа Н II-областей — n).

Таблица 3

СРЕДНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ О-ЗВЕЗД-«БЕГЛЕЦОВ», ВОЗБУЖДАЮЩИХ Н II-ОБЛАСТИ, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО РАБОТЕ КРУЗ-ГОНЗАЛЕС И ДР. [5]

Н II-области	n	$ V_{rp} $	$ z $ (пк)
Ассоциированы или вероятно ассоциированы с СО	18	79.6	43.9
Не ассоциированы с СО или ассоциирование сомнительное и невероятное	17	211.7	56.5

Данные табл. 3 можно рассматривать как подтверждение вышеуказанного допущения о пространственном распределении О-звезд-«беглецов» относительно молекулярных облаков.

С рассматриваемой точки зрения представляет определенный интерес наличие ассоциированного СО-излучения в зависимости от расположения оптической Н II-области относительно плоскости симметрии Галактики. Соответствующие данные представлены в табл. 4, где для каждой группы оптических Н II-областей отдельно приведены средняя z -координата и средняя галактическая широта — b (абсолютные величины). В скобках рядом с этими величинами указано число Н II-областей, для которых были выполнены вычисления.

Данные, относящиеся к z -координате, показывают, что Н II-области, не ассоциированные с СО-облаками, являются объектами, находящимися, в среднем, значительно дальше от плоскости симметрии Галактики, чем

* Возможно также, что некоторые из наблюдаемых Н II-областей, не показавших СО-излучения, могут оказаться планетарными туманностями.

остальные Н II-области. Это подтверждается и данными о средней галактической широте b исследованных Н II-областей, относящихся к большему числу объектов.

Таблица 4

АССОЦИИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ Н II-ОБЛАСТЕЙ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ ОБЛАКАМИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ РАСПОЛОЖЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ ГАЛАКТИКИ, СОГЛАСНО ОБЗОРУ БЛИТЦА И ШТАРКА [2]

Н II-области	$ z $ (пк)	$ b $
Ассоциированы с СО	78.6 (122)	4.3 ⁰ (194)
Вероятно ассоциированы с СО	63.2 (12)	1.5 (26)
Сомнительное и невероятное ассоциирование с СО	37.2 (11)	3.6 (30)
Не ассоциированы с СО	188.3 (10)	9.2 (38)

Следовательно, указанный результат является дополнительным подтверждением представления о том, что среди оптических Н II-областей, не ассоциированных с СО-облаками, действительно, имеются Н II-области, возбуждаемые ОВ-звездами-«беглецами» из «материнских» молекулярных облаков.

Естественно, возникает вопрос об относительной эффективности двух рассмотренных выше причин: наблюдательной селекции и возбуждения оптических Н II-областей ОВ-звездами-беглецами, вследствие которых может быть отсутствие ассоциированного СО-излучения (молекулярные облака) у небольшой части Н II-областей.

Используя данные табл. 2 и 4, можно грубо оценить отношение чисел оптических Н II-областей, из обзора Блитца и Штарка [2], отсутствие у которых ассоциированного СО-излучения можно объяснить соответствующими причинами. Оказывается, что это отношение приблизительно равно 3, то есть наблюдательная селекция — значительно более эффективная причина.

Отметим, наконец, что о тесной связи оптических Н II-областей с молекулярными облаками свидетельствуют и данные, полученные Фичем, Трефферсом и Блитцом [6] об относительных скоростях ионизованного газа в Н II-областях и нейтрального газа в ассоциированных с ними молекулярных облаках. Согласно этим данным, для 151 оптической Н II-области нашей Галактики, ассоциированной с молекулярными СО-облаками, средняя разность скоростей составляет всего 1.4 ± 0.4 км с⁻¹ с дисперсией 4.6 км с⁻¹. Вместе с тем, они указывают на то, что основная масса ионизованного газа в большинстве исследованных Н II-областей стекает из ассоциированных с ними молекулярных облаков со скоростями 5—10 км с⁻¹.

Таким образом, рассмотренные выше наблюдательные данные дают веские основания заключить, что существует тесная связь между оптическими H II-областями и молекулярными облаками: каждая H II-область связана в настоящее время или была связана в период своего формирования с молекулярными облаками.

Следует отметить, однако, что для рассмотрения обратной задачи о том, все ли молекулярные облака связаны с оптическими H II-областями, имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные далеко недостаточны. В пользу положительного ответа на этот вопрос можно лишь отметить, что в большинстве из отдельных исследованных случаев такая связь имеет место, а анализ радионаблюдений в линии CO ($J = 1-0$), выполненный Ковном, Конгом и Таддеусом [7], показал, что молекулярные облака, как и H II-области, распределяются в спиральных рукавах Галактики.

Наблюдательный факт связи H II-областей с молекулярными облаками, в свете генетической связи большинства H II-областей с возбуждающими их OB-звездами, составляющими характерное население OB-ассоциаций, в свою очередь, может быть рассмотрен как свидетельство в пользу того, что молекулярные облака являются составной частью звездных ассоциаций.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE CONNECTION OF HII-REGIONS WITH MOLECULAR CLOUDS OF GALAXY

L. V. MIRZOYAN, V. V. AMBARIAN

The results of the radio observations of optical HII-regions in CO-line ($J = 1-0$) are discussed. The arguments are given which testify the genetic connection of HII-regions with molecular clouds. It has been shown that the absence of the associated CO-emission in some HII-regions can be explained as a consequence of either observational selection (low surface brightness) or the fact that the corresponding HII-regions are excited by OB-stars which have already left their "placental" molecular clouds. The genetic connection of optical HII-regions with molecular clouds can be considered as an evidence in favour of the idea that the molecular clouds are components of stellar associations.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. *Ambartsumian*, Discours Introductif au Symposium sur l'Evolution des Etoiles, Transactions of the IAU, Vol. 8, ed. P. Th. Oosterhoff, University Press, Cambridge, 1954, p. 665.
2. L. *Blitz*, A. A. *Stark*, Regions of Recent Star Formation, eds. R. S. Roger, P. E. Dewney, Reidel, Dordrecht-Boston-London, 1982, p. 251.
3. S. *Sharpless*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 257, 1959.
4. M. *Felli*, E. *Churchwell*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 5, 369, 1972.
5. C. *Cruz-Gonzalez*, E. *Recillas-Cruz*, R. *Costero*, M. *Peimbert*, S. *Torres-Peimbert*, *Rev. Mex. Astron. y Astrophys.*, 1, 211, 1974.
6. M. *Fich*, R. R. *Treffers*, L. *Blitz*, Regions of Recent Star Formation, eds. R. S. Roger, P. E. Dewney, Reidel, Dordrecht-Boston-London, 1982, p. 201.
7. R. S. *Cohen*, H. *Cong*, T. M. *Thaddeus*, *Astrophys. J.*, 239, L. 53, 1980.

УДК: 524.338.3

СВОЙСТВА ХОЛОДНЫХ КОМПОНЕНТОВ
СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗДЛ. ЛУУД, Л. ЛЕЭДЯРВ
Поступила 17 октября 1985

Методом Блэквелла—Шаллиса по данным инфракрасной фотометрии определены основные физические параметры холодных компонентов симбиотических звезд и красных гигантов сравнения. Найдено, что холодные компоненты симбиотических звезд не отличаются от нормальных красных гигантов асимптотической ветви. Массы холодных компонентов симбиотических звезд близки к $3 M_{\odot}$. Красные компоненты симбиотических звезд не заполняют их полости Роша. Среди холодных компонентов симбиотических звезд примерно в 10 раз больше углеродных звезд, чем среди красных гигантов в окрестностях Солнца.

1. *Введение.* Симбиотические звезды являются весьма интересным классом звезд, спектры которых имеют признаки холодных гигантов и разного типа горячих источников излучения. В спектрах симбиотических звезд наблюдаются одновременно молекулярные полосы поглощения (в основном TiO) и яркие эмиссионные линии. Распределение энергии почти во всех случаях можно представить суммой излучения четырех составляющих: холодного гиганта, горячей звезды, газа и пыли. Спектр и яркость почти всех объектов являются переменными. Симбиотические звезды обычно считают двойными, однако некоторые авторы пытаются объяснить симбиотический спектр и процессами в одной пекулярной звезде. По лучевым скоростям или по фотометрическим данным установлена двойственность примерно 10 симбиотических звезд, и, по всей вероятности, все симбиотические звезды нужно считать двойными.

Настоящей статьей мы начинаем серию публикаций, посвященных общим свойствам симбиотических звезд. Мы принимаем рабочую гипотезу, что все симбиотические звезды состоят из красного гиганта и горячего компонента, которым может быть вырожденный ОС-карлик, горячий субкарлик или звезда около главной последовательности. Газ и пыль в системе существуют вследствие истечения вещества из одной звезды, в большинстве случаев холодной. В нашей трактовке симбиотические звезды по-

являются на некотором этапе развития пар звезд с начальными массами менее $8 M_{\odot}$ и с подходящим расстоянием компонентов. И так к симбиотическим звездам относятся и повторные новые (например, Т СгВ и RR Tel), холодные компоненты которых являются красными гигантами. Отметим, что такую же модель симбиотических звезд приняли Кенион и Веббинк [1] при исследовании их спектра в области длин волн от 0.1 до 3.5 мкм методом синтетического спектра. Указанным авторам удалось получить феноменологические модели 17 объектов из 20 исследованных.

Из компонентов симбиотических звезд наиболее стабильны красные гиганты, хотя и среди них наблюдаются полуправильные переменные и мириды. Холодные компоненты симбиотических звезд и повторных новых исследованы Алленом [2], который пришел к выводу, что они являются нормальными М-гигантами и миридами. В данном исследовании мы имеем другой подход и в основном касаемся вопросов, не затронутых Алленом.

Начнем с рассмотрения основных характеристик холодных компонентов симбиотических звезд, поскольку они имеют наибольшую стабильность среди компонентов симбиотических звезд и почти все симбиотические звезды в спектральном диапазоне от 0.7 до 2.2 мкм имеют спектры холодных гигантов, незначительно искаженные излучением других составляющих. При этом мы допускаем, что все холодные компоненты (а также нормальные красные гиганты, которые исследованы для сравнения) имеют атмосферы, излучение которых описывается моделями Цудзи [3].

2. *Определение основных физических параметров холодных компонентов методом Блэквелла—Шаллиса.* В настоящее время имеется основание сомневаться в целесообразности применения абсолютных средних звездных величин и других средних характеристик красных гигантов при анализе конкретных объектов. Причина этого — внутренняя дисперсия названных величин. Эволюционные треки красных гигантов расположены на диаграмме Герцшпрунга—Рессела почти вертикально и это, естественно, допускает очень большой диапазон светимостей при одинаковой температуре. Поэтому мы применяем самостоятельные определения, опирающиеся на наблюдения инфракрасных потоков и на модели Цудзи [3].

Метод Блэквелла—Шаллиса [4] позволяет, если известны наблюдаемый и излучаемый потоки, а также расстояние до звезды, по нижеприводимым формулам найти нужные параметры:

$$\theta = 2 \sqrt{F_{E,\lambda} / F_{S,\lambda}},$$

$$R = d \sqrt{F_{E,\lambda} / F_{S,\lambda}},$$

$$L = 4\pi d^2 \int_0^{\infty} F_{E,\lambda} d\lambda = 4\pi d^2 F_E$$

ли

$$T_{\text{эфф.}} = \sqrt[4]{\frac{F_E}{\sigma \theta^2}},$$

где θ — угловой диаметр звезды, F_E и $F_{E,\lambda}$ — соответственно полный и монохроматический потоки излучения звезды у Земли, $F_{S,\lambda}$ — монохроматический поток излучения у поверхности звезды, R — радиус звезды, d — расстояние до звезды; остальные обозначения общепринятые.

Входящие в вышеприведенные формулы величины известны для многих симбиотических звезд. Метод нахождения потока F_E требует некоторого объяснения. Потоки на эффективных длинах волн системы *JHKL* (и иногда *M*) были вычислены по фотометрическим данным, а экстраполяция распределения энергии для остальных длин волн была проведена согласно моделям Цудзи. Потоки в полосах *UBV* сильно искажены излучением горячего компонента; в полосах *R* и *I* (хотя и здесь искажения существенны) очень мало наблюдений и поэтому эти фотометрические полосы не использовались. Пример такого определения потока показан на рис. 1.

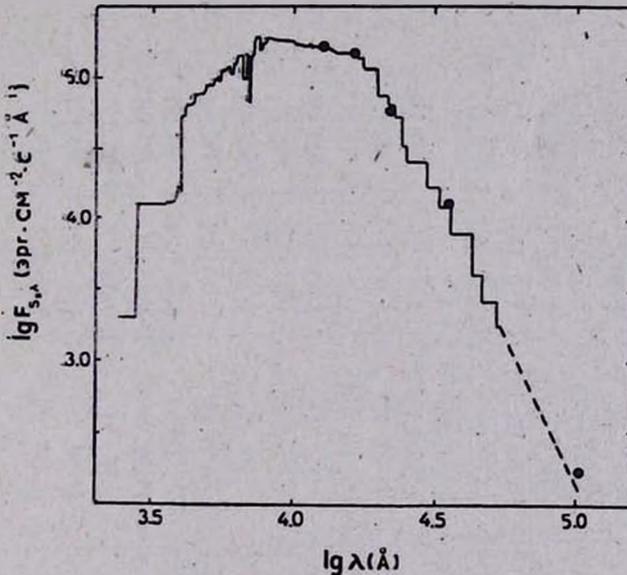


Рис. 1. Распределение энергии в спектре AG Peg, аппроксимированное моделью Цудзи (G1/3600/0.5/3).

В табл. 1 приведены использованные нами данные с указанием литературного источника, а также определенные нами значения отмеченных

Объект	Источники ИК-фотометрии	d (кпк)	Sp
1	2	3	4
EG And	[5—7]	0.34	M2 [5]
AX Per	[5, 7—9]	2.7 [9]	M5 [5]
UV Aur	[5, 7, 10]	1.35 [11]	N [5]
RX Pup (max)	[5, 6, 12, 13]	1.0 [14]	M5 [5]
(med)			
(min)			
SY Mus	[5, 12]	1.0	M2 [5]
RW Hya	[5—7, 12]	1.0 [17]	M2 [5]
TX CVn	[7, 15, 16]	1.1 [15]	K5 [15]
T CrB	[5, 7]	1.35 [17]	M3 [5]
AG Dra	[5, 7, 9, 19]	1.2 [9]	K3 [9]
RS Oph	[5—8]	1.3	M0 [5]
AS 296	[5, 7, 20]	2.2 [20]	M5 [5]
AR Pav	[5]	3.8 [21]	M3 [5]
BF Cyg	[5—9, 19]	4.2 [9]	M5 [5]
CH Cyg	[5—9]	0.33 [29]	M6 [5]
CI Cyg	[5—8, 19]	1.6 [19]	M5 [5]
RR Tel (max)	[5, 12, 23]	3.6 [23]	M5 [5]
(med)			
(min)			
PU Vul	[24, 25]	5.1 [25]	M5 [25]

Таблица 1

R/R_{\odot}	$\lg L/L_{\odot}$	$T_{\text{эфф.}} \text{ (K)}$	$M (M_{\odot}/\text{год})$	M_V	Примечания
5	6	7	8	9	10
58	2.89	4004	$3.0 \cdot 10^{-8}$	-0.96	1
153	3.46	3432	$3.4 \cdot 10^{-7}$	-0.68	2
338	4.13	3395	$2.1 \cdot 10^{-6}$	-1.40	3
282	3.76	3004		-1.43	
210	3.54	2882	$2.9 \cdot 10^{-7}$	-0.88	
138	3.03	2759		0.35	
76	3.01	3745	$3.0 \cdot 10^{-8}$	-1.25	1
70	2.93	3726	$2.7 \cdot 10^{-8}$	-1.6	
32	2.37	3967	$7.4 \cdot 10^{-9}$	-0.03	2
90	3.12	3656	$5.9 \cdot 10^{-9}$	-1.17	
38	2.60	4192	$9.1 \cdot 10^{-9}$	-1.09	
41	2.51	3849	$9.1 \cdot 10^{-9}$	-0.32	1
202	3.69	3404	$4.3 \cdot 10^{-7}$	-1.26	2
94	3.12	3696	$5.6 \cdot 10^{-8}$	-1.17	
168	3.53	3399	$3.5 \cdot 10^{-7}$	-0.86	
384	3.94	2865	$6.0 \cdot 10^{-7}$	-0.93	
153	3.45	3406	$3.3 \cdot 10^{-7}$	-0.66	
490	4.30	3100		-2.78	
404	4.11	2961	$5.7 \cdot 10^{-7}$	-2.30	
318	3.76	2822		-1.43	
226	3.79	3399	$8.3 \cdot 10^{-8}$	-1.50	4

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
V 1329 Cyg	[5]	4.8	M4 [5]	141	3.38	3404	$1.3 \cdot 10^{-7}$	-1.21	2
AG Peg	[5-8, 12]	0.5 [18]	M3 [5]	54	2.65	3623	$3.3 \cdot 10^{-8}$	-0.92	
Z And	[5-8, 10, 19, 26, 27]	1.2 [27]	M2 [5]	77	3.02	3751	$3.0 \cdot 10^{-8}$	-1.28	
R Aqr (max)	[5, 7, 28]	0.33 [28]	M7 [5]	480	4.15	2884	$2.3 \cdot 10^{-6}$	-0.62:	
(med)				415	3.99	2768		-0.22:	
(min)				350	3.73	2651		0.42:	
o Cet	[29]	0.077 [30]	M6 [29]	274	3.69	2956	$5.4 \cdot 10^{-7}$	-0.31	
				217	3.52	2813		+0.12	
				159	3.27	2670		+0.84	

Примечания.

1. Расстояние определено с использованием значения $E(B-V)$ и межзвездного поглощения по Шарову [34].
2. Расстояние определено при предположении, что поток излучения на 2.2 мкм соответствует модели Цудан.
3. Углеродная звезда, определения по моделям Цудан весьма грубые.
4. Используются фотометрические данные в минимуме блеска.

выше параметров. Там же приведены и абсолютные визуальные звездные величины, вычисленные по формуле

$$M_V = -2.5 \lg L/L_{\odot} + 4.75 - B. C.,$$

где $B. C.$ — болометрическая поправка. В расчетах $B. C.$ использовалась согласно [31]. Не обнаружено четкой корреляции между M_V и спектральным классом. В среднем M_V для красных компонентов симбиотических звезд -1.00 ± 0.51 . Этот результат сравним со значениями M_V для красных гигантов по Миками и Хек [32].

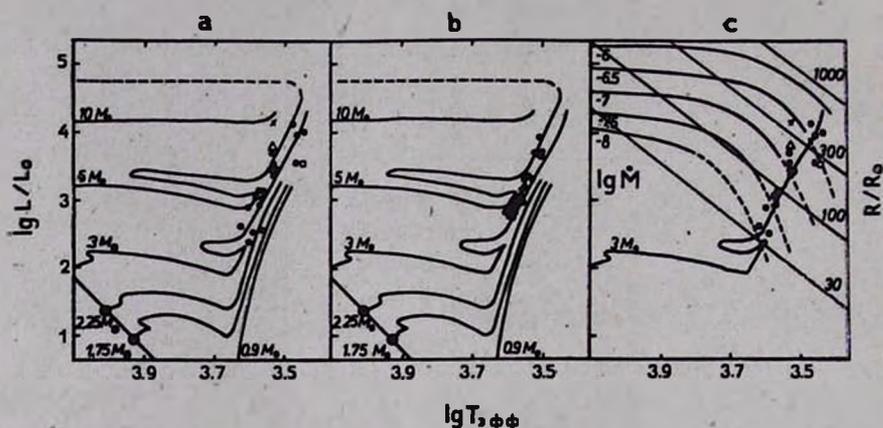


Рис. 2. а — Диаграмма Герцшпрунга—Рессела для холодных компонентов симбиотических звезд; б — то же для нормальных гигантов; в — диаграмма Герцшпрунга—Рессела с холодными компонентами симбиотических звезд с указанием радиусов и потерей массы. X — углеродная звезда UV Aur; Δ — PU Vul и \square — o Cet.

На рис. 2а показаны положения красных компонентов симбиотических звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Теоретические эволюционные треки даны по работе Ибена и Тутукова [33].

По мнению авторов данной статьи, из исходных данных с наименьшей точностью определены расстояния. По возможности всегда использовались расстояния, полученные специально для данного объекта. Если были доступны величины избытка цвета $E(B-V)$, использовались таблицы Шарова о распределении поглощающего вещества [34]. При наличии лишь фотометрических данных считалось, что при $\lambda = 2.2$ мкм звезда излучает согласно модели Цудзи и межзвездное поглощение на этой длине волны нулевое. Поскольку согласно средней зависимости межзвездного поглощения от длины волны по [35] $\Delta K = 0.26 E(B-V)$, ошибка в расстоянии может в некоторых случаях достигать 20%.

С целью проверки нашей методики, на основе однородного фотометрического материала, нами было проведено такое же исследование группы

красных гигантов из каталога Пехка и Тувикене [36]. В данном случае было проведено и сравнение расстояний по тригонометрическим параллаксам и по моделям Цудзи. Выяснилось, что по моделям Цудзи расстояния получаются в среднем в 2 раза большими, однако в некоторых случаях тригонометрические расстояния даже в 10 раз больше фотометрических. Видимо, тригонометрические параллаксы красных гигантов при больших расстояниях неточны, и мы пользовались величинами, полученными по данным инфракрасной фотометрии. Однако расстояния симбиотических звезд изучены более тщательно с учетом индивидуальностей объекта, поэтому мы имеем основание считать, что они определены довольно точно. По всей вероятности, расстояния можно будет определить с нужной точностью только после полета спутника ГИППАРХ. Но и тогда открытым останется вопрос о величине и природе $E(B-V)$.

Из рис. 2а следует, что все изученные красные компоненты симбиотических звезд находятся на асимптотической ветви красных гигантов, где у звезды уже возникло СО-ядро. Отметим, что такие звезды по спектроскопическим критериям должны быть сверхгигантами II класса светимости и желательно провести тщательный пересмотр спектральной классификации холодных компонентов симбиотических звезд на основе однородного спектрального материала. Однако нужно отметить, что задача очень сложная из-за вуалирования M -спектра излучением других компонентов. Положения холодных гигантов компонентов симбиотических звезд образуют зону, совпадающую с зоной положений треков красных гигантов больших масс ($8 M_{\odot} > M_{\text{симб.}} > 2 M_{\odot}$). Однако эти треки смещаются по абсциссам в зависимости от принятых в расчетах параметров (длина пути перемешивания и химический состав) и поэтому не могут быть применены для определения масс.

Для иллюстрации на рис. 2b показаны положения на диаграмме Герцшпрунга—Рессела звезд сравнения, обладающих такими же свойствами.

Методом Блэквелла—Шаллиса получены также радиусы симбиотических звезд, которые тоже приведены в табл. 1. По рис. 2с можно заключить, что они находятся в пределах 30—300 R_{\odot} .

Для сравнения светимостей, температур и радиусов холодных компонентов симбиотических звезд с теми же параметрами красных гигантов поля в табл. 2 приведены средние для спектрального класса светимости, радиусы и температуры.

Средние отношения светимостей, температур и радиусов холодных компонентов симбиотических звезд к соответствующим параметрам гигантов поля следующие:

$$\lg L_{\text{симб.}} / \lg L_{GM} = 0.98 \pm 0.02,$$

$$T_{\text{симб.}} / T_{GM} = 1.00 \pm 0.03,$$

$$R_{\text{симб.}}/R_{\text{гМ}} = 0.96 \pm 0.13.$$

Следовательно, по фундаментальным параметрам, определенным методом Блэквелла—Шаллиса, холодные компоненты симбиотических звезд не отличаются от красных гигантов поля.

Таблица 2

Sp	$\lg L/L_{\odot}$		$T_{\text{эфф.}}$		R/R_{\odot}	
	симбиотические	звезды поля	симбиотические	звезды поля	симбиотические	звезды поля
M0	2.51	2.79	3849	3925	41	54
M1	—	2.85	—	3858	—	60
M2	2.90	2.97	3806	3713	70	74
M3	3.12	3.18	3658	3610	79	100
M4	3.38	3.31	3404	3495	141	141
M5	3.64	3.66	3310	3297	211	209
M6	3.94	3.93	2865	3243	384	295

3. *Динамические массы холодных компонентов симбиотических звезд.* По имеющимся спектроскопическим элементам орбиты определены массы около 10 симбиотических звезд. Из табл. 3 следует, что за исключением одной звезды — V 1329 Cyg — масса холодного компонента находится в пределах $2.5 - 4 M_{\odot}$. Такую же массу имеет и холодный компонент \circ Cet. Отметим, что визуальную двойную \circ Cet следует рассматривать как предельный случай симбиотической звезды и эту звезду необходимо всесторонне изучить. Видимо, \circ Cet откроет одну из возможностей детализовать модели симбиотических звезд, особенно процесс аккреции.

Что касается V 1329 Cyg, то тут, видимо, следует более тщательно проанализировать механизм возникновения эмиссионных линий. С большой вероятностью амплитуда кривой лучевых скоростей отражает не орбитальное движение, а его суперпозицию со скоростью струи, в которой формируются эмиссионные линии высокого возбуждения.

4. *Скорости потери массы холодными компонентами симбиотических звезд.* Для разработки моделей симбиотических звезд весьма важно знать скорости потери массы холодными компонентами, поскольку нужно предположить, что потерянное холодной звездой вещество аккрецируется на горячий компонент и таким образом создает явление симбиотических звезд. Мы будем обсуждать лишь среднюю потерю массы холодными компонентами, а не ее аккрецию горячим компонентом.

Потеря массы из наблюдений известна лишь для двух звезд — R Aqr [46—48] и \circ Cet [46, 47]. Полученные значения равны соответ-

ственно $2 \cdot 10^{-7}$ и $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Сравним эти данные с обширным эмпирическим исследованием де Ягера и др. [49], где на основе почти полной компиляции наблюдательных данных найдена интерполяционная формула для определения \dot{M} по L и $T_{\text{эф}}$. Для обеих звезд эта интерполяционная формула дает для \dot{M} несколько завышенные величины. Однако в работе [49] шкала эффективных температур для холодных звезд, видимо,

Таблица 3

Звезда	M/M_{\odot}		Источник
	холодный компонент	горячий компонент	
CH Cyg	2.7	1.4	Лууд и Томов [37]
T CrB	2.9	2.1	Крафт [38]
CI Cyg	2.4	3.4	Иджина [39]
AR Pav	2.5	1.2	Такери и Хачингс [40]
AG Peg	3-4	/	Хачингс и др. [41]
BF Cyg	3	/	Боярчук [42]
RW Hya	3	/	Кафатос и др. [17]
R Aqr	3	/	Матей и Аллен [43]
V 1329 Cyg	25	/	Григар и др. [44]
ζ Cet	2.5	/	Ферни и Брукер [45]

Примечание. Курсивом даны предвзятые массы горячего компонента.

несколько занижена. Учитывая, что светимости, температуры и радиусы холодных компонентов симбиотических звезд не отличаются от таковых для одиночных звезд, можно и их потери масс считать такими же, как у нормальных звезд. Из рис. 2с, где на диаграмме $\lg L/L_{\odot} - \lg T_{\text{эф}}$ показаны холодные компоненты симбиотических звезд, следует, что потеря массы зависит от спектрального класса и меняется от $\dot{M} \approx 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ у ранних подклассов M до $\dot{M} \approx 6 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ у поздних подклассов.

Часто для определения скорости потери массы красными гигантами пользуются формулой Реймерса [50]

$$\dot{M} = -4 \cdot 10^{-13} \eta \frac{L}{gR},$$

где η — параметр порядка единицы (в наших расчетах принято $\eta = 1$), а светимость L , эффективное ускорение силы тяжести g и радиус звезды R даны в солнечных единицах. Вычисленные для симбиотических звезд величины \dot{M} приведены в табл. 1 и согласуются с вышеизложенным.

Учитывая, что в симбиотических звездах аккрецируется только доля потерянной красным гигантом массы, этот результат не согласуется с предположением, что для возникновения симбиотических звезд требуется скорость аккреции $\sim 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ [51, 52]. Следовательно, механизм образования наблюдаемых в симбиотических звездах явлений требует уточнения, кажется, нужно тщательно проанализировать возникновение сверхветра или возможное аккумулярование вещества в полости Роша с последующим мощным импульсом перетекания. Не исключено, что в некоторых случаях такой процесс происходит в периастроне сильно эллиптической орбиты.

5. *Сравнение радиусов холодных компонентов симбиотических звезд с радиусами их полостей Роша.* Одной из проблем, связанных с возникновением направленной аккреции в двойных системах, является наполнение полости Роша звезды-донора вещества. Хотя при наличии звездного ветра заполнение полостей Роша отнюдь не является необходимым условием существования перетекания, можно ожидать, что радиус звезды должен равняться примерно половине радиуса полости Роша [53].

Радиусы полостей Роша рассчитывались следующим образом. Сперва по закону Кеплера в круговом приближении были рассчитаны большие полуоси орбит. Они были взяты за расстояния компонентов и с помощью таблиц Плавеца и Кратохвила [60] были определены размеры полости Роша. Конечно, это приближение неточное, но оно позволяет сравнительно хорошо проводить оценки в первом приближении, если различие масс компонентов не очень большое.

Нам известны периоды орбитального движения для ряда симбиотических звезд [38—45, 54—59]. На рис. 3 нанесены точки, представляющие холодные компоненты симбиотических звезд с известными периодами.

Очевидно, что радиусы холодных компонентов всегда меньше радиусов полостей Роша, а во многих случаях приближаются к половине значения последних. Видимо, из этого следует, что нужно исследовать несколько типов аккреционного механизма и что не во всех симбиотических звездах существует дисковая аккреция.

Еще одно свойство симбиотических звезд следует из рис. 3. Не известны симбиотические звезды с периодами между 1000 и 5000 дней. Это, по всей вероятности, результат селекции, поскольку очень трудно обнаружить периоды лучевых скоростей > 1000 дней. Для CN Cyg и R Aqr это удалось лишь благодаря большой яркости и активному поведению этих объектов.

6. *Распределение холодных компонентов симбиотических звезд по спектральным классам.* Распределение холодных компонентов симбиотических звезд по спектральным классам согласно [5] показано на рис. 4.

Основное свойство, следующее из рис. 4 — сильное увеличение количества симбиотических звезд в поздних подклассах М, несмотря на уменьшение

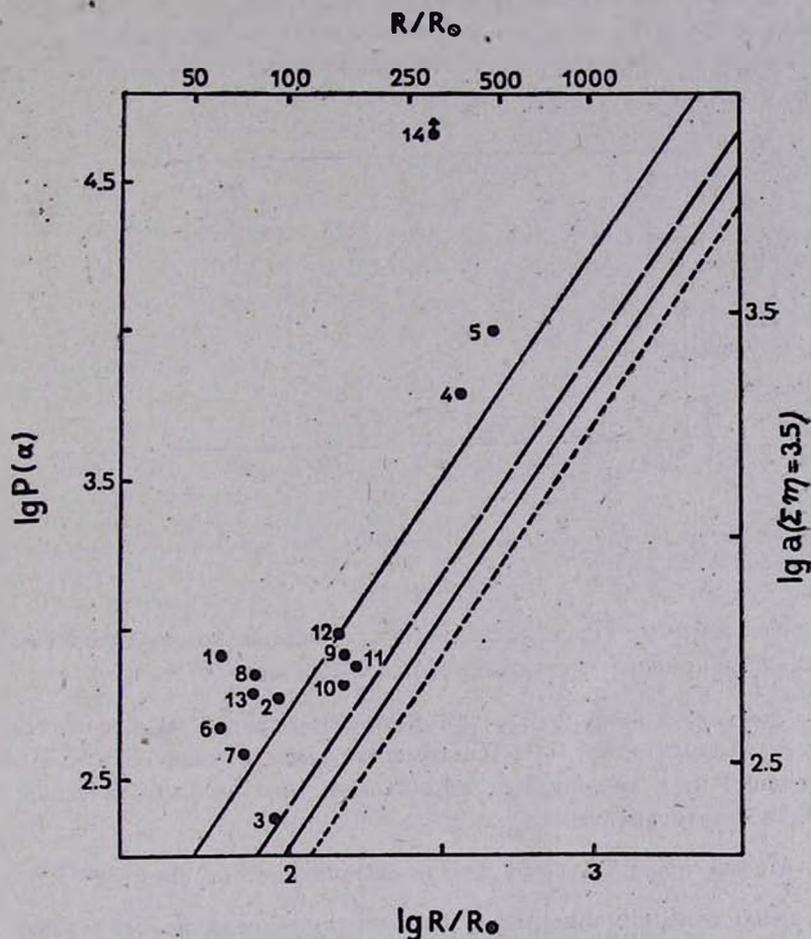


Рис. 3. Сопоставление орбитального периода и радиуса холодных компонентов симбиотических звезд. — — — радиус полости Роша в случае круговой орбиты при $\Sigma M = 3.5$ и $q = 0.4$; - - - то же при $\Sigma M = 2.5$ и $q = 0.66$; - · - · - то же при $\Sigma M = 5$ и $q = 0.25$; — — — половина радиуса полости Роша при $\Sigma M = 3.5$ и $q = 0.4$; 1—AG Peg, 2—AR Pav, 3—T CrB, 4—CH Cyg, 5—R Aqr, 6—EG And, 7—RW Hya, 8—Z And, 9—CI Cyg, 10—AX Per, 11—BF Cyg, 12—V 1329 Cyg, 13—SY Mus и 14—c Cet.

общего количества звезд в этих подклассах. Причина этого явления очевидна — с увеличением радиуса и годовой потери массы повышается вероятность перетекания вещества и формирования аккреционного диска.

Среди холодных компонентов симбиотических звезд отношение числа углеродных звезд к числу гигантов спектральных классов M5 и позднее равно величине 0.08, что почти в 10 раз выше, чем это отношение в окрестностях Солнца [61]. Видимо, это объясняется несколько большими потерями массы углеродных звезд, что способствует образованию симбиотического спектра.

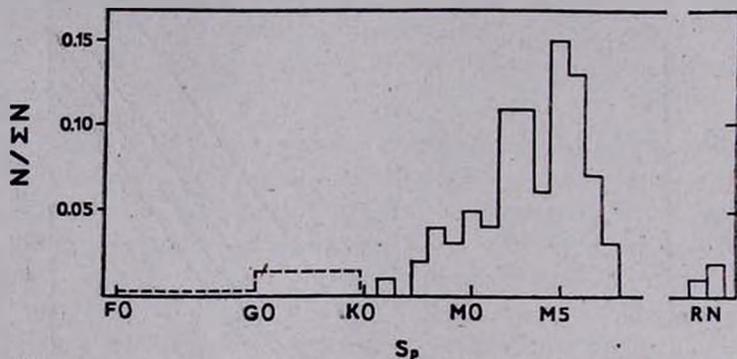


Рис. 4. Распределение холодных компонентов симбиотических звезд по спектральным классам.

7. *Заключение.* Наше исследование холодных компонентов симбиотических звезд привело к следующим основным результатам.

1. Холодные компоненты симбиотических звезд по своим основным физическим характеристикам (светимости, температуры, радиусы, годовые потери масс) не отличаются от нормальных звезд асимптотической последовательности гигантов.

2. Массы холодных компонентов симбиотических звезд $\sim 3 M_{\odot}$.

3. Холодные компоненты симбиотических звезд не заполняют своей полости Роша.

4. Среди холодных компонентов симбиотических звезд аномально много углеродных звезд.

Авторы выражают глубокую признательность П. Траату, А. В. Тутукову, У. Уусу и А. Сапару за ценные обсуждения в ходе работы, а также А. Линнас, Л. Кивиранд и Т. Пехк за большую помощь при оформлении статьи.

Институт астрофизики
и физики атмосферы АН ЭССР

CHARACTERISTICS OF THE COLD COMPONENTS
OF SYMBIOTIC STARS

L. LUUD, L. LEEDJÄRV

Using the Blackwell-Shallis method the luminosities, temperatures and radii for cold components of symbiotic stars and for a sample of field red giants have been determined by means of infrared photometric observations. It turned out that the cold components of symbiotic stars do not differ from the normal red giants of the asymptotic branch. The masses of cold components of symbiotic stars have been found to be close to $3 M_{\odot}$. The cold components of symbiotic stars do not fill their Roche lobes. About 10 times more carbon stars than the normal value in the vicinity of the Sun have been found among the cold components of symbiotic stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Kenyon, R. F. Webbink, *Astrophys. J.*, 279, 252, 1984.
2. D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 521, 1980.
3. T. Tsuji, *Astron. and Astrophys.*, 62, 29, 1978.
4. D. E. Blackwell, M. J. Shallis, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 180, 177, 1977.
5. D. A. Allen, IAU Coll. No. 70, *The Nature of Symbiotic Stars*, eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1982, p. 27.
6. J. P. Swings, D. A. Allen, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 84, 523, 1972.
7. S. J. Kenyon, J. S. Gallagher, *Astron. J.*, 88, 666, 1983.
8. P. Szkody, *Astrophys. J.*, 217, 140, 1977.
9. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 59, 92, 1982.
10. N. J. Woolf, *Astrophys. J.*, 185, 229, 1973.
11. D. Reimers, D. Grootte, *Astron. and Astrophys.*, 123, 257, 1983.
12. M. W. Feast, B. S. C. Robertson, R. M. Catchpole, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 179, 499, 1977.
13. P. A. Whitelock, R. M. Catchpole, M. W. Feast, G. Roberts, B. S. Carter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 363, 1983.
14. M. Klutz, O. Stmonetto, J. P. Swings, *Astron. and Astrophys.*, 66, 283, 1978.
15. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, 9, 36, 1983.
16. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 61, 510, 1984.
17. M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, R. W. Hobbs, *Astrophys. J.*, 240, 114, 1980.
18. M. Plavec, IAU Coll. No. 70, *The Nature of Symbiotic Stars*, ed. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1983, p. 231.
19. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, 9, 618, 1983.
20. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 55, 1985.
21. J. W. Renzies, I. M. Coulson, J. A. R. Caldwell, P. M. Corben, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 200, 463, 1982.
22. Л. С. Лууд, *Астрофизика*, 18, 443, 1980.
23. M. W. Feast, P. A. Whitelock, R. M. Catchpole, G. Roberts, B. S. Carter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 951, 1983.

24. S. *Bensammar*, M. *Friedjung*, S. *Assus*, *Astron. and Astrophys.*, 83, 261, 1980.
25. Т. С. *Белякина*, Р. Е. *Гершберг*, Ю. С. *Ефимов*, В. И. *Краснобабцев*, Е. П. *Пивленко*, П. П. *Петров*, И. К. *Чугаев*, В. И. *Шенаврин*, *Астрон. ж.*, 59, 302, 1982.
26. О. Г. *Таранова*, Б. Ф. *Юдин*, *Астрон. ж.*, 58, 1249, 1981.
27. A. *Altamore*, G. B. *Baratta*, A. *Cassatella*, M. *Friedjung*, O. *Riccardi*, R. *Viotti*, *Astrophys. J.*, 245, 630, 1981.
28. P. A. *Whitelock*, M. W. *Feast*, R. M. *Catchpole*, B. S. *Carter*, G. *Roberts*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 351, 1981.
29. R. D. *Gehrz*, N. J. *Wolf*, *Astrophys. J.*, 165, 285, 1971.
30. L. F. *Jonkins*, *General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes*, New Haven, Yale University Observatory, 1952.
31. В. *Страйжис*, Многоцветная фотометрия звезд, Моклас, Вильнюс, 1977.
32. T. *Mikami*, A. *Hack*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 34, 529, 1982.
33. I. *Iben Jr.*, A. V. *Tutukov*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 335, 1984.
34. А. С. *Шаров*, *Астрон. ж.*, 40, 900, 1963.
35. Л. *Лууд*, *Публ. Тартуской обсерв.*, 48, 55, 1978.
36. М. *Пехк*, Т. *Тувикиене*, Энергетические характеристики К- и М-гигантов в инфракрасной области спектра, Валгус, Таллин, 1981.
37. Л. *Лууд*, Т. *Томов*, Письма в *Астрон. ж.*, 10, 860, 1984.
38. R. P. *Kraft*, *Astrophys. J.*, 127, 625, 1958.
39. T. *Iijima*, *Astron. and Astrophys.*, 116, 210, 1982.
40. A. D. *Thackeray*, J. B. *Hutchings*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 319, 1974.
41. J. B. *Hutchings*, A. P. *Cowley*, R. O. *Redman*, *Astrophys. J.*, 201, 404, 1975.
42. А. А. *Боярчук*, *Изв. Крым. обсерв.*, 39, 124, 1968.
43. J. A. *Mattel*, J. Allen, *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, 73, 173, 1979.
44. J. *Grygar*, L. *Hric*, D. *Chochol*, A. *Mammano*, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 30, 308, 1979.
45. J. D. *Fernie*, A. A. *Brooker*, *Astrophys. J.*, 133, 1088, 1961.
46. G. R. *Knapp*, T. G. *Phillips*, R. B. *Letighton*, K.-Y. *Lo*, P. G. *Wannier*, H. A. *Wooten*, P. J. *Huggins*, *Astrophys. J.*, 252, 616, 1982.
47. D. N. *Spergel*, L. L. *Giullant*, G. R. *Knapp*, *Astrophys. J.*, 275, 330, 1983.
48. P. C. *Gregory*, E. R. *Szaquit*, *Nature*, 247, 532, 1974.
49. C. de *Jager*, H. *Nieuwenhutzen*, K. A. *van der Hucht* (in press).
50. D. *Reimers*, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 6-e ser., 8, 369, 1975.
51. А. В. *Тутуков*, Л. Р. *Юнгельсон*, *Астрофизика*, 12, 521, 1976.
52. B. *Paczynski*, B. *Rudak*, *Astron. and Astrophys.*, 82, 349, 1980.
53. Ю. П. *Коровяковский*, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 4, 11, 1972.
54. P. W. *Merrill*, *Astrophys. J.*, 112, 514, 1950.
55. R. *Smith*, *Astrophys. J.*, 237, 831, 1980.
56. P. W. *Merrill*, *Astrophys. J.*, 111, 434, 1950.
57. S. J. *Kenyon*, F. M. *Batson*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 96, 321, 1981.
58. А. А. *Боярчук*, *Астрон. ж.*, 44, 1016, 1967.
59. S. J. *Kenyon*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 94, 165, 1982.
60. M. *Plavec*, P. *Kratochvil*, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 15, 171, 1964.
61. V. M. *Blanco*, M. F. *McCarthy*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. *Iben Jr.*, A. *Renzini*, D. *Reidel*, Dordrecht, 1981, p. 147.

УДК: 524.354.6—337

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
С РАЗНЫМИ УРАВНЕНИЯМИ СОСТОЯНИЯ

Д. М. СЕДРАКЯН, А. Г. МОВСИСЯН

Поступила 1 июля 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Обусловленный эффектом увлечения сверхтекучих протонов вращающихся сверхтекучими нейтронами магнитный момент вычислен для разных звезд с использованием разных уравнений состояния. Полученные результаты порядка 10^{29} — 10^{31} Гс см³.

1. В общепринятых моделях нейтронных звезд в «pre»-фазе плотность нуклонов порядка ядерной плотности, поэтому протоны и нейтроны участвуют в сильном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию протонных и нейтронных куперовских пар и к появлению сверхпроводящего протонного и сверхтекучего нейтронного конденсатов [1]. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми-газ, обеспечивающий локальную нейтральность системы. В работе [2] было показано, что взаимодействие между протонным и нейтронным конденсатами приводит к увлечению протонов нейтронами и нейтронов протонами. Это увлечение приводит к тому, что возникшие вследствие вращения звезды нейтронные вихри несут электрический ток, создающий сильное магнитное поле. Последнее, в свою очередь, вокруг каждого нейтронного вихря генерирует плотную решетку протонных вихрей с убывающей от центра нейтронного вихря плотностью (средняя плотность порядка 10^{18} — 10^{19} см⁻²) [3, 4]. Среднее значение магнитного поля системы протонных вихрей порядка 10^{12} Гс. Как показывают расчеты, значение магнитного момента звезды лежит в пределах 10^{27} — 10^{30} Гс см³ и меняется в зависимости от центральной плотности звезды [5]. Однако в работе [5] были рассчитаны магнитные моменты лишь части возможных устойчивых сверхплотных конфигураций с центральной плотностью $\rho_c \leq 6.01 \cdot 10^{14}$ г/см³ и для уравнения состояния из [6]. Уже эти результаты (см. рис. 2, кривая а) показывают, что с ростом ρ_c магнитный момент растет, достигая величины 10^{30} Гс см³. Интересно, продолжается ли этот рост при увеличении ρ_c , и насколько по-

лученные результаты зависят от уравнения состояния вещества внутри нейтронной звезды? В настоящей работе приводятся результаты расчетов, полученные для трех уравнений состояния [6—8]. В первых двух моделях [6, 7] плотность нуклонов в «*пре*»-фазе лежит в пределах $1.26 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ — $2.08 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ и оба уравнения состояния в этих пределах не сильно различаются, только для данного значения плотности вещества в первой модели плотность нуклонов несколько выше, чем во второй. Для больших же плотностей второе уравнение более жесткое. Поскольку в [7] приведено уравнение состояния только в пределах $8.45 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 6.12 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$, то для низких плотностей («*Ас*» и «*Аеп*» фазы) было использовано уравнение состояния из работы [6]. В третьей модели [8] «*пре*»-фаза соответствует плотностям выше $2.39 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. На рис. 1 для сравнения представлены графики уравнения состояния для этой модели (сплошная линия) и первого уравнения состояния (пунктирная линия). Так как вне показанных на рисунке пределов уравнение состояния в работе [8] не вычислено, оно также было нами дополнено с использованием данных работ [6, 7].

2. Ранее нами была выведена формула для магнитной индукции системы протонных вихрей, усредненной по поперечному сечению одного нейтронного вихря [5]:

$$\bar{B} = k \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{2/3|k|}, \quad (1)$$

где $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$, λ — лондоновская длина проникновения для сверхпроводящих протонов

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi e^2 n_p^*}, \quad (2)$$

ξ — длина когерентности протонного конденсата

$$\xi = \frac{\hbar p_F}{\pi \Delta m^*}, \quad (3)$$

m и m^* — инертная и эффективная массы протона, p_F — ферми-импульс протонной жидкости, k — коэффициент увлечения протонов нейтронами

$$k = \frac{m^*}{m} - 1, \quad (4)$$

n_p^* — концентрация неувлеченных сверхтекучих протонов $n_p^* = n_p / (1 + |k|)$.

Для энергетической щели протонного конденсата Δ и эффективной массы протона m^* мы воспользовались результатами работы [9]. Приведенная в этой работе кривая аппроксимирована полиномом третьей степени

$$\Delta = a_0 + a_1 n + a_2 n^2 + a_3 n^3 \quad (5)$$

с коэффициентами $a_0 = -0.0974$, $a_1 = 10.88$, $a_2 = -41.87$, $a_3 = 47.91$. Здесь Δ выражена в МэВ, а нуклонная концентрация n — в фм^{-3} .

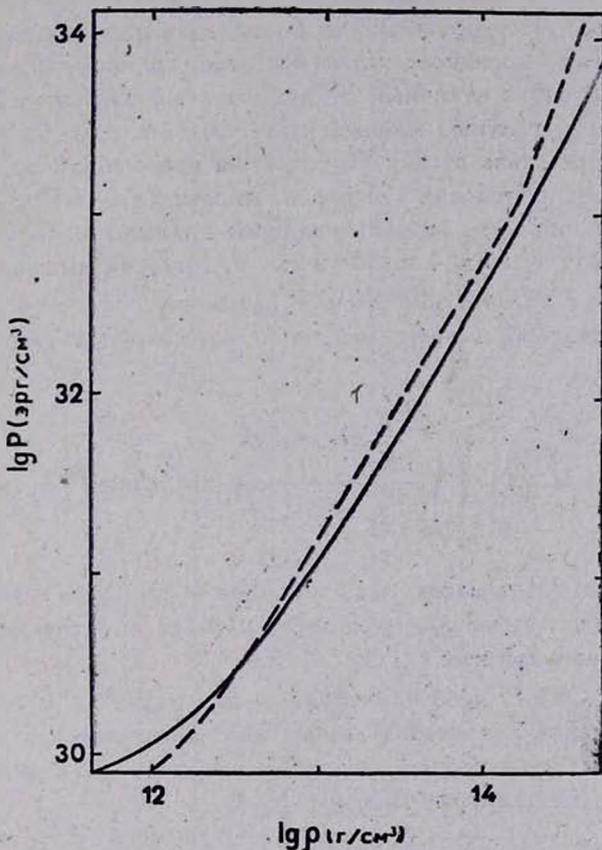


Рис. 1. Уравнения состояния работы [8] (сплошная линия) и работы [6] (пунктирная линия).

Формула (1) была получена в предположении, что сверхпроводящая протонная жидкость является сверхпроводником II рода и находится в смешанном состоянии, т. е.

$$-\lambda/\xi \gg 1, \quad (6)$$

$$H_{c1} < H_{\max} < H_{c2}, \quad (7)$$

где $H_{c1} = \Phi_0/6\pi\lambda^2$ — нижнее критическое поле для сверхпроводящих протонов [5], $H_{c2} = \Phi_0/2\pi\zeta^2$ — верхнее критическое поле [10], H_{\max} — максимальное значение магнитного поля, созданного увлеченными токами. При $H_{\max} \geq H_{c2}$ сверхпроводимость разрушается, а при $H_{\max} \leq H_{c1}$ протонные вихри не могут возникнуть. В обоих случаях формула (1) неприменима. Расчеты показывают, что для моделей, предложенных в [6, 7], условия (6) и (7) хорошо выполняются по всей «*npe*»-фазе звезды, где генерируются протонные вихри. Во внутренних же слоях, т. е. в гиперонном ядре, протонная жидкость нормальная, поэтому магнитное поле беспрепятственно проникает через вещество. По поверхности гиперонного ядра звезды течет отличный от нуля полный сверхпроводящий ток, создающий такой магнитный момент, какой был бы, если бы индукция B всюду была в ядре равна своему значению на поверхности ядра. Для модели из [8] второе из условий (7) при плотности выше $4.56 \cdot 10^{14}$ г/см³ нарушается. Таким образом, сверхпроводящим является слой с плотностями между $2.39 \cdot 10^{14}$ г/см³ и $4.56 \cdot 10^{14}$ г/см³ и, согласно вышеизложенному, для части звезды с $\rho > 4.56 \cdot 10^{14}$ г/см³ B постоянно.

Полный магнитный момент звезды M определяется следующим выражением:

$$M = \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{3}{8\pi} \bar{B}(r) r^2 dr \frac{\sin \theta d\theta d\varphi}{\left(1 - \frac{2u(r)}{r}\right)^{1/2}} \quad (8)$$

Здесь u — накопленная масса (см. ниже), r — текущее значение координаты, R — координата внешней границы «*npe*»-фазы. Коэффициент в знаменателе учитывает эффекты ОТО.

Чтобы найти $B(r)$, необходимо иметь, как видно из (1)–(5), радиальное распределение нуклонов в звезде, которое меняется в зависимости от центральной плотности. Это распределение можно получить из системы уравнений Оппенгеймера—Волкова [6]:

$$\begin{aligned} \frac{du(r)}{dr} &= 4\pi r^2 \rho(r), \\ \frac{dP(r)}{dr} &= -\frac{P(r) + \rho(r)}{r(r - 2u(r))} (u(r) + 4\pi r^2 P(r)), \\ \rho &= \rho(P), \quad \frac{dr_0}{dr} = \left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (9)$$

с граничными условиями

$$u(0) = 0, \quad P(0) = P_0, \quad P(R_0) = 0,$$

где R_0 — координатный радиус звезды, r_0 — истинный радиус, P — давление, ρ — плотность массы. Все величины выражены в единицах Оппенгеймера—Волкова.

Таблица 1

Центральная плотность (10^{14} г/см ³)	Масса звезды (M/M_{\odot})	Радиус звезды (км)	Магнитный момент (10^{30} Гс см ³)
15	1.24	11.75	1.30
12.9	1.099	11.82	1.22
11.5	0.991	11.88	1.14
10.4	0.892	11.95	1.06
9.39	0.792	12.05	0.963
8.81	0.734	12.13	0.901
8.24	0.676	12.24	0.833
7.56	0.605	12.42	0.741
7.00	0.547	12.62	0.661
6.41	0.486	12.93	0.566
6.01	0.446	13.22	0.499
5.55	0.401	13.65	0.418
5.04	0.356	14.28	0.329
4.31	0.297	15.62	0.202
4.12	0.283	16.10	0.169
3.91	0.268	16.73	0.134
3.64	0.250	17.66	0.0919
3.29	0.228	19.23	0.0468
3.09	0.217	20.38	0.0295
2.86	0.204	21.97	0.0167
2.66	0.195	23.49	0.0105
2.38	0.183	26.02	0.00529

Система уравнений (1)—(5), (8) и (9) решалась численно методом Рунге—Кутты—Фельберга на ЭВМ ЕС-1022. Результаты приведены в таблицах: для модели из [7] в табл. 1, для [8] — в табл. 2, а также представлены в графическом виде на рис. 2 (соответственно кривые β и γ), где для сравнения вычерчена также кривая α , соответствующая модели из [6]. Вычисления проделаны для всей ветви устойчивых конфигураций, за

исключением имеющих очень высокую центральную плотность, т. е. большие гиперонные ядра, толщина «пре»-фазы которых меньше 1 км. Как видно из таблиц, полученные результаты являются удовлетворительными с точки зрения соответствия теоретическим оценкам, сделанным на основе наблюдательных данных о пульсарах [11, 12]. Напомним, что последние для магнитных моментов дают значения порядка 10^{30} Гс см³. Резуль-

Таблица 2

Центральная плотность (10^{14} г/см ³)	Масса звезды (M/M_{\odot})	Радиус звезды (км)	Магнитный момент (10^{30} Гс см ³)
12.7	1.142	11.248	12.9
11.5	1.065	11.182	12.2
10.4	0.963	11.075	11.2
9.9	0.912	11.017	10.6
9.39	0.854	10.947	9.97
8.81	0.786	10.861	9.17
8.24	0.705	10.765	8.17
8.01	0.612	10.686	7.00
7.67	0.515	10.674	5.76
7.27	0.412	10.820	4.39
6.98	0.359	11.029	3.66
6.64	0.305	11.441	2.87
6.18	0.250	12.290	2.02
5.84	0.217	13.255	1.48
5.55	0.196	14.293	1.10
5.24	0.176	16.721	0.577
4.64	0.157	18.436	0.359
3.89	0.138	23.059	0.132
3.43	0.128	27.759	0.0668

гаты же наших расчетов показывают, что для разных моделей нейтронных звезд их магнитные моменты лежат в довольно широком диапазоне от 10^{27} до 10^{31} Гс см³. Заметим, что большинство нейтронных звезд (конфигурации с $\rho_c > 4 \cdot 10^{14}$ г/см³) имеют магнитные моменты в интервале 10^{29} — 10^{31} Гс см³. Примечательно, что для всех трех случаев с ростом центральной плотности магнитные моменты растут и при больших плотностях стремятся к насыщению.

Таким образом, предложенный механизм генерации магнитных полей обеспечивает для общепринятых физических моделей вращающихся ней-

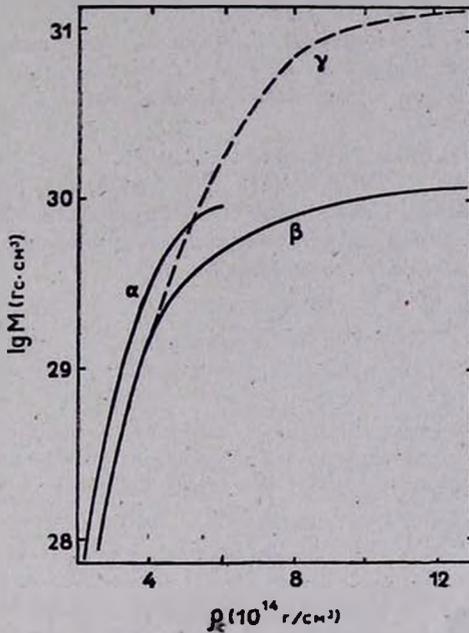


Рис. 2. Зависимость магнитного момента звезды от центральной плотности для разных уравнений состояния.

тронных звезд магнитные моменты порядка 10^{29} — 10^{31} Гс см 3 . Эти моменты параллельны оси вращения звезд и должны быть учтены при построении теории магнитосферы и излучения пульсаров.

Ереванский государственный университет

THE MAGNETIC MOMENTS OF NEUTRON STARS WITH VARIOUS EQUATIONS OF STATE

D. M. SEDRAKIAN, A. H. MOVSISSIAN

The magnetic moment generated by superfluid protons dragged by superfluid neutrons is calculated for various stars and various equations of state. The results are at the order of 10^{29} — 10^{31} Gs cm 3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Пайнс, Успехи физ. наук, 131, 479, 1980.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
3. Д. М. Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
4. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
5. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 21, 547, 1984.
6. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
7. V. R. Pandharipande, Nucl. Phys., A178, 123, 1971.
8. G. Baun, H. A. Bethe, P. Pethick, Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
9. N.-C. Chao, J. W. Clark, C.-N. Yang, Nucl. Phys., A179, 320, 1972.
10. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.
11. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
12. Ф. Г. Смит, Пульсары, Мир, М., 1979.

УДК: 524.387—54

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ
О ПОТЕРЕ ИМИ МОМЕНТА ПОСРЕДСТВОМ МАГНИТНОГО
ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

З. Т. КРАЙЧЕВА, А. В. ТУТУКОВ, Л. Р. ЮНГЕЛЬСОН

Поступила 3 мая 1985

Принята к печати 15 ноября 1985

Предложен простой метод описания эволюции полуразделенных тесных двойных систем, вторичные компоненты которых имеют вырожденные гелиевые ядра и теряют орбитальный момент посредством магнитного звездного ветра. С использованием результатов расчетов оценены исходные параметры ряда маломассивных ($M_1 + M_2 \lesssim 5 M_{\odot}$) систем типа Алголя в предположениях о консервативности и неконсервативности эволюции по орбитальному моменту. Только предположение о том, что системы с вторичными компонентами, имеющими конвективные оболочки, теряют момент, позволяет непротиворечиво воспроизвести их исходные параметры.

1. *Введение.* Расчеты эволюции тесных двойных звезд показали, что в системах малых масс типа Алголя вторичные компоненты-субгиганты, заполняющие полость Роша, если их исходная масса не превышала $\sim 2.5 M_{\odot}$, имеют вырожденные гелиевые ядра (см. обзоры [1, 2]). Эволюция систем типа Алголя сопровождается потерей орбитального углового момента [3, 4]. Механизм потери момента пока не ясен, но поскольку субгиганты имеют глубокие конвективные оболочки, можно предположить, что они теряют осевой момент посредством магнитного звездного ветра. Вращение и конвекция приводят к генерации магнитного поля посредством динамо-механизма. Конвекция и магнитное поле порождают короны и звездный ветер. При наличии магнитного поля звездный ветер «отделяется» от звезды на значительном расстоянии, обеспечивая эффективную потерю осевого момента. Оценки для Солнца [5] показывают, что характерное время потери момента посредством ветра $\sim 10^{10}$ лет, то есть сравнимо со временем эволюции. Потеря осевого момента приводит к нарушению синхронности вращения, которая восстанавливается в шкале времени порядка тепловой за счет орбитального момента. Ввиду отсутствия теории магнитного звездного ветра для описания потери момента можно использо-

вать так называемый эмпирический «закон торможения вращении звезд поля»:

$$v \approx \lambda \cdot 10^{14} t^{-1/2} \text{ см/с}, \quad (1)$$

где t — возраст звезды в секундах, λ — коэффициент порядка единицы [6—8]. Использование «закона» (1), выполняющегося для одиночных звезд, может быть оправдано тем, что у компонентов двойных систем также наблюдается хромосферная и корональная активность, причем возможно даже более сильная, чем у одиночных звезд [9]. Такой подход оказался плодотворным при анализе эволюции катаклизмических двойных звезд [10—13], хотя некоторые авторы и подвергают сомнению его универсальность [14, 15]. Закону (1) соответствует потеря орбитального углового момента со скоростью

$$\frac{\dot{J}}{J} = -0.5 \cdot 10^{-28} k_1^2 \left(\frac{4\pi^2}{P^2} \right)^{5/3} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{G^{2/3} M_1^2} R_2^4, \quad (2)$$

где k_1 — гирорадиус вторичного компонента, P — период системы, M_1 , M_2 — массы компонентов, R_2 — радиус вторичного компонента, G — гравитационная постоянная.

В настоящей работе проведен анализ параметров систем типа Алголя в предположении, что они теряют момент посредством магнитного звездного ветра.

2. *Расчет эволюции тесных двойных систем.* Обмен веществом в системах типа Алголя происходит в две стадии. На первой обмен веществом протекает в тепловой шкале времени оболочки звезды, заполняющей полость Роша. На второй стадии теряющая вещество звезда находится в тепловом равновесии. У звезды с вырожденным гелиевым ядром, находящейся в тепловом равновесии, радиус, светимость и скорость роста гелиевого ядра зависят только от массы гелиевого ядра [16, 17]:

$$R = \alpha M_{\text{He}}^{\beta}, \quad L = k M_{\text{He}}^{\gamma}, \quad \dot{M}_{\text{He}} = \gamma M_{\text{He}}^{\delta}. \quad (3)$$

Коэффициенты α , β , γ , δ , k , n могут быть определены на основе эволюционных расчетов для одиночных звезд. Используя данные [18, 19] для звезд с массами $0.9-2 M_{\odot}$ и химическим составом $Y=0.2$, $Z=0.01$, Ибен и Тутуков [17] нашли: $\alpha = 10^{3.5}$, $\beta = 4$, $\gamma = 10^{-5.36}$, $\delta = 6.6$, $k = 10^{5.6}$, $n = 6.5$ (если R , L , M выражены в солнечных единицах). Рассмотрение результатов расчетов эволюции двойных систем с обменом веществом (например, [20, 21]) позволяет утверждать, что соотношения (3) выполняются и для звезд с вырожденными гелиевыми ядрами, которые потеряли часть водородной оболочки, если сами звезды находятся в

тепловом равновесии. Если звезда заполняет полость Роша, зависимость ее радиуса от расстояния между компонентами a и масс компонентов может быть с точностью до нескольких процентов для $0.1 \lesssim M_2/M_1 \lesssim 1.5$ описана выражением [17]:

$$R_2 = 0.52 a (M_2/(M_2 + M_1))^{0.44}. \quad (4)$$

Консервативная по массе потеря системой углового момента должна приводить к обмену веществом со скоростью

$$\dot{M}_2/M_2 = (\dot{J}/J - \dot{a}/(2a))/(1 - M_2/M_1). \quad (5)$$

Выражение (5), используя зависимости (2)—(4), можно преобразовать к виду

$$\dot{M}_2/M_2 = \{ \dot{J}/J - \beta \gamma [\gamma (1 - \delta) t + M_{\text{He}}^{1-3}]^{-1}/2 \} / (0.78 - q), \quad (6)$$

где M_{He} — исходная масса гелиевого ядра, $q = M_2/M_1$, t — время. Условие применимости уравнения (6), то есть условие квазистационарности эволюции, можно найти, полагая, что первая стадия обмена консервативна по массе и моменту и настолько непродолжительна, что масса гелиевого ядра звезды не успевает измениться. Тогда $a M_2^{0.44} = a_0 M_{20}^{0.44}$ и $a^{1/2} M_2 M_1 = a_0^{1/2} M_{10} M_{20}$, где индексом 0 отмечены исходные значения величин. Если $q_0 = M_{20}/M_{10} = 1$, то уравнение (6) применимо при $q \lesssim 0.61$. Если на первой стадии обмена система теряла момент, граничное значение q уменьшается. Практически все маломассивные алголи с известными массами компонентов удовлетворяют условию $q \lesssim 0.61$. Уравнение (6) позволяет описать эволюцию двойной системы с потерей момента, не прибегая к громоздким эволюционным расчетам. Результаты интегрирования уравнения (8) для систем с общей массой компонентов 1.8, 3.0, 5.0 M_{\odot} , $q_0 = 1$ и различных значений M_{He} (рис. 1, 3 и табл. 1) использованы для оценки потери момента наблюдаемыми системами. Примечательно, что согласно нашим расчетам изменение массы гелиевого ядра в ходе эволюции составляет для всех систем всего $\sim 20 - 40\%$ (см. рис. 3), в отличие от консервативных по моменту расчетов, где оно может составлять до $\sim 100\%$. Отличие обусловлено тем, что время эволюции наиболее тесных систем определяется шкалой времени потери момента, которая существенно короче шкалы времени ядерной эволюции.

3. *Параметры наблюдаемых систем.* Мы проанализировали параметры 23 систем W UMa типа W, 16 систем W UMa типа A и 17 алголей из каталога Свечникова [22] и 61 алголя из списка [23]. Мы ограничились алголями с суммарной массой компонентов меньшей 5 M_{\odot} , так как только

у вторичных компонентов этих систем можно ожидать наличия вырожденных гелиевых ядер [21] и к ним применимо уравнение (6). Мы включили в рассмотрение 7 систем, которые Гюричин и др. [23] считают алголями, а Свечников [3] относит к системам с разделенными субгигантами, но приводит для них степень заполнения полости Роша, превышающую 80—90%.

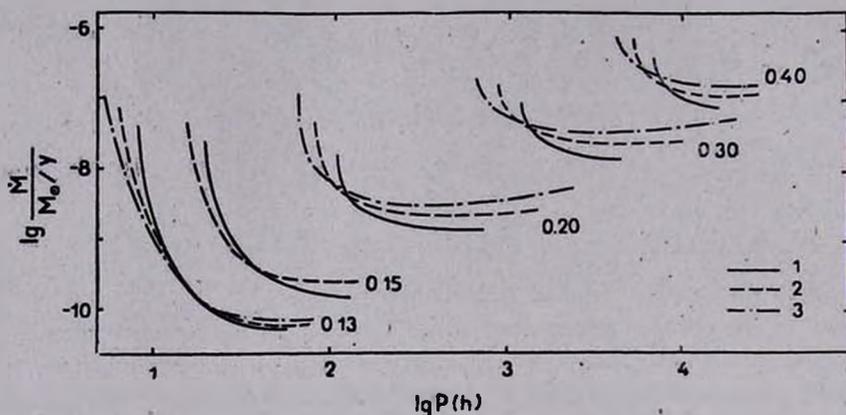


Рис. 1. Соотношение между периодом системы и скоростью обмена веществом при различных полных массах системы и исходных массах гелиевых ядер. 1 — $M_t = 1.8 M_\odot$; 2 — $M_t = 3 M_\odot$; 3 — $M_t = 5 M_\odot$. Исходные M_{He_0} указаны около трехов.

Теория эволюции двойных звезд предсказывает [21, 24], что системы типа Алголя в ходе эволюции сжимаются на $\Delta R/R \lesssim 0.1$, когда слоевой источник пересекает разрыв в распределении водорода на границе максимального проникновения конвективной оболочки. Длительность разделенной стадии эволюции порядка 10—15% длительности полуразделенной стадии. Таким образом, наблюдаемые системы с субгигантами, близкими к заполнению полости Роша, число которых порядка 10% числа алголей, могут находиться на указанной стадии эволюции и иметь вырожденные гелиевые ядра. Причина значительного недозаполнения полостей Роша некоторыми системами с разделенными субгигантами остается неясной. Мы включили в рассмотрение звезды типа W UMa, у которых по меньшей мере один компонент имеет глубокую конвективную оболочку. Наблюдения указывают на существование у этих звезд активных хромосфер и корона [9].

Соотношения (3) позволяют оценить массы вырожденных ядер звезд по светимости (M_{He_L}) и радиусу (M_{He_R}). Совпадение оценок может служить аргументом в пользу наличия у звезды вырожденного ядра. Положение исследованных нами алголей на диаграмме $M_{\text{He}_L} - M_{\text{He}_R}$ показано на рис. 2. Алголи образуют на этой диаграмме единую последователь-

ность. Минимальные массы ядер алголей близки к $0.14 M_{\odot}$, что хотя и близко к нижнему теоретическому пределу масс гелиевых ядер, но ниже его. Возможно, что малые значения M_{He} у некоторых звезд обусловлены тем, что они заполнили полость Роша на стадии истощения водорода в ядре (случай эволюции АВ), а при этом у звезд развиваются гелиевые

Таблица 1
ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭВОЛЮЦИОННЫХ
ТРЕКОВ ВТОРИЧНЫХ КОМПОНЕНТОВ, ЗАПОЛНЯЮ-
ЩИХ ПОЛОСТЬ РОША И ИМЕЮЩИХ ВЫРОЖДЕННЫЕ
ГЕЛИЕВЫЕ ЯДРА

M_{He0} (M_{\odot})	M_t (M_{\odot})	$\lg t$ (лет)	$M_{He f}$ (M_{\odot})	$\lg P_f$ (час)
0.13	1.8	9.21	0.14	1.63
0.13	3.0	9.35	0.15	1.83
0.13	5.0	9.36	0.17	1.97
0.15	1.8	9.01	0.18	2.13
0.15	3.0	9.10	0.20	2.33
0.15	5.0	9.13	0.22	2.61
0.20	1.8	8.39	0.25	2.88
0.20	3.0	8.44	0.28	3.19
0.20	5.0	8.47	0.31	3.50
0.30	1.8	7.25	0.34	3.65
0.30	3.0	7.41	0.39	3.94
0.30	5.0	7.48	0.44	4.29
0.40	1.8	6.38	0.43	4.18
0.40	3.0	6.64	0.48	4.46
0.40	5.0	6.74	0.54	4.79

Обозначения: M_{He_0} — исходная масса гелиевого ядра, M_t — полная масса системы, t — время эволюции полуразделенной системы, $M_{He f}$ — конечная масса гелиевого ядра, P_f — конечный период системы.

ядра с массой меньшей, чем у звезд, заполнивших полость Роша на более поздней стадии. Кроме того, в области малых M_{He} формулы (3) дают наибольшую погрешность. На диаграмму $M_{He_L} - M_{He_R}$ (рис. 2) можно нанести и положения вторичных компонентов звезд типа W UMa, поскольку M_{He_R} и M_{He_L} , по существу, являются мерой радиуса и светимости звезды. Они соответствуют звездам главной последовательности. Кроме того на рис. 2 нанесены и первичные компоненты звезд W UMa типа А. Их положение близко к положению звезд главной последовательности. Это

позволяет предположить, что в системах типа А именно массивные компоненты заполняют полость Роша. Почти все они имеют $M_1 \geq 1.5 M_{\odot}$ и следовательно лучистые оболочки. Сближение компонентов до контакта обеспечивалось магнитным звездным ветром от вторичного компонента, который имеет конвективную оболочку.

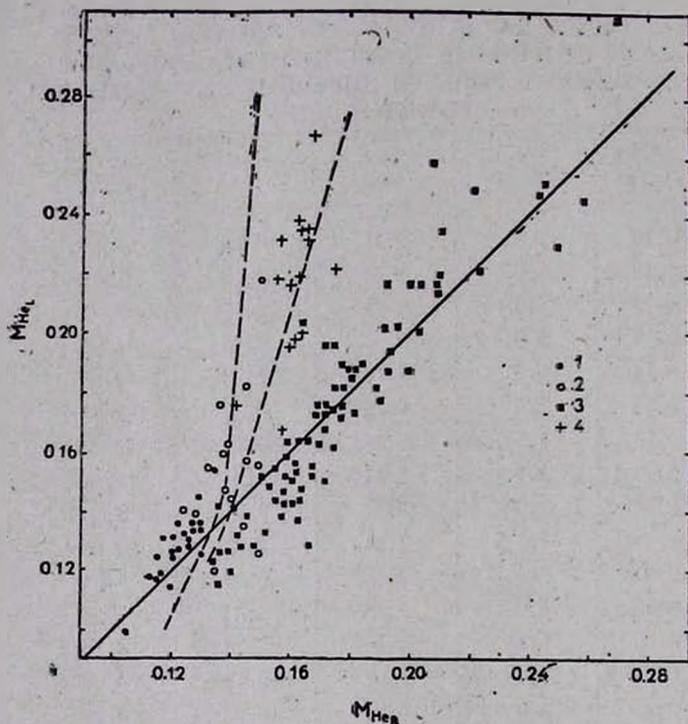


Рис. 2. Соотношения между значениями масс гелиевых ядер, оцененными по светимостям (M_{He_L}) и по радиусам (M_{He_R}). 1—вторичные компоненты систем W UMa типа W, 2—систем типа А, 3—систем типа Алголя, 4—первичные компоненты систем типа А. Штриховые линии—положение формально оцененных ядер звезд главной последовательности с химическим составом $Y = 0.2$, $Z = 0.01$.

Вторичные компоненты звезд W UMa типа W имеют незначительный избыток светимости. Этот избыток светимости может быть следствием обогащения их ядер гелием в ходе эволюции, предшествовавшей контакту. Системы типа W мы наблюдаем, таким образом, уже после переноса значительной части вещества бывшего первичного компонента к спутнику.

На рис. 3 показано положение исследованных систем типа Алголя на диаграмме $\lg P - \lg M_2$. Из соотношений (3), (4) и третьего закона Кеплера следует, что период двойной системы с полной массой M_1 , в которой

термически равновесный вторичный компонент имеет гелиевое ядро M_{He} , равая $P \approx 10^{6.11} (M_{He}/M_{\odot})^8 (M_1/M_{\odot})^{0.16} (M_2/M_{\odot})^{-0.66}$ час. К моменту окончания обмена веществом $M_2 \approx M_{He}$. Этому на рис. 3 соответствует ограничительная линия P_{max} , правее которой не должно быть звезд. Только системы AL Gem и DN Ori, имеют $P > P_{max}$, что, возможно, обусловлено погрешностями в определении масс. С приближением к P_{max} плотность систем понижается, что, по-видимому, обусловлено ускорением эволюции с увеличением массы гелиевого ядра.

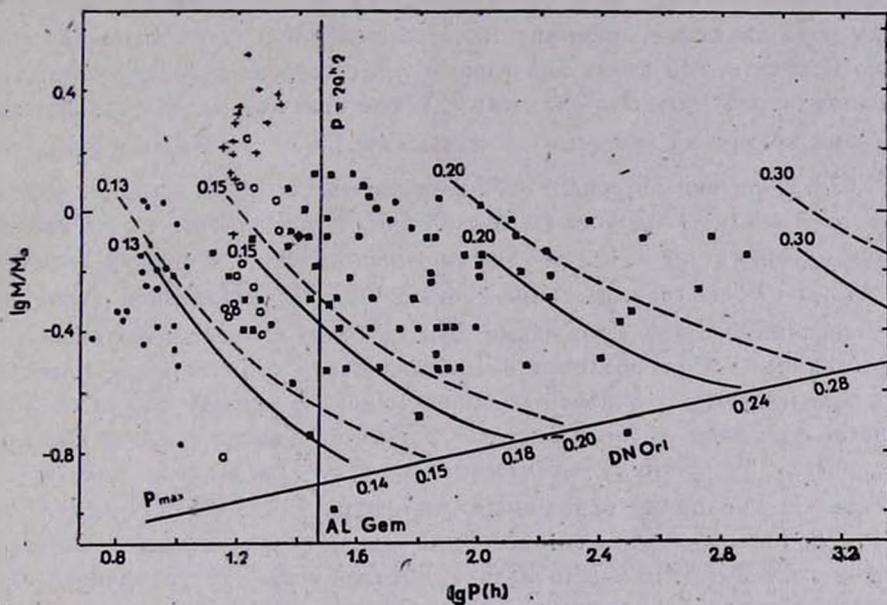


Рис. 3. Соотношение между периодом системы и массой вторичного компонента при различных полных массах системы и исходных массах гелиевых ядер. (Обозначения как на рис. 1, 2). P_{max} — линия максимальных периодов. Линия $P = 29^h 2$ соответствует нижней границе больших полюсей орбит образующихся звезд. Около начала и конца каждого трека указаны значения масс гелиевых ядер в M_{\odot} .

На рис. 3 виден дефицит систем с $P \approx 10^h - 15^h$. Причина, вероятно, состоит в том, что такие значения P соответствуют системам, в которых звезды с $M \sim M_{\odot}$ заполняют полости Роша, имея низкое содержание водорода в ядре ($X_c \sim 0.01$) или гелиевые ядра малой массы ($M_{He} \sim 0.01 M_{\odot}$). Как показывают расчеты [13, 17], звезды с большими X_c быстро эволюционируют к меньшим периодам, в то время как звезды, попадающие в «пробел», быстро его покидают, эволюционируя к большим периодам.

Звезды W UMa типа А расположены справа от «пробела». Это не свидетельствует о наличии гелиевых ядер у их вторичных компонентов. Если первичный компонент — звезда главной последовательности заполняет полость Роша, орбитальный период системы $P \approx 9 (M_1/M_\odot)$ часов и все системы типа А должны иметь $P \geq 14-15$ часов, что и наблюдается. В положении первичных компонентов на рис. 3 также проявляется корреляция $P \propto M_1$.

Для систем с исходными массами вторичных компонентов, большими $1.5 M_\odot$, граничное значение периодов должно соответствовать расстоянию между компонентами, равному $a/R_\odot \approx 6 (M_1/M_\odot)^{1/3}$. Учитывая (4), можно получить, что этому значению a соответствует $P \approx 29.2$ часа, вне зависимости от массы. Это значение P также отмечено на рис. 3. Системы с массами вторичных компонентов, меньшими $1.5 M_\odot$, попадают в область $P < 29^h 2$, если они потеряли значительную часть своего исходного орбитального момента (подробнее см. ниже). Рис. 3 показывает, что не наблюдаются алголи, вторичные компоненты которых имели в момент заполнения полости Роша гелиевые ядра $M_{\text{He}} \geq 0.25 M_\odot$. Причиной этого является наличие у звезд с большими M_{He} глубоких конвективных оболочек. В этом случае потеря оболочки после заполнения полости Роша происходит в шкале времени, близкой к динамической. Возникает общая оболочка, после рассеяния которой система состоит из звезды главной последовательности и спутника — гелиевого карлика. Из условия сохранения момента и условия заполнения полости Роша $d \ln R_{cr}/d \ln M_2 = d \ln R_2/d \ln M_2$ при характерном для звезд с глубокими конвективными оболочками $d \ln R_1/d \ln M_2 = -1/3$ следует, что устойчивая эволюция с обменом веществом в этом случае возможна лишь при исходном $q \lesssim 0.61$.

Соотношение между M_2/M_1 и M_2 у исследованных нами систем типа W UMa и Алголя показано на рис. 4. Со стороны больших значений M_2/M_1 , положение звезд в принципе ограничено линией, соответствующей обмену веществом в динамической шкале времени [25], которая (для непроэволюционировавших звезд) нанесена на рис. 4. Однако подавляющее большинство наблюдаемых алголей должно находиться на квазистационарной стадии обмена, которой, как показано выше, должно соответствовать более жесткое условие $q \lesssim 0.61$, что и наблюдается. Со стороны малых q наблюдаемые значения для алголей ограничены величиной, примерно равной 0.06, что приблизительно соответствует конечным точкам рассчитанных нами треков для алголей, заполняющих полость Роша при наименьших возможных массах гелиевых ядер $M_{\text{He}} \approx 0.14 M_\odot$ (рис. 3). Линия,

которая соответствует суммарной массе компонентов системы $0.6 M_{\odot}$ может ограничивать на рис. 4 сверху область звезд, для которых звездный ветер неэффективен, так как их компоненты полностью конвективны. Отсутствие звезд ниже линии $M_1 + M_2 = 0.6 M_{\odot}$ может быть также результатом селекции, обусловленной слабостью блеска звезд. Линия $M_1 + M_2 = 1.6 M_{\odot}$ ограничивает снизу область, в которой находятся системы, оба компонента которых могут быть проэволюционировавшими на основе ядерных реакций звездами главной последовательности. Ниже этой линии попадают только несколько звезд W UMa типа W и одна звезда типа A.

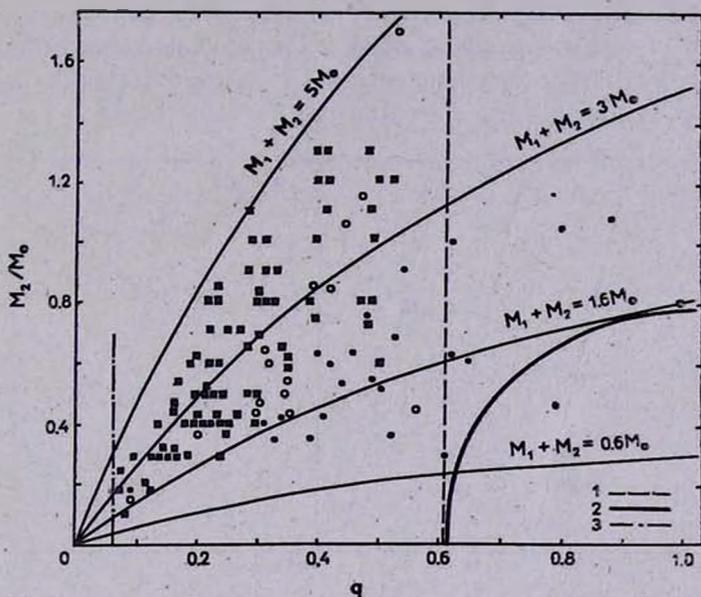


Рис. 4. Соотношение между отношением масс компонентов и массой вторичного компонента у систем типа Алголя и W UMa. Линия $M_1 + M_2 = 5 M_{\odot}$ соответствует предельной полной массе систем, вторичные компоненты которых имеют вырожденные ядра. 1 — правая граница области, в которой возможна устойчивая эволюция; 2 — левая граница области, в которой обмен происходит в динамической шкале времени; 3 — граница, соответствующая положению вторичных компонентов в конце стадии обмена веществом. Остальные обозначения как на рис. 2.

4. Потеря орбитального момента наблюдаемыми системами. При консервативном по массе и моменту обмене веществом и исходном отношении масс компонентов, равном 1, текущие и исходные параметры системы связаны очевидными соотношениями: $M_{10} = M_{20} = (M_1 + M_2)/2$, $P_0 = PM_1^3 M_2^3 / M_{20}^6$. Соотношения между M_{20} и P_0 для исследованных нами алголей приведены на рис. 5. На тот же рисунок нанесена линия начальной главной последовательности (НГП). При ее построении пред

полагалось, что соотношение масса-радиус имеет вид [17]: $R/R_{\odot} \approx \approx 0.92 (M/M_{\odot})^{0.9}$ для $M \leq 1.5 M_{\odot}$ и $R/R_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^{0.7}$ для $M > 1.5 M_{\odot}$. Кроме того, нанесены линия, соответствующая $a/R_{\odot} = 6 (M_1/M_{\odot})^{1.3}$ или $P = 29^{A.2}$, и линии равных масс гелиевых ядер для звезд, заполняющих полость Роша. Для ядер, в силу (3) и (4), имеем $M_{20} = = 10^{12.36} M_{\text{He}}^{12} P_0^{-2}$. Существенная часть алголей лежит левее линий НГП и $P = 29^{A.2}$. Это свидетельствует о неконсервативности эволюции алголей, особенно тех, которые имеют $M_{20} \leq 1.5 M_{\odot}$. Отметим, однако, что системы, которые, судя по рис. 5, имели наиболее короткие исходные периоды, это системы с наименьшими массами вторичных компонентов и соответственно M_2/M_1 . По этой причине определение их параметров по спектроскопическим и фотометрическим наблюдениям отягощено наиболее значительными погрешностями.

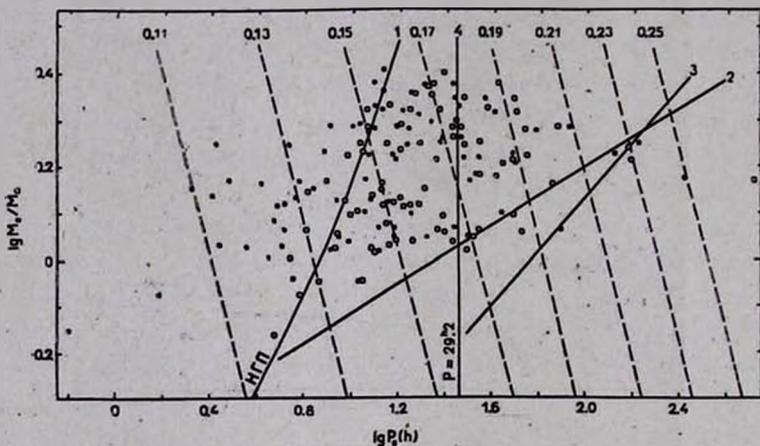


Рис. 5. Положение наблюдаемых систем типа Алголя в плоскости начальный период (P_0), начальная масса вторичного компонента (M_{20}) в предположении о консервативной (точки) и неконсервативной (кружки) эволюции. 1 — начальная главная последовательность (НГП); 2 — линия, соответствующая разности блеска компонентов $\Delta M_b = 2^m$; 3 — линия, на которой конвекция охватывает 50% начальной массы вторичных компонентов; 4 — линия периодов, равных $29^{A.2}$. Штриховые линии — линии равных масс гелиевых ядер.

Результаты описанных в разделе 2 упрощенных расчетов эволюции позволяют восстановить исходные массы гелиевых ядер алголей путем интерполяции между решениями уравнения (6) для разных значений исходной полной массы системы и массы гелиевого ядра в предположении неконсервативной по моменту эволюции. Найденные таким путем значения M_{20} и P_0 также нанесены на рис. 5. Практически все системы теперь попадают в область периодов, больших, чем соответствующие НГП. В преде-

лах погрешности оценки исходных масс ядер соответствуют тем, которые звезды должны иметь при исходных периодах данных систем.

Примечательно, что значительное число звезд с $M_{20} > 1.5 M_{\odot}$ «стартует» из области периодов $P < 29^d.2$, где, согласно статистическим исследованиям [26], практически не должно быть непроэволюционировавших звезд. Возможно, это означает, что у звезд $M > 1.5 M_{\odot}$, у которых мощные конвективные оболочки появляются уже после ухода с главной последовательности, интенсивность магнитного звездного ветра превышает ту, которая соответствует «закону торможения» (1). На рис. 5 нанесена линия, соответствующая глубине конвективной оболочки $M_c \approx 0.5 M_{20}$ у исходных вторичных компонентов в момент заполнения полости Роша. Эта линия практически ограничивает диаграмму $\lg P_0 - \lg M_{10}$ со стороны больших P_0 и показывает, что из-за наличия глубокой конвективной оболочки, как уже упоминалось, обмен происходит в короткой шкале времени и поэтому системы с большими гелиевыми ядрами вторичных компонентов не наблюдаются.

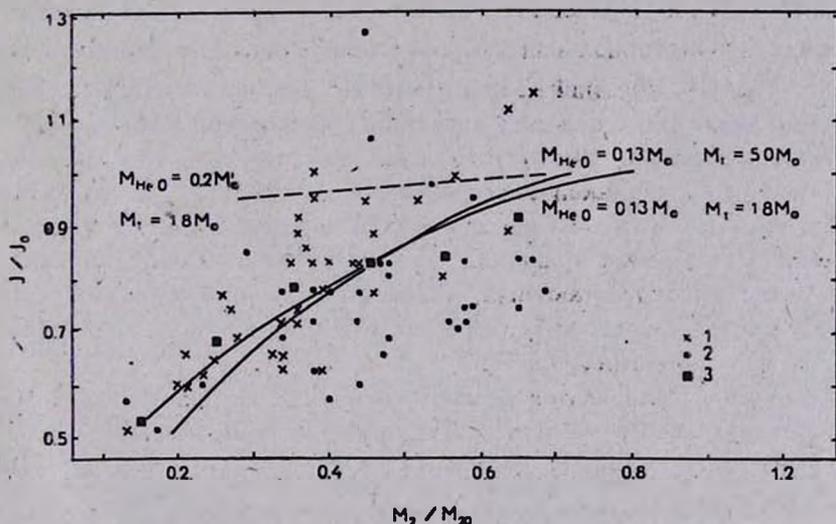


Рис. 6. Относительное изменение момента алголей в ходе эволюции для случаев полной массы систем $M_1 = 1.8$ и $5 M_{\odot}$ и исходных масс гелиевых ядер $M_{He} = 0.13$ и $0.2 M_{\odot}$. 1 — оценки для наблюдаемых алголей с $M_1 \approx 3 M_{\odot}$; 2 — для систем с $M_1 > 3 M_{\odot}$; 3 — усредненные значения J/J_0 .

На рис. 6 приведены кривые, показывающие, как уменьшается, согласно нашим расчетам, орбитальный момент систем с $M_1 = 1.8 M_{\odot}$ и $5 M_{\odot}$ в ходе обмена веществом. На тот же рис. 6 нанесены оценки J/J_0 и M_2/M_{20}

для наблюдаемых алголей, полученные на основании оценок их исходных параметров в случае неконсервативного обмена, описанных выше: $J/J_0 = (M_1/M_{10})(M_2/M_{20})^{0.78}(M_{\text{Hc}}/M_{\text{Hc}_0})^2$. Хотя погрешность оценки и велика, в среднем значения J/J_0 соответствуют эволюционным трекам для малых исходных значений M_{Hc} . Создается впечатление, что системы с $M_t \gtrsim 3 M_\odot$ теряют момент интенсивнее, чем менее массивные системы. Возможно, что это также является причиной, по которой часть систем с $M_t > 3 M_\odot$ в плоскости исходных параметров (M_{20}, P_0) попадает в область $P_0 < 29^{\text{h}2}$, где почти нет наблюдаемых непроэволюционировавших систем.

5. Быстровращающиеся звезды как продукты слияния тесных двойных звезд под влиянием потери момента. Из «закона торможения» (1) следует, что при непрерывном звездообразовании с постоянной скоростью распределение звезд главной последовательности с конвективными оболочками по экваториальным скоростям вращения описывается соотношением $dN \propto v_*^{-3} dv_*$. Отсюда доля звезд со скоростями, превышающими некоторый предел v_1 , близка к $(\bar{v}_*/v_1)^3$ от общего числа звезд, где \bar{v}_* — средняя экваториальная скорость вращения. Для карликов более поздних, чем G0, средний возраст $\sim 3 \cdot 10^9$ лет и $\bar{v}_* \approx 3$ км/с. Следовательно, доля звезд поздних спектральных классов с высокими скоростями вращения ($\gtrsim 10$ км/с) должна составлять $\sim 10\%$ их общего числа. Среди 40 карликов спектральных классов G, K, M из каталога [27] три имеют $v \sin i > 10$ км/с, а из 76 карликов тех же классов из [28] высокие скорости вращения имеют 11 звезд. Таким образом существование высокоскоростных звезд поздних спектральных классов может служить косвенным аргументом в пользу того, что торможение этих звезд описывается (1).

Торможение компонентов двойной системы и соответствующая потеря системой орбитального момента могут привести компоненты в контакт, а затем, возможно, к слиянию. Интегрируя (2) и принимая, что $M_1 = M_2 \lesssim 1.5 M_\odot$, получаем, что время слияния компонентов $T = 4.13 \cdot 10^4 \times (a/R_\odot)^3 (M_\odot/M) (R_\odot/R)^4$ лет. Время жизни звезд примем равным $2 \cdot 10^{10}$ лет для $0.3 \lesssim M/M_\odot \lesssim 0.8$ и $10^{10} (M_\odot/M)^3$ для $0.8 \lesssim M/M_\odot \lesssim 1.5$. Используя приведенные в разделе 4 соотношения масса — радиус, получаем, что за время жизни Галактики успевают слиться звезды с массами компонентов $0.3 \lesssim M/M_\odot \lesssim 0.8$, если их исходные большие полуоси $a/R_\odot \lesssim 12.9 \cdot (M/M_\odot)^{0.92}$. Звезды с массами компонентов $0.8 \lesssim M/M_\odot \lesssim 1.5$ успевают слиться за время жизни на главной последовательности, если $a/R_\odot \lesssim 11.2 (M/M_\odot)^{0.32}$. Если системы с $M_{1,2} \lesssim 1.5 M_\odot$

образуются, как и более массивные двойные звезды, с $a/R_{\odot} \gtrsim 6(M/M_{\odot})^{1/3}$ и распределены по тому же закону $dN = 0.2 d \lg a$, то из приведенных оценок следует, что сливаются 5—6% звезд с массой порядка солнечной. При меньших массах компонентов доля сливающихся звезд еще ниже. Численность слившихся звезд можно сравнить с общей численностью звезд, масса которых вдвое превышает исходную массу компонентов двойной системы. Тогда из функции Солпитера следует, что доля слившихся звезд среди звезд с массами $\sim (1-3) M_{\odot}$ может составлять $\sim (15-18)\%$. Если масса продуктов слияния превышает $\sim 1.5 M_{\odot}$, конвективная оболочка у них отсутствует и торможение вращения затруднено. Эти звезды могут оказаться среди наиболее быстро вращающихся объектов. Слившиеся звезды с высокими $v \sin i$ возможно могут быть обнаружены как «голубые беглецы» в старых скоплениях, где в точке поворота сейчас находятся звезды с массой порядка солнечной. С этой точки зрения представляет интерес исследование скоростей вращения «голубых беглецов».

Астрономический совет
АН СССР

EVOLUTION OF CLOSE BINARIES UNDER THE ASSUMPTION OF MOMENTUM LOSS BY MAGNETIC STELLAR WIND

Z. T. KRAICHEVA, A. V. TUTUKOV, L. R. YUNGELSON

We suggest a simple method to compute the evolution of semi-detached close binaries, having secondaries with degenerate helium cores and losing momentum via magnetic stellar wind. We employ the results of computations to estimate the initial parameters of some low-mass ($M_1 + M_2 \lesssim 5 M_{\odot}$) algols under assumptions of conservative and non-conservative mass exchange. It has been shown that the assumption of conservative mass exchange leads to contradicting initial parameters, while assumption of momentum loss via magnetic stellar wind allows us to resolve these contradictions.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. C. Thomas, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 15, 127, 1977.
2. L. R. Yungelson, A. G. Masevitch, *Soviet Sci. Revs. Sect. E., Astrophys. Space Phys. Revs.*, 2, 29, 1983.
3. М. А. Свечников, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд, изд. Ур. ГУ, Свердловск, 1969.
4. A. G. Masevitch, L. R. Yungelson, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 46, 217, 1975.

5. J. B. Zirker, in: "Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems", Eds. R. N. Bonnet, A. A. Dupree, D. Reidel, Dordrecht, 1981, p. 301.
6. A. Skamantch, *Astrophys. J.*, 171, 565, 1972.
7. M. Smith, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 91, 544, 1979.
8. T. N. Rengarajan, *Astrophys. J. Let.*, 233, L63, 1984.
9. A. A. Dupree, in: "Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems", Eds. R. N. Bonnet, A. A. Dupree, D. Reidel, Dordrecht, 1981, p. 407.
10. H. C. Spruit, H. Ritter, *Astron. and Astrophys.*, 124, 267, 1983.
11. А. В. Тулуков, *Астрофизика*, 21, 574, 1984.
12. А. В. Федорова, Л. Р. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 103, 125, 1984.
13. А. В. Tutukov, L. R. Yungelson, in: "Proc. ESA Workshop: Recent Results on Cataclysmic Variables", Bamberg, 17—19 April 1985, (ESA SP—236, June 1985).
14. S. M. Rucn'ski, *Observatory*, 103, 280, 1983.
15. W. Benz, M. Magor, J. C. Mermilliod, *Astron. and Astrophys.*, 138, 93, 1984.
16. S. Refsdal, A. Weigert, *Astron. and Astrophys.*, 6, 426, 1970.
17. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J.*, 284, 719, 1984.
18. A. V. Sweigart, P. G. Gross, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 405, 1978.
19. J. G. Mengel, A. V. Sweigart, P. Demarque, P. G. Gross, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 733, 1979.
20. P. Giannone, M. A. Giannuzzi, *Astron. and Astrophys.*, 6, 309, 1970.
21. P. Giannone, M. A. Giannuzzi, *Astron. and Astrophys.*, 19, 286, 1972.
22. М. А. Свечников, Л. А. Бессонова, *Bull. Inform. Centre Donnees Stellaires, Strasbourg*, 26, 99, 1984.
23. G. Giariota, F. Mardirosstan, M. Mezzetti, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 35, 1983.
24. Л. Р. Юнгельсон, *Астрон. ж.*, 49, 1059, 1972.
25. А. В. Тулуков, А. Федорова, Л. Р. Юнгельсон, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 365, 1982.
26. Е. I. Порова, А. В. Tutukov, Л. Р. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 88, 55, 1982.
27. А. А. Боярчук, И. М. Копылов, *Изв. Крым. обсерв.*, 31, 44, 1964.
28. P. L. Vernassa, *Contr. Observ. Astrofis. Univ. Padova, Asiago*, No. 239 (1970), 250 (1971), 294 (1973).

УДК: 524.354.6:539.12

О НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ПИОННЫХ ЗВЕЗД

Г. С. АДЖЯН, Ю. А. ВАРТАНЯН

Поступила 14 июня 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Показано, что у ядероподобных сверхплотных космических объектов — пионных звезд, кельвиновское время остывания обусловлено только фотонным каналом потерь энергии и гораздо меньше, чем у обычных нейтронных звезд. Протекание специфических ядерных процессов на поверхности таких объектов при аккреция вещества может привести к возникновению γ -пульсара.

Теоретическое обоснование существования пионного конденсата в ядерной сверхплотной материи [1] представляет большой интерес для теории строения сверхплотных небесных тел. Особенно актуальной является возможность второго ядерносвязанного состояния (второго отрицательного минимума энергии, приходящейся на барион — $\varepsilon(n)$, n — число барионов в см^3). Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер. В [2—4] показано, что в этом случае возникает новый тип релятивистских объектов — пионные звезды (ПЗ), с массой порядка солнечной, радиусом несколько километров, имеющие ряд особенностей — скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхядерных значений до нуля и весьма слабое увеличение плотности (менее чем в четыре раза) во внутренних областях. Эти отличительные от нейтронных звезд свойства, особенно первая, могут привести к очень интересным наблюдательным явлениям.

Ниже, оставляя в стороне все доводы за [4] и против [3] существования таких объектов, вкратце остановимся на некоторых отличительных от нейтронных звезд наблюдательных проявлениях ПЗ. С этой целью, во-первых, вычислим кельвиновское время остывания ПЗ.

Без учета эффектов ОТО [5] из баланса энергии имеем

$$-\frac{dQ}{dt} = L_{\gamma} + L_{\nu}, \quad (1)$$

где Q — тепловая энергия ПЗ, обусловленная вырожденными фермионами и пионами, L_{γ} и L_{ν} — соответственно фотонная и нейтринная светимости.

Обозначим через q_i теплоемкость i -го типа частиц. Тогда

$$Q = 4\pi \int_0^R \sum q_i r^2 dr. \quad (2)$$

Согласно [6] для фермионов имеем

$$q_i = \frac{\pi^2 k^2}{2m_i c^2} \frac{V \sqrt{1+x_i^2}}{x_i^2} n_i T^2, \quad (3)$$

$$x_i = \hbar (3\pi^2 n_i)^{1/3} / m_i c,$$

где m_i , n_i — масса и концентрация i -го типа фермионов, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Первое возбужденное состояние пионного конденсата отличается от основного примерно на 100 МэВ [7], что соответствует температуре 10^{11} К. Поэтому, согласно [7], при $T \ll 10^{11}$ К вклад пионного конденсата в тепловую энергию ничтожно мал и им можно пренебречь.

Вклад фермионов может быть аппроксимирован выражением

$$\sum q_i \approx \frac{2.5\pi^2 k^2 T^2}{2m_p c^2} n. \quad (4)$$

Вещество ПЗ из-за сильного вырождения имеет очень высокую теплопроводность, поэтому поверхностная T_R и внутренняя T_c температуры будут почти совпадать, т. е. с высокой точностью можно считать, что по всей звезде $T = \text{const}$, поэтому

$$Q \approx \frac{2.5\pi^2 M_0}{2(m_p c)^2} k^2 T^2, \quad (5)$$

где $M_0 = 4\pi m_p \int_0^R n e^{\lambda/2} r^2 dr$ — масса покоя звезды, R — радиус.

В сверхплотных звездах имеются многочисленные нейтринные каналы потерь энергии. В ряде работ проведено детальное сравнение мощности этих каналов (см., например, [8, 9]) и показано, что самым эффективным среди них является URCA-процесс, поэтому для дальнейших оценок рассмотрим мощность именно этого процесса, которая при наличии пионного конденсата равна [10]

$$L_{\text{URCA}} = 4\pi \int_0^R 7.4 \cdot 10^{-52} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} T^8 r^2 dr \approx 7.4 \cdot 10^{-52} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} \frac{4\pi}{3} R^3 T^8, \quad (6)$$

где $n_0 = 0.17 \text{ Ф}^{-3}$ — ядерная плотность.

У нейтронных звезд $T_R \ll T_c$ и при высоких поверхностных температурах доминирующими являются нейтринные потери энергии ($L_T \ll L$). Однако, равенство поверхностной и внутренней температур у ПЗ коренным образом меняет ситуацию. Действительно, имея в виду, что $L_T = 4\pi R^2 T^4$, из (6) получим

$$L/L_T = 4 \cdot 10^{-48} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/3} T^4 R. \quad (7)$$

Для ПЗ, у которых светимость ниже эдингтоновского предела, как следует из (12), поверхностная температура $T < 10^8$ К. Поэтому, полагая в (8) $(n/n_0)^{2/3} \approx 10$, $R \approx 5$ км [4] и $T \lesssim 10^8$ К, получим $L/L_T < 2 \cdot 10^{-8}$. В [11] было показано, что при весьма высоких температурах учет коллективных эффектов плотной среды приводит к увеличению мощности URCA-процесса в пределе до четырех порядков. Однако, как следует из вышеприведенной оценки, даже в этом случае $L \ll L_T$.

Таким образом у ПЗ потери энергии обусловлены в основном чернотельным излучением с поверхности.

Принтегрировав (1) от начального момента $t = 0$, когда фотонная светимость L_0 весьма высока ($L_0 \gg L_T$), с учетом (6) получим

$$t = 0.6 \left(\frac{\pi^3}{\sigma L_T}\right)^{1/2} \frac{k^2 M_0}{(m_p c)^2 R} = \frac{3.6 \cdot 10^6}{R} \left(\frac{M_0}{M_\odot}\right) \left(\frac{L_\odot}{L_T}\right)^{1/2} \text{ лет.} \quad (8)$$

Для ПЗ с максимальной массой ($M_0 = 1.5 M_\odot$ и $R = 4.7$ км [4]), получим $t = 12 (L_\odot/L_T)^{1/2}$ лет. Из рис. 1 видим, что остывание ПЗ происходит намного быстрее, чем нейтронных звезд, поэтому обнаружение уединенной ПЗ будет весьма затруднено. Для обнаружения таких объектов могут иметь решающее значение аккреционные процессы.

Нейтронные звезды имеют весьма тонкую внешнюю оболочку, сходную по составу с наружными слоями белых карликов. Поэтому при аккреции на их поверхности не могут сразу идти ядерные реакции. Лишь при накоплении определенного количества аккрецирующего вещества, когда наступают определенные экстремальные условия, происходят в виде вспышки ядерные реакции (феномен барстеров). Так как ядеросвязанное вещество ПЗ ($\epsilon < 0$) не может находиться в термодинамически равновесном состоянии с обычным сверхплотным веществом (для них не могут одновременно выполняться оба условия Гиббса [4]: равенство химических потенциалов и давлений), то при аккреции на ПЗ будет освобождаться как гравитационная энергия, так и энергия, обусловленная непосредственным переходом вещества во второй минимум $\epsilon(n)$, глубина которого может быть больше, чем энергия связи обычных ядер [1, 2]. Именно в таком со-

стоянии находится вещество на поверхности ПЗ, что должно внести свою специфику в общую картину, т. к. ядерные реакции будут идти на самой поверхности ПЗ.

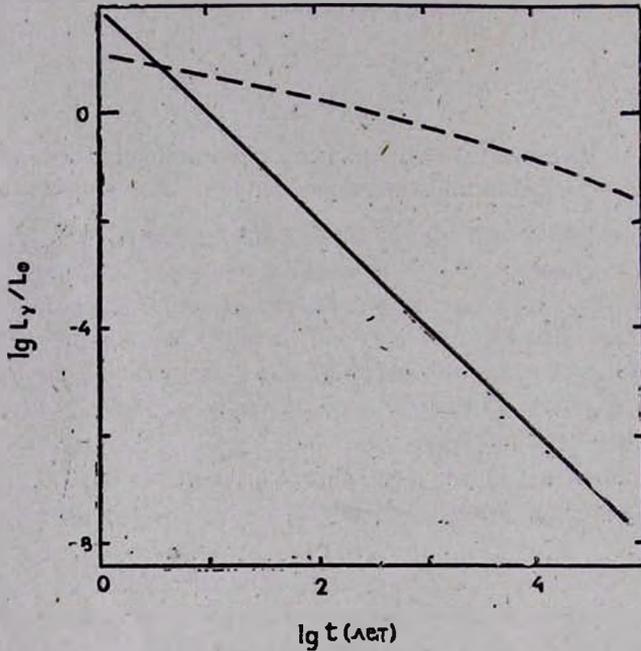


Рис. 1. Время охлаждения ПЗ (сплошная линия) с массой покоя $M_0 = 1.5 M_{\odot}$ и радиусом $R = 4.7$ км [4] и нейтронной звезды (пунктирная кривая) с $M = 1.74 M_{\odot}$, $R = 9.28$ км [7].

Из баланса энергии имеем

$$L_{\gamma} \approx (\alpha_1 + \alpha_2) M c^2 = \alpha M c^2, \quad (9)$$

где M — скорость аккреции вещества на ПЗ, $\alpha_1 = GM/Rc^2 \approx 0.3 \div 0.4$ и $\alpha_2 \approx 0.07$ [4] — эффективности освобождения гравитационной и ядерной энергий соответственно. M зависит от физического состояния вещества, окружающего ПЗ. В стационарном случае она ограничена сверху условием отсутствия выметания аккрецирующего вещества давлением излучения [12].

$$M \leq M_{\max} \approx \frac{4\pi GM}{\chi_{ac}}, \quad (10)$$

где χ — непрозрачность. Поскольку окружающее ПЗ вещество под действием излучения будет полностью ионизировано, то непрозрачность бу-

дет обусловлена томсоновским рассеянием на электронах. Для вышерассмотренной модели ПЗ получим

$$M_{\max} = 2.5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}, L_{\max} \approx 6.1 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с.} \quad (11)$$

Отсюда следует, что эффективная поверхностная температура стационарной ПЗ ограничена значением

$$T_{\max} = (L_{\max}/4\pi\sigma R^2)^{1/4} = 4.4 \cdot 10^7 \text{ К.} \quad (12)$$

$\alpha_1/(a_1 + a_2)$ часть (10 ÷ 15%) этой светимости обусловлена ядерными реакциями, идущими прямо на поверхности ПЗ. Пока трудно сказать что-либо определенного о физической картине этого явления. По всей вероятности, это будет γ -излучение с непрерывным спектром, ограниченным сверху значением энергии γ -квантов, равным глубине второй ядерной ямы, которая в зависимости от принятой модели пионного конденсата и взаимодействия между барионами может доходить до 50 ÷ 70 МэВ. Это излучение вызовет вторичные явления в аккрецирующем веществе: рождение пар, разрушение или возбуждение отдельных ядер до их достижения поверхности ПЗ, что приведет к появлению эмиссионных линий γ -излучения.

В отличие от энергии ядерного превращения гравитационная энергия падающего вещества освобождается не локализовано [12].

Аномально большое значение поверхностной плотности может привести к значению магнитного поля, имеющему значительно большую величину, чем в случае нейтронных звезд [4]. Если магнитный момент ПЗ наклонен к его оси вращения, то вышерассмотренный механизм излучения может явиться причиной возникновения γ -пульсара.

Ереванский государственный
университет

ABOUT OBSERVATIONAL MANIFESTATION OF PION STARS

G. S. HAJIAN, YU. L. VARTANIAN

It has been shown that the Kelvin time of cooling of the nucleus-like superdense cosmic objects- (pion stars) is conditioned only by the photon canal of energy loss and is much less than that of ordinary neutron stars. The course of the specific nuclear processes on the surface of such objects in the time of matter accretion can lead to the emergence of γ -pulsar.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Миздал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
2. J. B. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, *Astrophys. J.*, 471, 199, 1975.
3. P. Haensel, M. Procyński, *Astrophys. J.*, 258, 306, 1982.
4. Ю. Л. Вартанян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, *Астрон. ж.*, 61, 677, 1984.
5. R. W. Lindquist, *Ann. Phys.*, 37, 487, 1966.
6. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
7. Д. Н. Воскресенский, А. В. Сенаторов, *Письма в ЖЭТФ*, 40, (9), 395, 1984.
8. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 44, 1863, 1966.
9. Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартанян, *Астрофизика*, 7, 237, 1971.
10. B. L. Frieman, O. V. Maxwell, *Astrophys. J.*, 232, 541, 1979.
11. Д. Н. Воскресенский, И. Н. Мишустин, *Ядер. физ.*, 35, 1135, 1982.
12. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, Наука, М., 1971.

УДК: 524.57—657

ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: КРИВЫЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Н. В. ВОЩИННИКОВ, А. Е. ИЛЬИН, В. Б. ИЛЬИН

Поступила 18 июня 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

На основе модели двуслойных цилиндрических межзвездных пылинок рассчитаны кривые межзвездного поглощения в видимой и ближней инфракрасной области спектра и отношение полного поглощения к селективному R_V . Считалось, что ядро двуслойных пылинок состоит из «астрономического силиката», а оболочка — из загрязненного льда, и они полностью или частично ориентированы под действием механизма Дэвиса—Гринштейна. Изучена зависимость R_V от размера пылинок, степени и направления их ориентации. Показано, что для нахождения полного поглощения лучше всего использовать соотношение $A_V = 1.1 E(V - K)$, справедливое с точностью $\leq 3\%$ в широком диапазоне параметров задачи.

1. *Введение.* Пыль ослабляет и поляризует излучение звезд. Зависимость величины ослабления от длины волны в видимой части спектра ($A(\lambda) \sim \lambda^{-1}$) указывает на то, что размеры пылинок должны быть порядка длины волны излучения, а явление межзвездной линейной поляризации свидетельствует о том, что пылевые частицы имеют несферическую форму и ориентированы. Сравнение наблюдаемых кривых межзвездного поглощения и межзвездной поляризации с модельными расчетами, выполненными для малых частиц, позволяет сделать еще два важных вывода: а) в межзвездной среде должно существовать бимодальное распределение пылинок по размерам, при котором за поглощение в видимой и инфракрасной (ИК) областях спектра ответственны частицы со средним радиусом $a = 0.1 \div 0.2$ мкм, а за поглощение в ультрафиолете (УФ) — частицы с $a = 0.005 \div 0.02$ мкм; б) частицы больших размеров — диэлектрики [1, 2]. Эти соображения, а также ограничения, накладываемые содержанием элементов в межзвездной среде, следует учитывать при рассмотрении любой модели межзвездных пылинок.

Основным источником информации, позволяющей судить о химическом составе, размерах, степени ориентации и других свойствах пылевых частиц в настоящее время, как и раньше, являются кривые межзвездного поглощения и поляризации. Обычно теоретические расчеты сравниваются с зависимостями от длины волны межзвездного поглощения $A(\lambda)$, межзвездной линейной $P(\lambda)$ и круговой $q(\lambda)$ поляризаций, и с отдельными характеристиками этих кривых. К ним относятся: $R_V = A_V/E(B-V)$ — отношение полного поглощения к селективному, $P_{\max}/E(B-V)$ — поляризующая способность межзвездной среды, λ_{\max} и λ_c — длины волн, на которых линейная поляризация максимальна, а круговая меняет знак, W — полуширина кривой $P(\lambda_{\max}/\lambda)$. Эти наблюдательные данные с учетом некоторых теоретических предпосылок используются для оценок характеристик не только пыли, но и межзвездных магнитных полей. Последние, по-видимому, определяют направление ориентации пылинок как в масштабах Галактики, так и в отдельных межзвездных облаках и комплексах облаков.

К сожалению, извлечению информации из существующего большого числа наблюдений во многом мешает отсутствие модели, достаточно адекватно описывающей взаимодействие излучения, газа, пыли и магнитных полей в межзвездных облаках. Попытки интерпретации кривых межзвездного поглощения на основе модели сферических и невращающихся цилиндрических частиц предпринимались неоднократно (см., например, [3]). Следующим шагом явилось рассмотрение вращающихся цилиндрических частиц, динамически ориентированных под действием механизма парамагнитной релаксации (ориентация типа Дэвиса—Гринштейна; ДГ-ориентация). При полной ДГ-ориентации [3, 4] цилиндрические пылинки вращаются в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Наиболее близкой к реальности представляется модель, в которой пылинки частично ориентированы под действием механизма Дэвиса—Гринштейна (неполная ДГ-ориентация). Обычное рассмотрение вращающейся пылинки в данном случае включает учет вращения вокруг оси, перпендикулярной оси цилиндра. Эта ось совпадает с вектором углового момента J , направление которого прецессирует вокруг направления магнитного поля B . Модель с неполной ДГ-ориентацией была использована Хонгом и Гринбергом [5], а затем несколько модифицирована в работе [6]. При этом в обоих случаях предполагалось, что цилиндрические частицы состоят из силикатного ядра, окруженного ледяной оболочкой (т. е. являются двухслойными).

Выбранная нами модель ансамбля пылинок близка к принятой в работе [5]. В ней использованы пылинки в форме бесконечных круговых ци-

линдров. Излучение, рассеянное такими частицами, достаточно хорошо представляет особенности рассеянного излучения для сильно вытянутых сферидов, а его расчеты гораздо проще, чем для сферидов. На основе данной модели вычислены кривые межзвездного поглощения и межзвездной линейной и круговой поляризации, а также альbedo пылинок. В данной работе мы ограничимся обсуждением межзвездного поглощения. Алгоритм расчета кривых $A(\lambda)$, $P(\lambda)$ и $q(\lambda)$ и реализующий этот алгоритм комплекс программ, разработанный и используемый в Астрономической обсерватории ЛГУ, описаны в предыдущей работе авторов [7].

2. Выбор модели и основные соотношения. Будем считать, что неполяризованное излучение звезды проходит через газо-пылевое облако, находящееся в однородном магнитном поле. Угол между направлением на звезду и направлением магнитного поля обозначим через Ω . Облако заполнено двуслойными вращающимися цилиндрическими пылинками с заданным распределением по размерам. Пылинки ориентированы под действием механизма Дэвиса—Гринштейна. После прохождения через облако излучение звезды будет ослаблено и частично линейно поляризовано. Величина поглощения в звездных величинах на длине волны λ составляет

$$A(\lambda) = 1.086 N_d \langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda}, \quad (1)$$

где N_d — лучевая концентрация, а $\langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda}$ — сечение ослабления, усредненное по размерам и всем ориентациям вращающейся пылинки. Выражение для среднего сечения $\langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda}$ для ансамбля двуслойных цилиндрических частиц с неполной ДГ-ориентацией записывается следующим образом [7]:

$$\langle C_{\text{ext}} \rangle_{\lambda} = 4e \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} a^2 Q_{\text{ext}}(m_1(\lambda), m_2(\lambda), x_c, x, \alpha) \times \\ \times f(\beta, \alpha) n(\alpha) d\varphi d\omega d^3\alpha, \quad (2)$$

где a_c и α — радиус ядра и полный радиус цилиндрической частицы, длина которой составляет $2L$ ($e = L/a$)*, a_{max} и a_{min} — максимальное и минимальное значения a , $x_c = 2\pi a_c/\lambda$, $x = 2\pi a/\lambda$, $m_1(\lambda)$ и $m_2(\lambda)$ — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно, $\pi/2 - \alpha$ — угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра, β — угол раскрытия конуса, который описывает вектор момента \vec{J} около вектора магнитного поля \vec{B} , φ — угол вращения,

* Как и в других аналогичных работах, не делается различия между оптическими свойствами бесконечных и сильно вытянутых цилиндров ($L \geq 4a$).

ω — угол прецессии (см. рис. 1 в [7]). Кроме того, в формуле (2) введены следующие обозначения: $Q_{\text{ext}} = (Q_{\text{ext}}^E + Q_{\text{ext}}^H)/2$ — фактор эффективности ослабления для неполяризованного падающего излучения [7], $f(\beta, a)$ — функция распределения \bar{J} для частиц размера a и $n(a)$ — распределение пылинок по размерам (радиус ядра a_c считался постоянным для данного ансамбля частиц). При полной ДГ-ориентации интегрирование по ω и β не проводится.

Для механизма Дэвиса—Гринштейна функция $f(\beta, a)$ зависит от параметра ориентации ξ

$$f(\beta, a) = \frac{\xi \sin \beta}{(\xi^2 \cos^2 \beta + \sin^2 \beta)^{3/2}}, \quad (3)$$

причем при полной ДГ-ориентации $\xi = 0$, $f(\beta, a) = \delta(\beta)$; при отсутствии ориентации $\xi = 1$, $f(\beta, a) = \sin \beta$. Параметр ориентации ξ зависит от a и χ'' — мнимой части магнитной восприимчивости вещества пылинки. ($\chi'' = \chi \omega_d / T_d$, ω_d и T_d — угловая скорость и температура пылинки) и физических условий в газо-пылевом облаке

$$\xi^2 = \frac{a + \delta_0 (T_d / T_g)}{a + \delta_0}, \quad (4)$$

$$\delta_0 = 8.28 \cdot 10^{23} \frac{\chi B^2}{n_H T_g^{1/2} T_d} \text{ мкм.} \quad (5)$$

Здесь B — напряженность магнитного поля, n_H и T_g — концентрация и температура газа.

Мы использовали экспоненциальное распределение по размерам

$$n(a) \sim \exp \{-5 [(a - a_c) / a_0]^3\}, \quad (6)$$

где a_0 — параметр, связанный со средним радиусом пылинок. Вид данного распределения отражает тот факт, что на ядрах конденсации, выбрасываемых из звезд, в межзвездной среде растут оболочки путем аккреции легких элементов; эти оболочки разрушаются при столкновениях пыли и газа и пылинок между собой [3, 4].

Таким образом, параметрами рассматриваемой модели являются:

- а) химический состав ядра и оболочки пылинок (зависимость от длинны волны показателей преломления m_1 и m_2);
- б) радиус ядра пылинки a_c и параметр a_0 в функции распределения по размерам, минимальный и максимальный радиусы частиц a_{min} и a_{max} ;
- в) величина δ_0 и отношение температур газа и пыли, определяющие степень ориентации пылинок;

г) угол между направлением ориентации частиц и лучом зрения Ω .

Отметим, что поскольку обычно рассматривают нормированные кривые поглощения и поляризации, результаты расчетов от ϵ и N_d не зависят. Выбору конкретных значений параметров посвящен следующий раздел.

В заключение укажем, что двумя наиболее существенными допущениями для данной модели являются предположения о том, что за поглощение и поляризацию в видимой части спектра ответственны одни и те же частицы и что направление ориентации определяется магнитным полем.

3. Выбор параметров. Хотя достоверный химический состав межзвездной пыли неизвестен, большинство исследователей [1, 2, 8, 9] указывают, что пылинки должны состоять из силикатного ядра радиусом $\lesssim 0.1$ мкм и оболочки из загрязненного льда. При этом в целом частицы будут диэлектриками, однако вкрапления различных металлов придают им парамагнитные свойства.

К сожалению, выбор определенного силикатного вещества, составляющего ядро пылинок, провести затруднительно (если вообще возможно). Поэтому мы воспользовались некоторой обобщенной моделью «астрономического силиката» (в дальнейшем «астросил»), предложенной Дрейном и Ли [10]. Используя дисперсионное соотношение Крамерса—Кронига, авторы [10] получили оптические константы астросила ($Mg_x Fe_{2-x} Si O_4$) с учетом лабораторных измерений и данных астрономических наблюдений (при этом принималась во внимание интенсивность и форма ИК полос на $\lambda = 9.7$ мкм и 18 мкм). Показатель преломления астросила $m_1(\lambda)$ в диапазоне $\lambda\lambda = 0.02 \div 2000$ мкм приведен в работе [11].

Модель ледяных пылинок, а затем пылинок с ледяной оболочкой используется астрофизиками более 40 лет (см. обсуждение в [1—3]). Возражения против этой модели основаны на том, что в ряде случаев в ИК-спектрах звезд отсутствует полоса поглощения льда из H_2O на $\lambda = 3.1$ мкм. Это может быть связано с фотохимическими процессами, происходящими в оболочках пылинок, которые почти не меняют показателя преломления летучих веществ в оболочке в интересующей нас части спектра [1, 12]. Мы брали показатель преломления льда $m_2(\lambda)$ из сводной таблицы, опубликованной Уорреном [13], причем мнимая часть $m_2(\lambda)$ полагалась равной 0.01 в диапазоне $\lambda\lambda = 0.17 \div 2.7$ мкм, поскольку в оболочках пылинок, по-видимому, должны присутствовать примеси [3].

На рис. 1 нанесены факторы эффективности ослабления Q_{ext} для двухслойных цилиндров с $m_1 = 1.72 - 0.029i$ и $m_2 = 1.31 - 0.01i$, что соответствует астросилу и загрязненному льду в области длин волн около $\lambda = 0.55$ мкм [11, 12].

Заметим, что радиус ядра пылинок a_c и параметр a_0 в функции распределения оболочек по размерам (6) не являются независимыми. Соот-

ношение между ними можно получить с учетом космической распространенности различных элементов. Пылинка среднего для данного ансамбля объема имеет радиус \bar{a} , связанный с a_0 и a_c соотношением

$$\bar{a}^3 \approx 0.067 a_0^3 + 0.383 a_c a_0^2 + 0.591 a_c^2 a_0. \quad (7)$$

Обозначая через γ отношение среднего объема оболочки к объему ядра ($\gamma = \bar{a}^3 / a_c^3 - 1$) с учетом данных о распространенности элементов из [2] и неопределенности в химическом составе ядра, можно найти $\gamma = 4.8 + 16.5$. Тогда нетрудно получить зависимость между a_c и a_0

$$a_0 \approx (6.1 + 8.2) a_c, \quad (8)$$

т. е. для частиц с $a_c = 0.05$ мкм $a_0 = 0.30 + 0.41$ мкм.

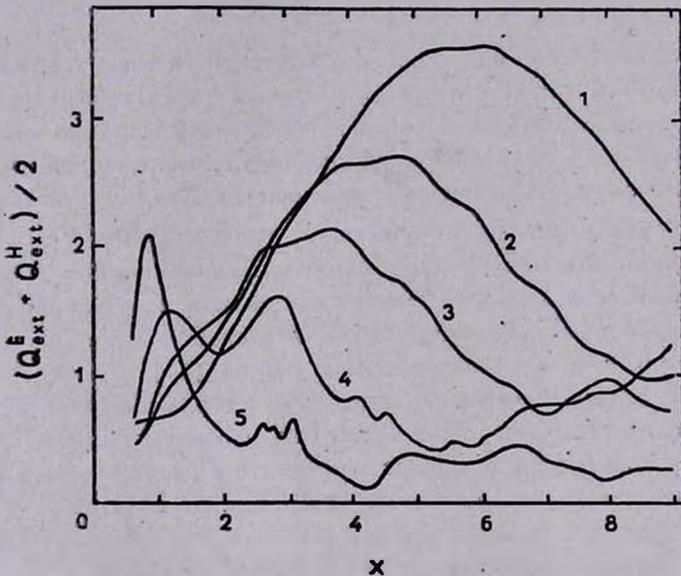


Рис. 1. Факторы эффективности ослабления для неполяризованного падающего излучения $Q_{\text{ext}} = (Q_{\text{ext}}^E + Q_{\text{ext}}^H)/2$ для двуслойных цилиндрических частиц с показателями преломления ядра $m_1 = 1.72 - 0.029i$ и оболочки $m_2 = 1.31 - 0.01i$, $x_c = 0.6$ ($1 - \alpha = 0^\circ$, $2 - \alpha = 45^\circ$, $3 - \alpha = 60^\circ$, $4 - \alpha = 75^\circ$, $5 - \alpha = 85^\circ$).

Минимальный и максимальный размеры пылинок обусловлены условиями их роста и разрушения в межзвездных облаках. Мы считали, что минимальная толщина оболочки пылинок составляет 0.001 мкм, а максимальная — $(a_0 + 0.1)$ мкм, таким образом, минимальный и максимальный радиусы цилиндрических частиц в микронах равны $a_{\text{min}} = a_c + 0.001$ и $a_{\text{max}} = a_c + a_0 + 0.1$.

Наибольшие трудности возникают при определении параметра, устанавливающего степень ориентации пылинок. Они связаны прежде всего с оценкой величины мнимой части магнитной восприимчивости вещества пылинки. Обычно берут $\chi = 2.5 \cdot 10^{-12}$, полученное еще Дэвисом и Гринстейном [14] для парамагнитных пылинок. Использование этого значения с учетом слабых межзвездных магнитных полей ($B \approx 3$ мкГс [15]) приводит к поляризующей способности межзвездной среды, меньшей наблюдаемой (см., например, [5, 9]). Но в том случае, когда пылинки целиком или лишь ее ядро обладают суперпарамагнитными или слабыми ферромагнитными свойствами, величина χ может возрасти в $10 \div 100$ и более раз [16, 17]. Увеличение магнитной восприимчивости межзвездных пылинок, по-видимому, возможно и за счет наличия в ее оболочке свободных радикалов [18]. Используя $\chi = 2.5 \cdot 10^{-12}$ и средние значения параметров, характеризующие межзвездный газ и магнитное поле $T_g = 100$ К, $n_H = 1$ см⁻³, $B = 3$ мкГс и $T_d = 10$ К, после подстановки в (5), получим $\delta_0 = 0.186$.

Отметим, что везде речь идет о диффузных межзвездных облаках без внутренних источников излучения. В таких областях обычно $T_d < T_g$. Несколько иная ситуация, по-видимому, реализуется в темных молекулярных облаках, связанных с областями звездообразования, где вблизи ИК-источников температура пыли может превышать температуру газа.

4. *Результаты расчетов и обсуждение.* В рамках описанной выше модели двуслойных цилиндрических пылинок, состоящих из астросила и загрязненного льда, для видимой и ближней ИК-областей спектра мы провели расчеты нормированных кривых межзвездного поглощения

$$A^{(n)}(\lambda) = \frac{A(\lambda) - A(\lambda_V)}{A(\lambda_B) - A(\lambda_V)} = \frac{E(\lambda - \lambda_V)}{E(\lambda_B - \lambda_V)}, \quad (9)$$

избытков цвета $E(B - V) = A_B - A_V$ и $E(V - K) = A_V - A_K$ и отношения полного поглощения к селективному $R_V = A_V / E(B - V)$. При этом рассматривались ансамбли пылинок, имеющие различные средние радиусы и разную степень и направление ориентации. Величины поглощения A_B , A_V и A_K получались в результате усреднения по полосе пропускания соответствующего фильтра (см. формулу (24) в [7]). Кривые реакции для фильтров B и V брались из монографии В. Л. Страйжиса [19], а для фильтра K — из работы Джонсона [20]. Выбор числа узлов при гауссовском интегрировании по α и углам β , ω и φ в формуле (2) проводился с учетом рекомендаций, приведенных в работе [7]. В этой же работе содержатся результаты тестирования комплекса программ и оценки времени его работы.

Результаты расчетов нормированных кривых поглощения $A^{(n)}(\lambda^{-1})$ для ансамблей частиц с $\Omega = 90^\circ$ и разными значениями a_0 нанесены на рис. 2. Там же приведена средняя кривая межзвездного поглощения, взятая из обзора [8]. Ход кривых на рис. 2 показывает, что нормированные избытки цвета в УФ и ИК областях спектра уменьшаются с ростом параметра a_0 (или среднего размера частиц \bar{a} , что отмечалось и ранее (см., например, [3, 4]). Данный эффект является результатом присутствия горба на кривой $Q_{\text{ext}}(x)$ (см. рис. 1), причем увеличение среднего размера частиц эквивалентно смещению вправо по оси абсцисс на этом рисунке.

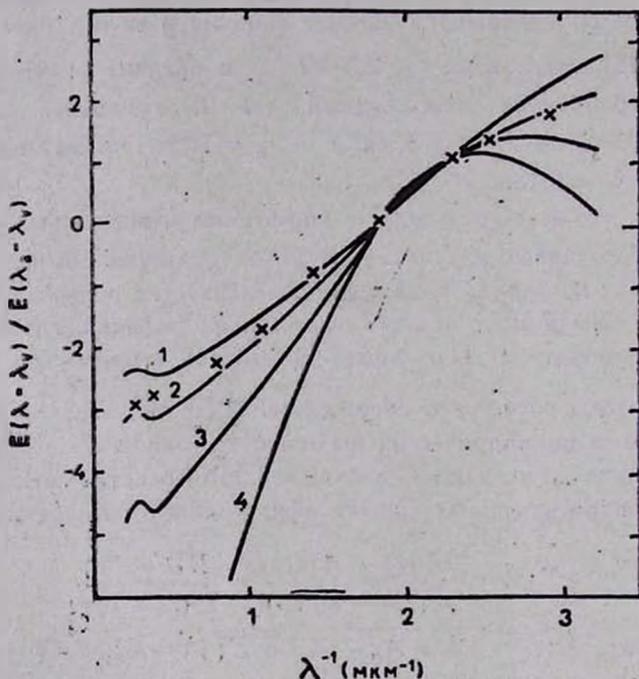


Рис. 2. Нормированные кривые межзвездного поглощения для ансамблей двуслойных цилиндрических пылинок, полная ДГ-ориентация $a_c = 0.05$ мкм, $\Omega = 90^\circ$ (1— $a_0 = 0.2$ мкм, 2— $a_0 = 0.3$ мкм, 3— $a_0 = 0.4$ мкм, 4— $a_0 = 0.5$ мкм). Крестиками нанесена средняя кривая межзвездного поглощения из [8].

Рис. 1 позволяет понять и поведение кривых поглощения при различных углах ориентации пылинок Ω (при полной ДГ-ориентации $0 \leq \alpha \leq \Omega$). Впервые такая зависимость была теоретически предсказана в работах Гринберга и Мелтцера [21] и Уилсона [22], установивших, что отношение избытков цвета $E(U-B) / E(B-V)$ должно уменьшаться с ростом

угла Ω . Из рис. 1 нетрудно видеть, что это связано со смещением максимума величины Q_{ext} в сторону меньших значений x при увеличении угла α . Различие кривых $A^{(n)}(\lambda^{-1})$ в УФ при разных значениях Ω становится заметным лишь при полной ориентации пылинок; при $\delta_0 = 0.186$ мкм разность отношений $E(U-B)/E(B-V)$ для $\Omega = 0^\circ$ и $\Omega = 90^\circ$ не превосходит 0^m1 . Поиски этого эффекта в зависимости от галактической долготы неоднократно проводились в 60-е и 70-е годы (см., например, [23—25]). Не вдаваясь в детали тонкого вопроса калибровки наблюдательных данных, отметим, что столь малые изменения избытков цвета могут быть легко «замазаны» как в результате изменений среднего размера пылинок, так и флуктуаций радиальной составляющей галактического магнитного поля вдоль луча зрения.

Более перспективным, возможно, является поиск зависимости от угла Ω по ИК-части нормированной кривой межзвездного поглощения, для которой при $\lambda^{-1} \rightarrow 0$ $A^{(n)}(\lambda^{-1}) \rightarrow -R_V$. Зависимость R_V от Ω представлена на рис. 3 для частиц с $a_0 = 0.3$ мкм и различными значениями δ_0 .

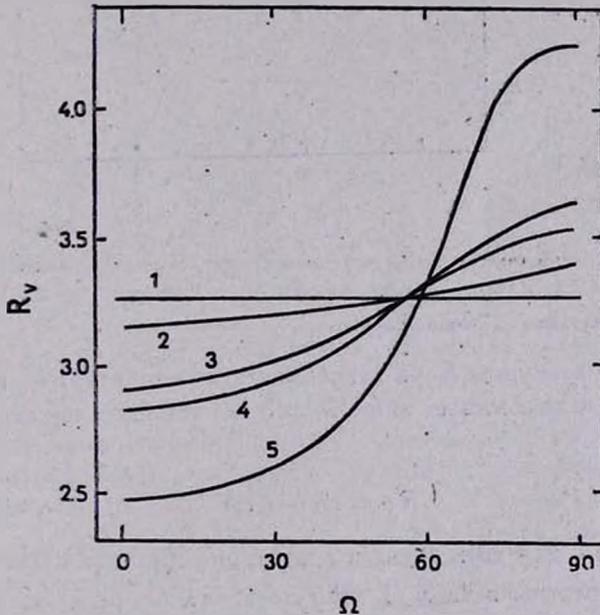


Рис. 3. Отношение полного поглощения к селективному, $a_c = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм (1— $\delta_0 = 0.019$ мкм, 2— $\delta_0 = 0.186$ мкм, 3— $\delta_0 = 1.86$ мкм, 4— $\delta_0 = 18.6$ мкм, 5—полная ДГ-ориентация).

Из рис. 3 видно, что R_V начинает расти с увеличением Ω лишь при значительной степени ориентации пылинок, что связано с лучшей

ориентацией частиц больших размеров, дающих вклад в A_B . Последнее обстоятельство иллюстрирует рис. 4, на котором нанесены нормированные значения A_V и $E(B-V)$ в зависимости от Ω для полной и неполной ориентаций пылинок. Из этого рисунка следует, что замысловатый ход кривой 5 на рис. 3 связан с изменениями показателей цвета $E(B-V)$ и, в частности, с вкладом в A_B пиков на кривых Q_{ext} при больших значениях z (см. рис. 1).

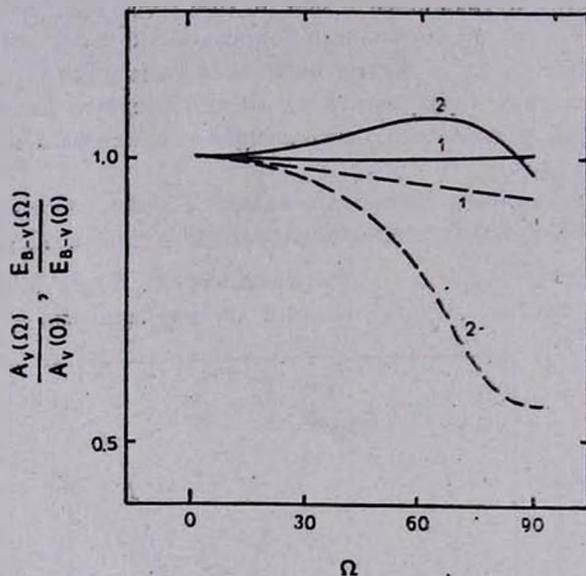


Рис. 4. Нормированные величины полного поглощения (сплошные линии) и избытка цвета $E(B-V)$ (штриховые линии), $a_c = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм (1— $\delta_0 = 0.186$ мкм, 2—полная ДГ-ориентация).

Поведение величины R_V в зависимости от параметра a_0 , показанное на рис. 5, по форме напоминает гиперболы и может быть представлено в следующем виде:

$$R_V = (b - ca_0)^{-1}. \quad (10)$$

Параметры b и c для двух случаев ориентации пылинок и значений $\Omega = 0^\circ$ и $\Omega = 90^\circ$ приведены в табл. 1. Они позволяют определить величину R_V с точностью $\approx 3\%$.

Наблюдаемые значения R_V , найденные различными способами, составляют от 1.6 до 8.28 [26] (среднее значение $R_V = 3.1$ [8]). Среди методов определения R_V (см. их обзор в [19]) наиболее точным, по-видимо-

му, является метод экстраполяции закона поглощения $\kappa \lambda^{-1} = 0$. В этом случае R_V получается по результатам трехцветной фотометрии (обычно в B , V и в какой-либо ИК-полосе), причем чаще всего используется соотношение

$$R_V = 1.1 E(V-K)/E(B-V), \quad (11)$$

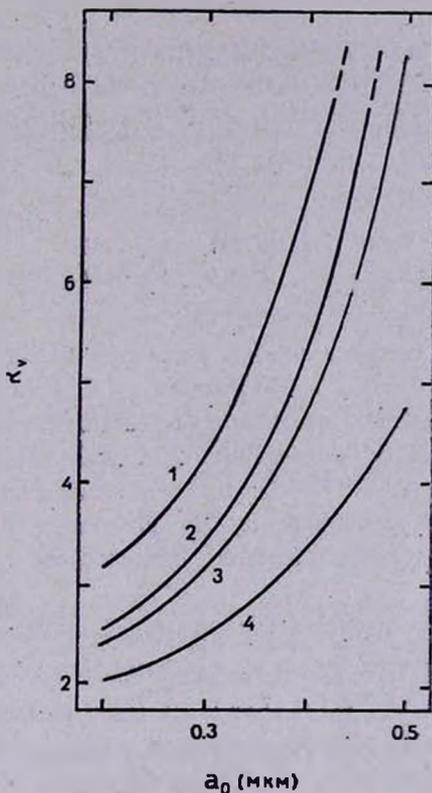


Рис. 5. Отношение полного поглощения к селективному, $\alpha_c = 0.06$ мкм (1—полная ДГ-ориентация, $\Omega = 90^\circ$; 2— $\delta_0 = 0.186$ мкм, $\Omega = 90^\circ$; 3— $\delta_0 = 0.186$ мкм, $\Omega = 0^\circ$; 4—полная ДГ-ориентация, $\Omega = 0^\circ$).

основанное на расчетной кривой № 15 ван де Хюлста [27]. С целью выяснения чувствительности этого соотношения к различным параметрам мы провели также расчеты избытков цвета $E(V-K)$. Оказалось, что, несмотря на изменения среднего размера пылинок, степени и направления их ориентации, соотношение (11) выполняется с точностью $\leq 5\%$. Кроме того, выяснилось, что изменения параметров задачи влияют в основном на величину $E(B-V)$, тогда как A_V и $E(V-K)$ остаются пропорциональными друг другу (см. также рис. 4). Таким образом, значение A_V , ве-

роятно, гораздо надежнее находить не при помощи модельно зависящего параметра R_V , а из соотношения

$$A_V = 1.1 E(V - K), \quad (12)$$

которое выполняется с точностью $\sim 1\%$ для неполной и $\sim 3\%$ для полной ДГ-ориентации.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ АППРОКСИМАЦИОННОЙ ФОРМУЛЫ (10)
 ДЛЯ R_V (IDG—НЕПОЛНАЯ ДГ-ОРИЕНТАЦИЯ, $\tau_0=0.186$;
 PDG—ПОЛНАЯ ДГ-ОРИЕНТАЦИЯ)

Ω	IDG		PDG	
	0°	90°	0°	90°
b	0.613	0.593	0.683	0.479
c	0.583	0.983	0.950	0.817

Мы рассчитали также альбедо для ансамблей двуслойных пылинок $\Lambda(\lambda) = \langle C_{\text{сca}} \rangle / \langle C_{\text{ext}} \rangle_\lambda$. Сечения $\langle C_{\text{сca}} \rangle_\lambda$ определялись по формуле (2), но с заменой факторов эффективности ослабления Q_{ext} на факторы эффективности рассеяния $Q_{\text{сca}}$. Для частиц с $a_c = 0.05$ мкм $\Lambda = 0.92 + 0.94$ для $\lambda = 0.3 + 1.0$ мкм независимо от степени и направления ориентации и величины a_0 . В ИК-части спектра значение Λ резко уменьшается, причем быстрее происходит для частиц с малым средним размером.

Укажем также, что расчеты для ансамблей пылинок с радиусами ядра $a_c = 0.03, 0.07$ и 0.10 мкм, проведенные нами, показали ход кривых межзвездного поглощения $A^{(n)}(\lambda)$ и величины R_V с изменением Ω, δ_0 и a_0 такой же, как и на рис. 2, 3, 5. Кроме того, из наших расчетов следует, что эти же зависимости остаются в силе и при увеличении минимальной толщины оболочки пылинок.

Отметим также, что детальное сравнение с наблюдениями и извлечение из них данных о характеристиках пылевых частиц и магнитных полей в межзвездной среде имеет смысл проводить лишь с привлечением поляризационных данных, что будет сделано в дальнейшем.

5. **Заключение.** Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) Для модели двуслойных («астрономический силикат» — загрязненный лед) цилиндрических пылинок, частично или полностью ориентированных под действием механизма Дэвиса—Гринштейна, рассчитаны кривые межзвездного поглощения в видимой и ближней ИК областях спектра

и величина R_V , характеризующая отношение полного поглощения к селективному.

б) Рассмотрена зависимость R_V от степени и направления ориентации пылинок и параметра a_0 в функции распределения пылинок по размерам. В последнем случае R_V аппроксимируется приближенной формулой $R_V \approx (b - ca_0)^{-1}$.

в) Показано, что вместо «модельно зависимой» величины R_V для определения полного поглощения лучше использовать соотношение $A_V = 1.1 \cdot E(V-K)$, справедливое с точностью $\leq 3\%$ в широком диапазоне значений параметров задачи.

Авторы благодарны д-ру Б. Драйну за присылку препринтов его статей.

Ленинградский государственный
университет

LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM: THE INTERSTELLAR EXTINCTION CURVES

N. V. VOSHCHINNIKOV, A. E. IL'IN, V. B. IL'IN

The interstellar extinction curves in visual and near infrared regions and the total-to-selective extinction ratio R_V are computed for core-mantle (astronomical silicate—dirty ice) cylindrical interstellar grains with perfect or imperfect Davies-Greenstein alignment. Dependence of R_V on the degree and the direction of alignment and the grain size are discussed. It has been shown that the more reliable method for the determination of A_V is the use of the relation $A_V = 1.1 \cdot E(V-K)$, which provides an error less than 3% within a wide range of parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. Greenberg, Cosmic Dust, ed. J. A. M. McDonnell, Wiley, New York, 1978, p. 187.
2. P. G. Martin, Cosmic Dust, Oxford Univ. Press, Oxford, 1978.
3. Дж. М. Гринберг, Межзвездная пыль, Мир, М., 1970.
4. J. M. Greenberg, S. S. Hong, Galactic Radio Astronomy, Reidel, IAU Symp. 60, 1974, p. 155.
5. S. S. Hong, J. M. Greenberg, Astron. and Astrophys., 88, 194, 1983.

6. P. A. Aannestad, J. M. Greenberg, *Astrophys. J.*, 272, 551, 1983.
7. Н. В. Воцинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Вестн. ЛГУ*, № 15, 67, 1985.
8. B. D. Savage, J. S. Mathis, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 73, 1979.
9. А. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде, *Мир*, М., 1981.
10. B. T. Draine, H. M. Lee, *Astrophys. J.*, 285, 89, 1984.
11. B. T. Draine, Preprint, 1984.
12. A. Cooke, N. C. Wickramasinghe, *Astrophys. and Space Sci.*, 50, 49, 1977.
13. S. G. Warren, *Appl. Opt.*, 23, 1206, 1984.
14. L. Davies, J. L. Greenstein, *Astrophys. J.*, 114, 206, 1951.
15. G. L. Verschuur, *Fundam. Cosmic Phys.*, 5, 113, 1979.
16. R. V. Jones, L. Spitzer, *Astrophys. J.*, 147, 943, 1967.
17. W. W. Duley, *Astrophys. J.*, 219, L 129, 1978.
18. А. Ж. Аламандола, Инфракрасная астрономия, ред. Ч. Уини-Уильямс, Д. Крукшенк, *Мир*, М., 1983, с. 288.
19. В. А. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, *Мокслас*, Вильнюс, 1977.
20. H. L. Johnson, *Astrophys. J.*, 141, 923, 1965.
21. J. M. Greenberg, A. S. Meltzer, *Astrophys. J.*, 132, 667, 1.60.
22. R. Wilson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 120, 51, 1960.
23. E. J. Wampler, *Astrophys. J.*, 134, 861, 1961.
24. J. D. Fernie, J. M. Marlborough, *Astrophys. J.*, 137, 700, 1953.
25. Г. С. Ромашин, *Астрон. циркуляр*, № 830, 1, 1974.
26. В. А. Страйжис, *Бюл. Вильн. астрон. обсерв.*, № 47, 27, 1978.
27. H. L. Johnson, *Nebulae and Interstellar Matter*, eds. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Chicago, 1968, p. 167.

УДК: 524.78+524.47—657

ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК И ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ L_{α} И 21 СМ В СПЕКТРАХ ДАЛЕКИХ КЗО

Б. В. КОМБЕРГ

Поступила 17 апреля 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

В работе приводятся основные наблюдательные характеристики линий поглощения I и II классов, формирующихся в спектрах далеких квазаров при попадании на луч зрения газовых комплексов в объектах «по дороге». При этом упор делается на обсуждение возможной природы объектов, ответственных за появление многочисленных линий поглощения II класса (так называемых, линий «леса L_{α} »). Рассматривается также вопрос о возможной природе облаков, в которых формируются иногда наблюдаемые в радиоспектрах квазаров линии поглощения 21 см. Исходя из узости этих линий (< 10 км/с) и в предположении гравитационной связанности объектов, ответственных за их образование, оцениваются светимости, размеры и массы комплексов. По своим характеристикам эти объекты оказываются схожими с шаровыми скоплениями, но только с относительно большим количеством газа ($\sim 50 M_{\odot}$).

1. *Свойства оптических линий поглощения.* Квазизвездные объекты (КЗО) в силу своей яркости и удаленности позволяют исследовать свойства диффузной межгалактической среды (м. г. с.) и объектов «по дороге». Так, например, по отсутствию поглощающей особенности на $\lambda = 1216(1+z)A$ в непрерывном спектре квазара 3С 9 ($z_{\text{см.}} = 2.0$) было получено [1] ограничение $n_{\text{HI}} < 3 \cdot 10^{-11}$ см $^{-3}$ на плотность м. г. водорода. Таким же методом в [2] получили ограничение $n_{\text{HI}} < 6 \cdot 10^{-12}$ см $^{-3}$ для более близких областей по квазару 3С 273 ($z_{\text{см.}} = 0.16$). В спектрах далеких КЗО ($z_{\text{см.}} > 2.0$) с Земли можно наблюдать большое число узких линий поглощения с $z_{\text{abs.}} < z_{\text{см.}}$ (например, [3, 4]). Более широкие и сильные из них со скоростями разлета в системе источника

$$\frac{\Delta V_0}{c} = \frac{(1+z_{\text{см.}})^2 - (1+z_{\text{abs.}})^2}{(1+z_{\text{см.}})^2 + (1+z_{\text{abs.}})^2} < 10^{-2}$$

формируются, скорее всего,

в газовых оболочках самих КЗО, а более узкие и слабые с $\frac{\Delta V_0}{c} > 10^{-2}$ — в каких-то объектах «по дороге» [5].

Многочисленные «внешние» линии поглощения по своим свойствам делятся на два класса. Класс I — линии, отождествляемые, в основном, с линиями ионов металлов, собранными в отдельные системы с разными z_{abs} . Класс II — одиночные линии с $\lambda_{\text{набл.}} < 1216(1 + z_{\text{см.}}) \text{ \AA}$, плохо поддающиеся отождествлению. Линии поглощения I класса, по-видимому, формируются в газовых облаках протяженных корон массивных S-галактик (например, [6, 7]). Подтверждением этой гипотезы может служить некоторое сходство линий этого класса с УФ-линиями поглощения, наблюдаемыми в спектрах ярких звезд нашей Галактики (например, [8]). Из предположения о формировании линий I класса в корональных газовых облаках следует, что квазары с большим числом систем поглощения наблюдаются сквозь многочисленные короны S-галактик, расположенных «по дороге» на разных z . Это может привести к ряду наблюдательных особенностей этих КЗО. Например, в [9] указывалось на возможный у них эффект большей дисперсии величины фарадеевского вращения в радиодиапазоне. И это, как будто, действительно имеет место [10]. Во всяком случае эти наблюдения не противоречат следующим параметрам поглощающих газовых комплексов: $D \approx 50$ кпк, $n_0 \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $H \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$.

Вопрос о природе линий поглощения II класса остается до сих пор открытым. Линдс [11] предположил, что они являются линиями L_{α} , расположенными каждая на своем z_{abs} — это, так называемый, «лес линий L_{α} ». Правда, не все с ним согласны (например, [12, 13]). Однако можно думать, что какая-то часть ($\sim 20\%$) этих линий поглощения все же связана с L_{α} [13]. Коротко остановимся на свойствах линий II класса [4, 14—16] и на гипотезах относительно природы объектов, в которых они могли бы формироваться [17—25].

1) Характерные ширины линий соответствуют дисперсии скоростей в системе покоя источника $\sim (30-100) \text{ км/с}$, и в них не наблюдаются характерные для линий I класса расщепления на величину, равную примерно их ширине.

2) Линии II класса не входят в системы, характерные для линий I класса, хотя иногда они связаны с линиями L_{β} и OVI.

3) В распределении числа линий по z не наблюдается характерной для линий I класса скученности в масштабах скоплений галактик. В среднем на интервал $\Delta z = 1$ для $z = 2, 3$ приходится около 50 линий II класса, для которых в дифференциальном распределении заметен эволюционный

эффект: $N(z) \sim (1+z)^{1.51 \pm 0.22}$. Из этой зависимости можно сделать два вывода: или пространственная плотность поглощающих облаков изменяется со временем по закону $n_{\text{обл.}} \sim (1+z)^2$ при $R_{\text{обл.}} \approx \text{const}$, или они изменяют свой размер $R_{\text{обл.}} \sim (1+z)^{-1}$ при $n_{\text{обл.}} \approx \text{const}$. Разделить оба этих возможных вида эволюции облаков пока не представляется возможным.

4) Эквивалентные ширины (W_0) линий II класса, приведенные к $z=0$, не превосходят 1А, что соответствует $N_{\text{HI}} \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (хотя встречаются случаи и $N_{\text{HI}} > 10^{16} \text{ см}^{-2}$). Наблюдаемое распределение по W_0 можно записать в виде

$$N(W_0) \sim \exp(-W_0/W^*),$$

где $W^* = 0.16-0.26 \text{ А}$, а распределение по N_{HI} имеет вид

$$P(N_{\text{HI}}) \sim N_{\text{HI}}^{-\beta}, \text{ где } \beta = 2.0.$$

5) Возможна слабая корреляция между величинами N_{HI} и дисперсиями скоростей (ширинами линий).

6) Параметры линий «леса» мало зависят от величины $z_{\text{см.}} - z_{\text{абс.}}$ и слабо изменяются при переходе от одного КЗО к другому.

7) Вид функции распределения по N_{HI} и дисперсиям скоростей мало изменяется при переходе от $z=2$ к $z=3$.

В работе [17] предполагалось, что линии «леса» формируются во внутренних областях (2—3 кпк) протогалактик (ПГ) с массами $10^{8+9} M_{\odot}$. Основная же масса газа ($10^{11+12} M_{\odot}$), находящаяся во внешних областях (20—30 кпк), ионизована фоновым УФ-излучением от КЗО. В работе [18] рассматривался вопрос об образовании линий в гравитационно связанных газовых политропных ПГ ($M \approx 10^{10-11} M_{\odot}$, $D = 1 \text{ Мпк}$, $n = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$), находящихся в поле ионизирующего излучения КЗО. В работах [4, 19] обсуждалась гипотеза, связывающая линии «леса» с м. г. газовыми облаками размером от сотен пк до десятков кпк и с массами $10^{7-8} M_{\odot}$, удерживающимися от расширения давлением внешней разреженной и горячей среды. Пространственная плотность таких облаков должна достигать $\sim 10^{2-3} \text{ Мпк}^{-3}$ на $z \approx 2.5$. Похожая картина рассматривалась в работе [13], в которой отмечалось, что внутреннее давление в облаках ($n \approx 0.3 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^4 \text{ К}$) того же порядка, что и давление в гипотетических «блинах» второго поколения. Такие «блины» могут располагаться между «блинами» первого поколения, проэволюционировавшими в современные сверхскопления. В работе [20] говорилось о возможном формировании линий

поглощения II класса в расширяющихся уплотненных оболочках, образующихся при взаимодействии м. г. среды с мощным ветром от КЗО (см. также [21]).

В ряде работ Я. Оорта (например, [22, 23]) ставился вопрос о возможном формировании линий II класса в газовых «блинах» ($M_{\text{tot}} \approx 10^{15} M_{\odot}$, $R \approx 50$ Мпк), сильно ионизованных ($n_{\text{H II}}/n_{\text{H I}} = 10^9$) излучением КЗО. Однако такая точка зрения критиковалась в [13, 24] как со стороны частоты встречаемости линий «леса», так и допустимых размеров L_{α} -поглощающих облаков. В работе [25] выдвигается оригинальное предположение о формировании линий «леса» в богатых газом ($M_{\text{H I}} > 10^7 M_{\odot}$) карликовых галактиках ($L \approx 10^{8-9} L_{\odot}$, $D \approx 1$ кпк), находящихся на стадии истечения газа уже при умеренном темпе звездообразования. Пространственная плотность галактик-карликов ($\sim 10-10^3$ Мпк $^{-3}$) не противоречит ни частоте встречаемости линий «леса» в спектрах КЗО, ни уровню оптического фонового излучения.

2. Поглощение в радиолинии 21 см. А. Казалось бы, вопрос о природе линий поглощения II класса в водородных облаках можно прояснить, исходя из дополнительных данных относительно поглощения в радиолинии 21 см. Однако линия поглощения 21 см встречается в радиоспектрах далеких КЗО довольно редко (за исключением случаев угловой близости КЗО и S-галактик). Кроме того, эти радиолинии очень узкие (< 10 км/с), несмотря на то, что в среднем $N_{\text{H II}} > N_{L_{\alpha}}$ (см $^{-2}$). (Сведения относительно наблюдаемых случаев линий поглощения 21 см и их свойств собраны в табл. 1 и 2). Возможно, это свидетельствует в пользу той точки зрения, что линии поглощения «леса» и 21 см хотя и формируются «по дороге», однако или в разных объектах, или в разных зонах одного и того же объекта. В последнем случае область формирования линий 21 см, должна занимать гораздо меньший центральный объем, чем и может объясняться гораздо меньшей частотой их встречаемости.

Остановимся кратко на предположениях относительно природы облаков HI, ответственных за появление линий поглощения 21 см. В работе [26] рассматривается ситуация, когда линии 21 см образуются в коронах массивных галактик. Плотные облака могут появиться в них при выметании газа из карликовых галактик-спутников, падающих на центральную галактику. По оценкам авторов, для согласования с наблюдаемой частотой появления линий поглощения 21 см, достаточно иметь в короне галактики 1—10 облаков HI при $z = 0$ и $\sim 10^3$ облаков при $z = 2$. Масса облаков принимается $10^{6-7} M_{\odot}$. В работе [27] на основе наблюдаемой слабой корреляции между появлениями линий поглощения 21 см и Mg II делает-

Таблица 1

Объект ($z_{\text{ед.}}$)	$z_{\text{abs.}}$ (21 см)	Примечания	Литература
3С 286 (0.846)	0.692	$\Delta V=8.2$ км/с $\tau=0.11$ $N_{\text{H}}=3 \cdot 10^{18}$ Т _s см ⁻² $T_s=100$	[1, 2]
3С.196 (0.871)	0.437	Поглощение наблюд. в протяженном радиокомпоненте. Линии поглощения расщеплены на 20 км/с	[3]
A0 0235+164 (Lacertae $z>0.85$)	0.524	$\Delta V=10$ км/с	[4-6]
1229-02 (1.038)	0.394	Есть оптическая система $z_{\text{abs.}}=0.395$ (Mg II, Mg I) $\Delta V=12$ км/с $N_{\text{H I}}=3.3 \cdot 10^{20}$ (Т _s /100) см ⁻²	[7, 8]
PKS 11.57+014 (1.978)	1.944	$z_{\text{abs.}}=1.94$; в оптической системе есть широкая абс. L _α с тем же z	[9]
Q 1331+170 (2.081) MC3	1.77	$\Delta V=8.5$ км/с $N_{\text{H}}=7.6 \cdot 10^{20}$ см ⁻² $T_s < 1000$ К Есть шир. L _α абс. $z_{\text{abs.}}=1.79$	[10]

Примечания.

1. R. L. Brown, M. S. Roberts, *Astrophys. J. Lett.*, 184, L2, 1973. 2. M. M. Davis, L. S. May, *Astrophys. J.*, 219, 1, 1978. 3. R. L. Brown, K. J. Mitchell, *Astrophys. J.*, 264, 87, 1983. 4. A. M. Wolfe, B. J. Wills, *Astrophys. J.*, 218, 39, 1977. 5. K. J. Johnston, J. J. Broderck, J. J. Condon, A. M. Wolfe, K. Weiler, R. Genzel, A. Witzel, R. Booth, *Astrophys. J.*, 234, 466, 1979. 6. F. M. Briggs, *Astrophys. J.*, 274, 86, 1983. 7. R. L. Brown, R. E. Spencer, *Astrophys. J. Lett.*, 230, L1, 1979. 8. A. M. Wolfe, *Physica Scripta*, 21, 794, 1980. 9. A. M. Wolfe, F. M. Briggs, *Astrophys. J.*, 248, 460, 1981. 10. A. M. Wolfe, M. M. Davis, *Astron. J.*, 84, 699, 1979

Таблица 2

Параметры	Поглощение	
	Линии „леса L _α “	21 см
$\Delta V_{1/2}^0$ (км/с)	~150	< 10
$N_{\text{H I}}$ (см ⁻²)	10 ¹⁴ —10 ¹⁹	10 ¹⁸ —10 ²¹
τ	10 ⁴ —10 ⁸	< 1

сы вывод, что первые формируются в толстых дисках S-галактик, обращенных к нам почти ребром, а вторые — в короне тех же галактик. Линии поглощения 21 см могли бы, в принципе, возникать в м. г. облаках, которые часто наблюдаются в окрестностях гигантских S-галактик (например, [28]) или их групп (например, [29, 30]). Параметры этих облаков примерно таковы: $M_{H I} = 10^{8-9} M_{\odot}$, $D = 20-50$ кпк, $n_{H I} = 10^{-3}-10^{-4}$ см $^{-3}$, $N_{H I} \approx 10^{18}$ см $^{-2}$ и $\Delta V_{1/2}^0 \approx 50$ км/с. Однако ясно, что такие облака не могут давать узкие (< 10 км/с) линии поглощения, а именно такие линии наблюдаются в спектрах далеких радиоисточников.

Б. Исходя из наблюдаемых ширины линий поглощения 21 см и предполагая гравитационную связанность облаков, ответственных за их появление, можно оценить оптическую светимость облаков и их размеры. Согласно [31] для E-галактик низкой светимости ($|M_B| < 20$) имеется соотношение

$$\lg \left(\frac{L_B}{L_{\odot}} \right) = 4 \lg \Delta V_{1/2} (21 \text{ см}) + 1. \quad (1)$$

Подставляя в него $\Delta V_{1/2} \leq 10$ км/с, получаем $L_B \leq 10^5 L_{\odot}$. Можно также воспользоваться зависимостью из работы [32], полученной для балджей S-галактик:

$$-M_H = 20.7 + 10 [\lg \Delta V_{20}^{\circ} (21 \text{ см}) - 2.5]. \quad (1a)$$

Здесь M_H — абсолютная звездная величина в фильтре „H α “ (1.65 мкм), ΔV_{20}° — ширина линии на 20 % от I_{\max} , исправленная на наклон галактики и собственную дисперсию скоростей газа. Подставляя $\Delta V_{20}^{\circ} \approx 10$ км/с, получаем $M_H = -6$. Из работы [33], в которой приводятся зависимости $-M^{\circ}(B) = f(\sigma_{H\beta})$ и $D_c = f(\sigma_{H\beta})$ для балджей S-галактик и гигантских H II-областей ($\sigma_{H\beta} = 0.42 \Delta V_{1/2}(H\beta)$ — дисперсия скоростей), можно получить связь между размерами и абсолютной звездной величиной

$$\lg D_c (\text{пк}) = 0.18 M^{\circ}(B) + 0.364, \quad (2)$$

где D_c — размер на уровне $25^m/\square''$.

При $M^{\circ}(B) = -3.4$, полученной из [33] при условии $\Delta V_{1/2} (21 \text{ см}) = \Delta V_{1/2}(H\beta)$, имеем $D_c = 10$ пк.

Таким образом видно, что и светимости, и размеры получаются типичными для шаровых скоплений (ш. ск.). По оцененным размерам и наблюдаемым дисперсиям скоростей легко получить вириальную массу

$M_{\text{вир.}} \sim 10^5 M_{\odot}$ и $\frac{M}{L_B} = 1$. Эти величины опять-таки близки к харак-

терным для ш. ск. Если предположить, что нейтральный водород в этих объектах распределен приблизительно однородно, то при $D = 10$ пк получается:

$$n_{\text{HI}} \approx \frac{N_{\text{HI}}}{D} \approx \frac{10^{19}}{3 \cdot 10^{19}} \approx 0.3 \text{ см}^{-3},$$

и масса водорода оказывается равной всего нескольким солнечным массам. Такое небольшое количество HI вполне можно ожидать даже и в старых ш. ск., не говоря уже о более молодых образованиях. Наблюдения (например, [34]) ш. ск. в нашей Галактике дали верхний предел на уровне $M_{\text{HI}} \leq 10 M_{\odot}$. Поэтому представляется небезынтересным поиск линий поглощения 21 см в близких ш. ск., проектирующихся или на далекие радиоисточники, или на области яркого нетеплового фонового излучения.

Вопрос о возможном существовании большого числа межгалактических ш. ск. остается открытым, так как малая светимость не позволяет пока вести поиск за пределами Местной группы галактик. Однако в литературе высказывалась гипотеза, что могут существовать протошаровые скопления, являющиеся первичным звездным населением Мира, из которых впоследствии будут формироваться галактики (например, [35, 36]). Если считать, что основной вклад в среднюю плотность Мира дают именно эти ш. ск., то их пространственная плотность не должна превышать критической $\rho_c^0 \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3 = 7 \cdot 10^{10} M_{\odot}/\text{Мпк}^3$ ($H_0 = 50 \text{ км/с Мпк}$). Отсюда

$$N_{\text{ш. ск.}}^{\text{перв.}} \leq \frac{7 \cdot 10^{10}}{10^5} \approx 7 \cdot 10^5 \text{ Мпк}^{-3}. \text{ Чтобы вероятность попадания такого}$$

ш. ск. на луч зрения при $z=2$ была достаточной, надо иметь $N_{\text{ш. ск.}} \times \times R_{\text{ш. ск.}}^2 \cdot l \geq 1$. Отсюда можно получить $R_{\text{ш. ск.}} \geq 30$ пк, при $l=1000$ Мпк. Это больше, чем получалось из выражения (2). Однако, если учесть, что газа в протошаровых скоплениях больше, чем в старых ш. ск., то и распределен он будет более широко. (При $N_{\text{HI}} \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и $R=30$ пк имеем $M_{\text{HI}} \approx 50 M_{\odot}$). Может возникнуть вопрос: почему газ в этих ш. ск., не дает линий поглощения L_{α} ? Во-первых, их и не должно быть много в спектрах КЗО, так как и линии поглощения 21 см встречаются редко. Во-вторых, эти линии должны быть очень узкими: $\Delta \lambda_0 = \frac{\Delta V}{c} \lambda_0 \leq 0.04 \text{ \AA}$ при $\Delta V \leq 10 \text{ км/с}$ и $\lambda_0 = 1216 \text{ \AA}$, и их невозможно наблюдать, несмотря на большую оптическую толщину:

$$\tau_{L_{\alpha}} \approx n_{\text{HI}} \cdot \sigma_{L_{\alpha}} \cdot l = N_{\text{HI}} \sigma_{L_{\alpha}} \approx 10^6,$$

при $N_{\text{HI}} \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и $\sigma_{L_{\alpha}} \approx 10^{-13} \text{ см}^2$ для $\Delta V = 10 \text{ км/с}$.

Факт совпадения линий поглощения 21 см и систем с линиями поглощения ионов металлов (см. табл. 1) может быть связан с тем, что на луч зрения попадают ш. ск., входящие в состав галактических корон. Так как размер корон гораздо больше суммарного размера ш. ск. в них, то обратное утверждение будет неверно: попадание на луч зрения короны галактики еще не гарантирует попадания шарового скопления с примерно тем же $z_{\text{аб.}}$.

От такого большого количества протошаровых скоплений должно было бы наблюдаться сильное фоновое излучение, соответствующее объемной светимости

$$\Phi_B = (10^5 L_{\odot}) \cdot 7 \cdot 10^5 \approx 7 \cdot 10^{10} L_{\odot} / \text{Мпк}^3.$$

Это превышает верхний предел фонового потока $F_B = 3.4 \cdot S_{10}$ в фильтре «В», что соответствует величине $\Phi_B = 1.4 \cdot 10^9 L_{\odot} / \text{Мпк}^3$ в настоящую эпоху (см., например, [25, 37]). Однако не надо забывать, что максимум фонового излучения от далеких протошаровых скоплений из-за красного смещения уже не будет приходиться на оптический диапазон, а может переместиться в более красную область. Вопрос же об уровне фонового излучения в микронной области пока не выяснен. В работе [38] есть некоторые указания на то, что этот уровень достаточно высок.

Итак, наблюдения как будто не противоречат предположению о том, что узкие линии поглощения 21 см могут формироваться в газовом компоненте карликовых систем, если пространственная плотность последних достигает $10^5 - 10^6 \text{ Мпк}^{-3}$ при размерах в несколько десятков парсек. Карликовые галактики ($D \approx 1 \text{ кпк}$), в которых начался процесс звездообразования, приводящий к выметанию газа из системы, могут быть ответственными за линии поглощения «леса L_{α} » в спектрах далеких КЗО. Отметим, что в литературе рассматривалась возможность того, что карликовые E-галактики являются центральными малодисперсионными остатками более массивных систем, в которых за время бурного звездообразования выметается до 50% общей массы (например, [39]).

При обсуждении вопроса о природе объектов, ответственных за линии поглощения 21 см, следует еще оценить влияние фонового УФ-излучения на область H I. Согласно, например, [40] для ионизации газового облака с однородной плотностью \bar{n} и размером R требуется, чтобы поток ионизирующих квантов

$$I_0 > 3 \cdot 10^{-41} R \cdot \bar{n}^2 \text{ (эрг/см}^2 \text{ с ср Гц)}.$$

Для рассматриваемой нами возможности формирования линии поглощения 21 см в протошаровых скоплениях получается

$$I_0 > 3 \cdot 10^{-23} \text{ (эрг/см}^2 \text{ с ср Гц)} \text{ при } \bar{n} = 0.1 \text{ см}^{-3}$$

и $R = 30$ пк. А фон при $\lambda < 1000 \text{ \AA}$, обусловленный КЗО, согласно [41], составляет примерно $< 7 \cdot 10^{-23}$ (эрг/см² с ср Гц). Видно, что нейтральный газ в протошаровых скоплениях находится на грани ионизации уже при $z = 0$. При $z \geq 1$ УФ-фон от КЗО выше, но и газа в скоплениях может быть больше. Поэтому возможно, что в далеких протошаровых скоплениях газ все еще остается и в нейтральном состоянии. Однако ситуация может резко измениться, когда ш. ск. находится в богатом скоплении галактик, в котором сильно рентгеновское излучение горячего газа.

Если воспользоваться данными работ [42, 43], то видно, что фоновое рентгеновское излучение в области 1 КэВ составляет $\sim 5 \cdot 10^{-26}$ (эрг/см² с ср Гц) — это гораздо ниже полученного нами ионизационного предела для HI в протошаровом скоплении. Однако в центральной области ($R_c = 0.55$ Мпк) скопления с $L_{XR} \sim 10^{46}$ эрг/с рентгеновский фон в области 2—4 КэВ составляет уже

$$\sim 7 \cdot 10^{-22} \text{ (эрг/см}^2 \text{ с ср Гц)}.$$

Этого вполне достаточно для ионизации газа в протошаровом скоплении. Может быть именно с этим фактом связано наблюдаемое отсутствие «скученности» на масштабах скоплений галактик у объектов, ответственных за линии поглощения «леса L_α ». Вопрос же о степени «скученности» линий поглощения 21 см пока открыт ввиду скудности наблюдательного материала. С нашей точки зрения они, так же, как и линии «леса», не должны показывать скученности.

Институт космических исследований
АН СССР

POSSIBLE ROLE OF DWARF GALAXIES AND GLOBULAR CLUSTERS IN THE FORMATION OF L_α AND 21 cm ABSORPTION LINES IN THE SPECTRA OF DISTANT QSO

B. V. KOMBERG

This paper considers the main observational characteristics of absorption lines of classes I and II which are formed in the spectra of distant quasars when the line of sight crosses the gaseous complexes in the intervening objects. Emphasis has been put on the discussion of a possible nature of objects responsible for numerous class — II absorption lines (the so-called “ L_α -forest” lines). The paper considers the possible nature of clouds where 21 cm — absorption lines are formed

that are sometimes observed in radio spectra of quasars. The luminosity, size and mass of the objects responsible for the formation of 21 cm-lines are estimated in view of the narrowness of the lines (< 10 km/s) and assuming that these objects are gravitationally bounded. The objects are similar to globular clusters (g. c.) in terms of these characteristics though the former have relatively larger amounts of gas ($\sim 50 M_{\odot}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Gunn, B. A. Peterson, *Astrophys. J.*, 142, 1633, 1965.
2. A. F. Davidson, G. F. Hartig, W. G. Fastie, *Nature*, 269, 203, 1977.
3. A. Boksenberg, *Phys. Scripta*, 17, 205, 1978.
4. W. L. W. Sargent, *Phys. Scripta*, 21, 753, 1980.
5. R. J. Weyman, R. E. Williams, B. M. Peterson, D. A. Turnshek, *Astrophys. J.*, 234, 33, 1979.
6. M. H. Wetsheit, L. A. Collins, *Astrophys. J.*, 210, 299, 1977.
7. P. Young, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 48, 455, 1982.
8. B. D. Savage, M. A. Jeske, *Astrophys. J.*, 244, 768, 1981.
9. Б. В. Комберг, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 73, 1979.
10. G. L. Weier, J. J. Perry, P. P. Kronberg, *Astrophys. J.*, 279, 19, 1984.
11. C. R. Lynds, *Astrophys. J. Lett.*, 164, L73, 1971.
12. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, *Астрофизика*, 18, 49, 1982.
13. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 61, 218, 1984.
14. W. L. W. Sargent, P. Y. Young, A. Boksenberg, R. F. Carswell, J. A. J. Whelan, *Astrophys. J.*, 230, 49, 1979.
15. W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, D. Tytler, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 42, 41, 1980.
16. R. F. Carswell, D. C. Morton, M. G. Smith, A. N. Stockton, D. A. Turnshek, R. J. Weymann, *Astrophys. J.*, 278, 486, 1984.
17. J. Arons, *Astrophys. J.*, 172, 1972.
18. J. H. Black, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 197, 553, 1981.
19. S. P. Phillips, R. S. Ellis, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 493, 1984.
20. А. М. Озерной, В. В. Черномордик, *Астрон. ж.*, 55, 236, 1978; *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 19, 1983.
21. S. Ikeuchi, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 33, 211, 1981.
22. J. Oort, *Astron. and Astrophys.*, 94, 359, 1981.
23. J. Oort, *Astron. and Astrophys.*, 139, 211, 1984.
24. W. L. W. Sargent, P. Young, D. P. Schneider, *Astrophys. J.*, 256, 374, 1982.
25. C. Franson, R. Epstein, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 198, 1127, 1982.
26. J. Silk, C. Norman, *Astrophys. J.*, 234, 86, 1979.
27. F. H. Briggs, A. M. Wolfe, *Astrophys. J.*, 268, 76, 1983.
28. L. L. Cowie, C. F. Mc Kee, *Astrophys. J. Lett.*, 209, L105, 1976.
29. S. E. Schneider, G. Helou, S. E. Salpeter, Y. Terzian, *Astrophys. J. Lett.*, 273, L1, 1983.
30. S. E. Schneider, *Astrophys. J. Lett.*, 288, L33, 1985.
31. G. Lake, R. A. Schommer, *Astrophys. J.*, 280, 107, 1984.
32. A. Aaronson, J. Huckra, J. Mould, *Astrophys. J.*, 229, 1, 1979.

33. *R. Terlevitch, J. Melnick*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 195, 839, 1981.
34. *G. R. Knapp, F. J. Kerr*, Astron. and Astrophys., 35, 361, 1974.
35. *J. Silk*, Nature, 301, 574, 1983.
36. *P. J. E. Peebles*, Astrophys. J., 277, 470, 1984.
37. *R. R. Dube, W. C. Wickes, D. T. Wilkinson*, Astrophys. J., 232, 333, 1979.
38. *T. Matsumoto, M. Akiba, H. Marakami*, Preprint, 1983.
39. *H. Gerola, P. Carnevali, E. E. Salpeter*, Astrophys. J. Lett., 268, L75, 1983.
40. *R. A. Sunyaev*, Astrophys. Lett., 3, 33, 1969.
41. *F. Paresce, P. Jakobsen*, Astrophys. J., 247, 89, 1981.
42. *F. E. Marshall, F. E. A. Boldt, S. S. Holt, R. B. Miller, R. F. Mushotzky, L. A. Ross, R. E. Rothschild, P. J. Serlmitzios*, Astrophys. J., 235, 4, 1980.
43. *R. E. Rothschild, R. F. Mushotzky, W. A. Batty, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson*, Astrophys. J., 269, 423, 1983.

УДК: 524.7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ
В ГАЛАКТИКАХ СЕЙФЕРТА.

I. ВЫБОРКА. РЕЗУЛЬТАТЫ СКАНИРОВАНИЯ

В. Л. АФАНАСЬЕВ, В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 3 декабря 1985

Составлена выборка 45 спиральных галактик с расстоянием менее 100 Мпк ($H_0 = 75$ км/с Мпк), включающая 19 сейфертовских объектов. Для 14 галактик представлены результаты измерений распределения поверхностной яркости в полосе B вдоль больших осей, полученные путем сканирования малой апертурой с использованием техники счета фотонов. Вычислены характерные параметры: поверхностная яркость и ее градиент на расстоянии 1 кпк от центра.

1. *Введение.* Морфологические исследования сейфертовских галактик показали, что подавляющее большинство этих объектов принадлежит к классу спиральных систем. Это обстоятельство было отмечено еще Сейфертом [1] и подтверждено в дальнейшем Адамсом [2], Хекманом [3], Симкин и др. [4]. Лишь сейфертовские галактики в скоплениях имеют обычно пекулярные морфологические характеристики (Аракелян и Теребиж [5]).

Если предположить, что все спиральные галактики в случайный период своей эволюции проходят сейфертовскую стадию, то известное значение относительной численности галактик Сейферта приводит к оценке продолжительности этой стадии $\sim 10^8$ лет. С другой стороны, неоднократно отмечалось, что спиральная структура сейфертовских галактик зачастую недостаточно развита, малоконтрастна; в сейфертовских галактиках нередко наблюдаются кольцевые образования. Не исключено, что эти особенности являются в конечном счете следствием необычного распределения массы в галактиках, содержащих активное ядро, и тогда следует увеличить оценку продолжительности сейфертовской стадии соответственно уменьшению доли потенциально активных галактик. Разумеется, обнаружение всякой особенности сейфертовских галактик имело бы значение и непосредственно для выяснения причин образования активных ядер.

Количественные указания на возможное отличие сейфертовских галактик от нормальных спиралей получили Засов и Лютый [6] на основе данных мультиапертурной фотометрии с круговыми диафрагмами. Они нашли, что градиент яркости на расстоянии r порядка нескольких кпк от центра для активных галактик в среднем существенно больше, чем для неактивных. Аракелян [24] обратил внимание на то, что градиент поверхностной яркости коррелирует с другими формами проявления активности. Более высокое пространственное разрешение, чем в работе [6], было достигнуто Афанасьевым и др. [7], применившими метод сканирования длинной узкой щелью. Результаты [7] можно интерпретировать таким образом, что звездная плотность сферической составляющей сейфертовских галактик в области $r \lesssim 3$ кпк (балдж) в среднем выше, чем соответствующая величина для нормальных спиральных систем.

Необходимо отметить, что ни мультиапертурная фотометрия с круглыми диафрагмами, усредняющая наблюдаемое распределение яркости по значениям позиционного угла и дающая низкое пространственное разрешение, ни сканирование длинной щелью, приводящее к одномерному распределению яркости, не дают возможности однозначно восстановить распределение поверхностной яркости вдоль радиуса в галактиках. Метод, обеспечивающий требуемое пространственное разрешение, независимость от угла наклона галактики к лучу зрения и значительный динамический диапазон, может быть основан, в частности, на сканировании галактик малой апертурой вдоль больших осей и фотоэлектрической регистрации потока. Такие наблюдения 14 сейфертовских и нормальных галактик были проведены нами в 1983—85 гг. при помощи сканирующего фотометра, разработанного одним из авторов [8], на 125-см рефлекторе ЗТЭ Крымской лаборатории ГАИШ и 260-см рефлекторе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. С тем же прибором была выполнена мультиапертурная фотометрия ряда галактик, дополненная затем аналогичными наблюдениями наиболее ярких объектов на 60-см дейсовском телескопе Крымской лаборатории ГАИШ с фотометром Лютого [9]. Измерения с диафрагмами выполнены для 10 галактик; поскольку при наблюдениях 7 галактик использовались оба метода, общее число галактик, для которых получены новые наблюдательные данные, равно 17 (из них 9 относятся к классу сейфертовских).

На основании указанных наблюдений и соответствующих данных других авторов образована выборка галактик, включающая 45 объектов, в том числе 19 сейфертовских галактик. В I части настоящей работы даны описание выборки и наших наблюдений со сканирующим фотометром. Во II части приводятся результаты мультиапертурной фотометрии и сопоставление ее со сканами; здесь же сравниваются некоторые характеристики сейфертовских и нормальных галактик. Наконец, в III части дано более

полное обсуждение наблюдательных данных с точки зрения стандартных моделей распределения яркости в галактиках.

Общий вывод настоящей работы можно резюмировать следующим образом. Фотометрические характеристики центральных областей нормальных и сейфертовских галактик на расстоянии ~ 1 кпк от центра, где доминирует сферическая составляющая, не различаются значимо между собой. Этот результат согласуется с «короткой» шкалой продолжительности сейфертовской стадии $T_{sy} \sim 10^8$ лет.

2. *Выборка галактик.* Для уменьшения влияния эффектов селекции мы руководствовались при составлении выборки галактик следующими требованиями.

А) Расстояния галактик не должны превосходить 100 Мпк. При этом крайнем значении масштаб $s = 0.48$ кпк/сек. дуги, и при хороших изображениях еще можно выполнять измерения вблизи ядра. Однако большинство объектов выборки находятся значительно ближе 100 Мпк — среднее расстояние до них равно 29.9 Мпк.

В) Нормальные галактики должны относиться к ранним подклассам спиральных систем. Принадлежность галактик Сейферта к указанному типу обсуждалась во Введении. Для контроля распределения по подклассам мы отобрали среди известных в настоящее время более 200 сейфертовских галактик 106 таких объектов с надежной морфологической классификацией, и 79% из них были отнесены к типам S0, Sa и Sb.

С) Среди нормальных спиральных галактик предпочтение отдавалось системам, наблюдаемым плашмя или с малым углом наклона нормали к лучу зрения. Для сейфертовских галактик анизотропия наблюдаемого распределения углов наклона (вызванная условиями обнаружения активного ядра) была выявлена в [10, 11].

Рассматриваемая в данной работе выборка галактик представлена в табл. 1, где указаны также: морфологический тип по классификации де Вокулёра (в основном, согласно каталогу RC 2 [12]); хаббловский параметр наклона к лучу зрения $l = 10(1 - b/a)$ согласно каталогу Нилсона [13] или нашим оценкам (последние отмечены буквой «а»); лучевая скорость V_0 , приведенная к центру Галактики, а также соответствующий источник данных; расстояние галактики D в Мпк и поглощение A_B в полосе B . Расстояния преимущественно определялись по лучевым скоростям при параметре Хаббла $H_0 = 75$ км/с Мпк; в отдельных случаях использовались данные [14] (отмечены буквой «b») и [15] (отмечены «с»). Величина A_B заимствована из [12] за исключением поглощения для объектов Mkp 917 и Mkp 1040, для которых было принято $A_B = 0.24 \operatorname{cosec} |b''|$.

Таблица 1

Галактика	Морфологический тип	I	V_0 (км/с)	Ист. V_0	D (Мпк)	AB (зв. вел.)
1	2	3	4	5	6	7

Нормальные галактики

224	SAb	6	— 61	[12]	0.69	0.41
488	SA(r)b	3	2992	"	30.6	0.22
1097	SB(s)b	3a	1227	"	16.4	0.21
1433	SB(r)a	1a	802	"	10.7	0.23
1515	SAB(s)bc	5a	884	"	11.8	0.27
2146	SBa	2a	1028	"	13.7	0.51
2344	SAB(rs)c	1	1001	"	15.4b	0.42
2681	SAa	1	760	"	15.7b	0.27
2841	SA(r)b	6	700	"	15.7b	0.25
3368	SAB(rs)ab	3—4	773	"	9.8b	0.19
4303	SAB(rs)bc	1	1483	"	19.8	0.20
4378	(R)SA(s)a pec.	1	2427	"	32.4	0.20
4394	(R)SB(r)b	1	717	"	9.6	0.19
4450	SA(s)b	3	1990	"	26.5	0.19
4501	SA(rs)b	5—6	1989	"	26.5	0.19
4579	SAB(rs)b	2	1411	[15]	18.8	0.19
4698	SAB(rs)b	5	864	[12]	11.5	0.20
4699	SAB(rs)b	1—2a	1359	"	18.1	0.23
5364	SA(rs)bc	2—3	1349	"	18.0	0.23
6217	SAB(s)bc	1	1586	4	21.1	0.40
6340	SA(s)a	1	2146	"	28.6	0.39
6744	SAB(r)bc	3—4a	519	"	4.2c	0.58
6954	SAab	1	4221	"	56.3	0.56
7217	(R)SB(s)c	2	1227	"	16.4	0.54
7479	SB(s)c	2	2604	"	34.7	0.28
7552	(R')SB(s)ab	1a	1636	"	21.8	0.25

Сейфертовские галактики

1068	(R)SA(rs)b	1—2	1094	[12]	14.6	0.28
1566	SAB(s)bc	1a	1178	"	15.7	0.28
3227	SAB(rs)a pec.	5	1005	[13]	13.4	0.19
3516	(R')SB(s)0/a	2	2701	[12]	36.0	0.31
3783	SB(r)a	2a	2770	"	36.9	0.44
4051	SBc	2	709	[13]	9.4	0.20

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
4151	(R')SAB(rs)b	1	1002	[12]	13.4	0.19
5548	(R')SA(r)0/a	1	4990	[13]	66.5	0.22
6764	SB(s)b	4a	2665	[21]	35.4	0.57
6814	SAB(rs)bc	1a	1578	[12]	21.0	0.88
7469	(R')SAB(rs)a	3	5102	"	58.0	0.27
IC 4329A	SA 0/a pec.	6-7a	4640	"	61.9	0.36
Мкп 3	SB(s)0	1a	4219	"	56.2	0.52
6	SAB 0/a	3a	5536	[22]	73.8	0.46
348	SA(s)a	1a	4399	[12]	58.6	0.31
573	SAB0	2a	5183	"	69.1	0.23
620	SO _a	2a	2066	"	27.5	0.46
917	SAa	2a	7260	[23]	96.8	0.35a
1040	SABc	5-6a	4920	[23]	65.6	0.32a

a — оценки АДТ; b — расстояние до галактики взято из [14]; c — расстояние взято из работы [15].

Большинство из перечисленных в табл. 1 галактик ранее наблюдались фотозлектрически. В тех случаях, когда наблюдательные данные отсутствовали, либо были скудны, либо, наконец, имели низкое пространственное разрешение, нами были проведены соответствующие фотозлектрические наблюдения в полосе В, а для NGC 5548 — и в полосе V. В последующих разделах данной статьи представлены результаты наших наблюдений 14 галактик со сканирующим фотометром и общая сводка значений характерных параметров.

Оптические, радио- и рентгеновские наблюдения последних лет обнаружили во многих нормальных спиральных галактиках очаги звездообразования и активные области вблизи ядер, качественно иногда напоминающие образования, наблюдаемые в галактиках Сейферта. В частности, в спектрах 11 из 26 отобранных нами в выборку галактик (NGC 488, 1097, 2841, 3368, 4303, 4450, 4501, 4579, 7217, 7479 и 7552) наблюдаются эмиссионные линии водорода, кислорода, азота и серы в нескольких стадиях ионизации. Источником ионизации газа в галактиках NGC 1097 и 7552 является излучение горячих звезд [25]; в других, — NGC 4501, 4579, 2841 и 4450, — не исключена возможность ионизации газа сильно дилатированным ядерным нетепловым источником [26]. По относительным интенсивностям эмиссионных линий ряд галактик (NGC 4303, 4579) относят к типу галактик с ядерными эмиссионными областями низкой ионизации — LINER [15]. Ядра со вспышками звездообразования имеют более голубой цвет [28].

Рентгеновская светимость спиральных галактик $\sim 10^{38}$ — 10^{40} эрг/с складывается обычно из компонента, обусловленного звездным населением диска (M 31), и ядерного компонента, связанного, возможно, со слабой активностью типа сейфертовской. Рентгеновское излучение зарегистрировано у следующих галактик нашего списка: NGC 4303, 4579, 6744 и 7552 и 4698 [27, 30, 15].

Таким образом, в отнесении какой-либо галактики к классу «нормальных» обычно содержится известная степень неопределенности, и мы условимся называть «нормальными» те галактики, которые не классифицировались в качестве сейфертовских (не обнаружен яркий центральный источник с широкими линиями в спектре).

Несмотря на то, что при составлении выборки мы придерживались условий А—С, в ряде отношений уравнивающих действие селекции для нормальных и сейфертовских галактик, дифференциальное влияние селекции не устранено полностью. Этого эффекта следует ожидать прежде всего ввиду различия средних расстояний рассматриваемых двух групп галактик: из табл. 1 следует, что $\langle D \rangle = (20.2 \pm 2.2)$ Мпк для 25 нормальных галактик (исключена M 31) и $\langle D \rangle = (44.2 \pm 6.0)$ Мпк — для 19 сейфертовских галактик. Это обстоятельство следует иметь в виду при сравнении наблюдаемых характеристик объектов; в случае необходимости мы будем далее формировать из перечисленных в табл. 1 галактик более однородные выборки меньшего объема.

3. *Результаты сканирования.* Фотометрические разрезы со сканирующим фотометром проводились в двух диаметрально противоположных направлениях от центра каждой галактики преимущественно круговыми апертурами диаметром 3."8 (ЗТШ) и 8."8 (ЗТЭ); в периферийных областях иногда использовалась апертура 23."0. Позиционные углы большой оси приняты согласно Нилсону [13]. Вдоль каждого направления производилось 10—20 записей, длина скана в каждом направлении — 4.'85, дискретность отсчетов соответствует шагу 1."75.

Время сканирования полного поля (для объектов небольших угловых размеров длина скана надлежащим образом уменьшена) составляет несколько менее 5 мин.

В табл. 2 приведены необходимые сведения о времени и условиях наблюдений со сканирующим фотометром; в ней последовательно даны: номер скана, наименование галактики, дата и всемирное время наблюдений, использовавшаяся апертура, позиционный угол сканирования. Фигурные скобки означают усреднение сканов за две даты. Два скана галактики NGC 5548 выполнены в полосе V.

Обработка сканов включала учет фона неба, атмосферной прозрачности и фотометрическую привязку к стандартным звездам. Последние из-

мерялись с апертурой 23."0; при неважном качестве изображений может возникнуть систематическая ошибка (сдвиг), связанная с использованием различных апертур при измерениях звезд и галактик. Как правило, наши наблюдения выполнялись при изображениях, не превосходящих 3"—4".

Таблица 2

№	NGC	Дата	UT	A"	PA
1	488	24.09.84	23 13 ^m	8.8	195°
2	"	"	23 21	"	15
3	1068	25.09.84	01 43	8.8	70
4	3227	02.04.84	20 05	8.8	155
5	"	03.04.84	21 45	"	335
6	3516	23.10.84	20 49	8.8	235
7	"	"	23 10	3.8; 8.8	55
8	4051	29.05.84	21 34	8.8; 23.0	315
9	"	{ 31.03.84 02.04.84	—	8.8	135
10	"	03.04.84	23 06	"	230
11	4151	{ 02.04.84 03.04.84	—	8.8; 23.0	130
12	"	{ 04.04.84 30.05.84	—	"	310
13	5548	10.06.83	20 54	4.4	110
14	"	"	23 15	"	290
15	"	"	21 15*	"	110
16	"	"	23 25*	"	290
17	6340	{ 21.09.84 24.09.84	—	3.8; 8.8	90
18	6764	08.06.83	23 34	6.9	50
19	"	31.05.84	23 33	8.8; 23.0	92
20	6814	25.08.84	20 29	8.8	319
21	6954	20.09.84	20 36	8.8	170
22	"	21.09.84	19 25	"	350
23	7217	{ 21.09.84 23.09.84	—	8.8	95
24	"	{ 21.09.84 23.09.84	—	"	275
25	"	21.09.84	21 04	"	355
26	7469	07.11.83	18 23	4.4	125
27	"	"	19 28	"	305
28	7479	23.09.84	22 17	8.8	205

* — наблюдения выполнены в полосе V.

Специальные наблюдения показали, что при худших изображениях необходима поправка, достигающая 6%. Точки скана, отстоящие от центра галактики на расстоянии $r < A/2$, отбрасывались при обработке.

Внутренняя точность (среднеквадратическая ошибка) фотометрии при сканировании составила: $0^m.02$ при $\mu = 18^m/\square''$, $0^m.04$ при $\mu = (19-20)^m/\square''$, $0^m.10$ при $\mu = (20-22)^m/\square''$ и $0^m.20$ при $\mu = (22-24)^m/\square''$.

Численные данные о распределении поверхностной яркости в 14 галактиках приведены в табл. 3, содержащей расстояние от центра галактики в угловых секундах, номер скана согласно табл. 2 и поверхностную яркость μ в полосе B , выраженную в звездных величинах с квадратной секунды дуги. Значения μ не исправлены за поглощение в Галактике.

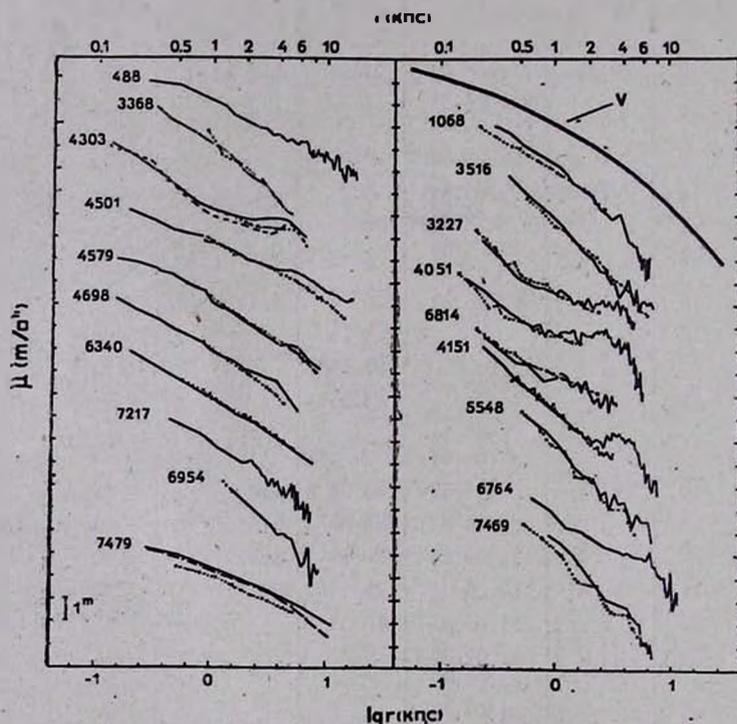


Рис. 1. Распределения яркости в нормальных и сейфертовских галактиках вдоль большой (сплошная линия) и малой оси (длинный пунктир). Данные мультиапертурной фотометрии обозначены коротким пунктиром. Штрих-пунктир — данные [20] для NGC 7479. Сплошной жирной линией указано распределение яркости в сферической системе согласно модели де Воулёра.

На рис. 1 распределения яркости в ряде нормальных и сейфертовских галактик, в том числе галактик, включенных в табл. 2 и 3, представлены в графическом виде с произвольным смещением вдоль оси μ .

Таблица 3

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ $\mu(r)$ (ЗВ. ВЕЛ./□") В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ r (С. ДУГИ) ДЛЯ ГАЛАКТИК ИЗ ТАБЛИЦЫ 2

r''/N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1.75							17.63			
3.50						18.70	18.61			
5.25	19.57	19.70	17.24	19.31	19.85	19.48	19.36	20.25	19.17	19.84
7.00	19.93	20.11	17.84	19.94	20.71	19.84	20.02	20.47	19.73	20.41
8.76	20.18	20.39	18.14	20.47	21.00	20.80	20.69	20.74	20.36	20.84
10.51	20.52	20.62	18.35	20.78	21.15	21.18	21.09	20.92	20.73	21.04
12.26	20.66	20.83	18.58	21.11	21.18	21.45	21.32	21.12	20.98	21.28
14.01	20.81	20.98	18.76	21.10	21.29	22.01	21.93	20.99	21.27	21.37
15.76	20.95	21.34	18.96	21.20	21.47	22.19	21.99	21.04	21.26	21.29
17.51	21.03	21.26	19.25	21.51	21.27	22.24	22.50	21.29	21.61	21.75
19.26	21.02	21.37	19.57	21.40	21.43	23.15	22.44	21.32	21.49	21.53
21.01	21.19	21.54	19.72	21.57	21.60	23.05	23.10	21.63	21.67	21.74
22.76	21.40	21.64	19.84	21.85	21.90	23.15	22.74	21.49	21.66	21.78
24.51	21.34	21.72	20.05	21.59	21.76	23.55	22.28	21.43	21.62	21.64
26.26	21.34	21.94	20.09	21.73	21.82	22.72	22.59	21.65	21.71	21.61
28.02	21.54	21.77	20.18	21.58	21.97	24.74	23.36	21.69	21.76	21.65
29.77	21.62	21.82	20.50	21.70	21.59	—	22.72	21.69	21.83	21.64
31.52	21.58	22.32	20.51	21.76	21.89	23.00	23.69	21.74	21.77	21.59
33.27	21.51	21.85	20.73	21.58	22.09	23.68	23.24	21.51	21.92	21.92
35.02	21.60	21.92	20.84	21.77	21.81	23.64	23.31	21.76	21.80	22.10
36.77	21.74	22.12	20.80	21.86	21.91	25.18	23.45	21.71	21.66	21.66
38.52	21.75	22.32	20.91	21.95	21.87	23.00	23.26	21.67	21.60	21.72
40.27	21.62	21.96	21.03	21.88	21.64	24.05	23.40	21.68	21.59	21.82
42.02	21.63	22.03	21.15	21.91	21.97	25.38	23.60	21.77	21.66	21.79
43.78	21.62	22.10	21.03	21.90	21.98	23.34	22.99	21.75	21.65	21.78
45.53	21.71	22.00	21.04	21.73	21.75	24.19	22.60	21.75	21.64	21.85
47.28	22.04	22.24	21.02	22.07	21.94	24.05	23.14	21.66	21.69	21.68
49.03	22.17	22.11	20.90	22.17	22.02			21.53	21.54	21.68
50.78	21.99	22.30	21.18	22.20	22.10			21.60	21.51	21.54
52.53	22.31	22.19	21.30	22.30	21.93			21.59	21.50	21.74
54.28	22.31	22.57	21.45	22.14	21.64			21.58	21.47	21.68
56.03	21.99	22.48	21.94	22.32	21.83			21.56	21.58	21.58
57.78	22.08	22.50	22.16	22.00	22.44			21.51	21.53	21.80
59.53	22.38	22.43	22.18	22.09	22.02			21.62	21.77	21.57
61.28	22.17	22.85	22.15	22.30	21.85			21.68	21.75	21.69
63.04	22.10	22.59	22.33	22.53	22.16			21.23	21.96	21.76

Таблица 3 (продолжение)

r^*/N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
64.79	22.72	22.64	22.31	22.34	21.98			21.47	22.23	21.92
66.54	21.92	23.14	22.31	22.36	22.40			21.58	22.20	21.86
68.29	22.12	22.30	22.28	22.25	22.70			21.84	22.38	22.24
70.04	22.40	22.86	22.46	22.10	22.29			21.44	22.07	22.08
71.79			22.54	22.64	22.97			21.83	22.11	22.25
73.54			23.26	22.43	22.40			22.01	22.09	22.32
75.29			22.70	22.71	23.12			21.74	21.81	22.28
77.04			23.59	23.00	21.84			22.18	22.18	22.02
78.80			22.84	22.70	22.61			21.71	22.05	21.78
80.55			23.40	22.77	22.78			21.98	22.17	22.56
82.30			23.14	24.55	22.86			21.77	22.13	22.28
84.05			24.09	23.10	22.69			21.83	22.09	22.55
85.80			22.80	24.20	22.77			22.05	22.02	22.16
87.55			23.64	22.78	22.45			22.17	22.18	21.98
89.30			23.91	22.94	22.76			22.06	22.59	22.31
91.05				23.28	22.64			21.96	22.24	22.42
92.80				23.50	24.39			22.29	22.73	22.02
94.55				23.36	22.34			22.18	22.60	22.35
96.30				23.99	22.21			22.06	23.11	22.10

r^*/N	11	12	17	19	20	21	22	23	24	25
1.75			18.77							
3.50			19.48	20.48						
5.25	18.74	19.08	20.02	21.05	21.04	20.10	20.17	19.53	19.44	19.42
7.00	19.39	19.78	20.30	21.76	21.48	20.60	20.75	19.84	19.72	19.71
8.76	20.04	20.13	20.54	21.79	21.52	21.05	21.24	20.06	20.13	19.87
10.51	20.23	20.41	20.84	21.98	21.91	21.43	21.58	20.26	20.36	20.22
12.26	20.62	20.76	21.02	22.23	22.29	21.71	21.52	20.52	20.62	20.26
14.01	20.96	21.03	21.27	22.46	22.22	22.18	22.34	20.73	20.78	20.62
15.76	21.20	21.24	21.82	22.62	22.15	22.11	22.65	20.93	20.80	20.70
17.51	21.43	21.49	21.31	22.72	21.85	22.29	22.08	21.07	21.06	20.73
19.26	21.61	21.59	21.93	22.74	22.04	22.36	22.72	21.19	21.12	20.91
21.01	21.80	21.70	21.89	22.81	22.48	22.88	23.17	21.30	21.31	20.83
22.76	21.93	22.06	22.14	22.90	22.48	23.54	22.49	21.43	21.44	21.03
24.51	21.86	21.94	21.61	22.86	22.27	23.34	22.67	21.48	21.36	21.30
26.26	22.03	21.98	22.18	23.01	22.75	22.66	22.99	21.43	21.62	21.14

Таблица 3 (окончание)

r^*/N	13	14	15	16	18	26	27	r^*/N	28
2.54	18.48	18.77	17.94	18.05	20.82	18.12	18.20	7.00	20.44
3.38	19.17	19.28	18.67	18.77	21.19	18.46	18.54	8.76	20.74
4.22	19.98	20.13	19.10	19.28	21.64	18.90	18.99	10.51	20.79
5.07	20.42	20.45	19.39	19.65	21.75	19.47	19.40	12.26	20.85
5.92	20.64	20.96	19.98	20.00	21.96	19.94	19.97	14.01	21.26
6.76	20.78	20.93	20.33	20.29	22.07	20.35	20.17	15.76	21.24
7.60	21.33	21.23	20.14	20.27	22.02	20.65	20.56	17.51	21.94
8.45	21.12	21.30	20.29	20.48	22.18	20.84	20.93	19.26	22.17
9.30	21.98	21.20	20.25	20.39	22.38	20.96	21.00	21.01	22.17
10.14	21.21	21.83	20.45	20.82	22.10	21.00	21.38	22.76	22.14
10.98	21.78	21.72	20.98	20.67	22.28	21.08	21.01	24.51	22.35
11.83	21.70	21.87	20.70	20.88	22.19	21.11	21.67	26.26	22.35
12.68	21.64	21.50	20.86	20.91	22.03	21.24	21.30	28.02	22.19
13.52	22.18	21.73	21.50	21.04	22.68	21.55	21.25	29.77	23.68
14.36	22.83	21.99	20.96	20.97	22.06	21.62	21.55	31.52	22.35
15.21	24.22	22.97	21.08	20.93	22.01	21.80	21.78	33.27	22.51
16.06	22.11	22.74	21.27	21.23	22.31	21.80	21.84	35.02	22.54
16.90	22.42	22.20	21.20	21.36	22.20	22.77	21.76	36.77	22.74
17.74	22.55	21.93	21.58	21.71	22.32	22.74	22.42	38.52	22.82
18.59	22.55	24.14	21.18	21.51	22.34	22.63	22.45	40.27	22.66
19.44	22.55	22.25	21.36	21.46	22.33	23.22	23.12	42.02	22.80
20.28	22.50	23.03	21.95	21.73	22.35	22.63	22.85		
21.12	22.53	23.43	21.54	21.98	22.36	23.31	22.77		
21.97	23.06	—	22.34	21.52	22.37	22.28	23.04		
22.82	22.75	23.77	22.53	22.27	22.38	23.39	22.81		
23.66	23.77	—	21.34	21.73	22.51	23.31	22.99		
24.50	22.83	22.64	22.38	21.78	22.73	23.52	23.06		
25.35	23.00	22.78	21.76	21.78	22.85	23.04	23.18		
26.20	22.62	22.53	21.84	21.49	22.60	—	23.04		
27.04	23.77	23.58	23.10	22.45	24.04	25.20	23.76		
27.88	22.53	22.81	21.76	21.90	22.55	24.74	23.82		
28.73	23.53	23.13	22.14	21.29	24.43	23.39	23.99		
29.58	23.00	23.34	21.24	22.35	23.45	22.52	24.18		
30.42	23.28	23.64	22.01	22.10					

4. *Характерные параметры.* Для анализа распределений поверхностной яркости в галактиках целесообразно ввести некоторые характерные параметры, скажем, значение поверхностной яркости и ее градиент в определенной точке. Сферический компонент спиральных галактик наиболее отчетливо проявляется в их внешних областях, а также на расстояниях от центра $r \approx 1$ кпк, где наблюдаемое распределение яркости не искажено влиянием спиральных ветвей и — для сейфертовских галактик — яркого центрального источника.

Рассмотрение рис. 1 свидетельствует, что распределение поверхностной яркости как в нормальных, так и в сейфертовских галактиках в области $r \approx 1$ кпк достаточно хорошо может быть представлено прямолинейной зависимостью для переменных $\mu - \lg r$. Поскольку $\mu(r)$ связана с яркостью $f(r)$, выраженной в эрг/с см², соотношением $\mu(r) = -2.5 \lg f(r) + \text{const}$ (значение постоянной для полосы B равно примерно 16.15), это означает, что $f(r)$ изменяется в области $r \approx 1$ кпк по степенному закону $f(r) \propto r^{-n}$. Определим в соответствии с этими параметры

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1 = \mu(r) \Big|_{r=1 \text{ кпк}}, \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_1 = \frac{1}{2.5} \frac{d\mu(r)}{d \lg r} \Big|_{r=1 \text{ кпк}}. \end{array} \right. \quad (2)$$

На практике (исправленное за поглощение света в Галактике, внутреннее поглощение в каждом объекте и красное смещение) значение поверхностной яркости $\mu_1^{(0)}$ и градиент n_1 , можно найти по наблюдаемому распределению яркости $\mu - \lg r$ методом наименьших квадратов, выделив некоторую конечную область $\Delta \lg r$ вблизи точки $\lg r$ (кпк) = 0. Результаты таких вычислений вместе с необходимыми ссылками (АДТ означает настоящую работу) приведены в табл. 4. В ней указаны также интервал расстояний от ядра и позиционный угол сканирования. Среднеквадратические ошибки значений параметров $\mu_1^{(0)}$ и n_1 в среднем равны: $\sigma[\mu_1^{(0)}] \approx 0.01/\square''$, $\sigma[n_1] \approx 0.01$. Возможное наличие систематической ошибки можно установить путем сравнения наших измерений с данными других авторов. Такое сравнение будет представлено в части II настоящей работы как для сканов, так и для мультиапертурных наблюдений.

Авторы признательны дирекции Крымской астрофизической обсерватории за предоставление возможности провести наблюдения на 260-см рефлекторе им. Г. А. Шайна, а также благодарны Л. М. Кривошеиной за помощь в обработке наблюдательных данных.

Таблица 4

Галактика NGC	Источник фотометр.	РА	$\Delta \lg r$ (кпк)	$\mu_1^{(0)}$	n_1
1	2	3	4	5	6

Нормальные галактики

224	16	47°, 227°	-0.2, +0.4	19.86	1.23
"	17	осреднение	-0.2, +0.6	19.75	1.11
488	АДТ	195	-0.1, +0.6	19.60	1.04
"	"	15	-0.1, +0.6	19.78	1.17
"	18	15, 195	-0.2, +0.6	19.68	1.13
2344	19	0, 180	0.0, +0.6	21.62	1.36
"	"	90, 270	"	21.59	1.67
2841	"	147, 327	-0.2, +0.6	19.35	1.17
3368	18	5, 185	-0.2, +0.6	20.17	1.67
4303	19	0, 180	-0.3, +0.4	20.21	0.74
"	"	90, 270	-0.2, +0.6	20.43	0.82
4378	"	0, 180	-0.2, +0.6	20.13	1.47
"	"	90, 270	-0.3, +0.5	20.32	1.59
4394	"	0, 180	-0.1, +0.6	21.83	1.30
"	"	90, 270	-0.1, +0.6	22.12	1.24
4450	"	175, 355	-0.2, +0.6	19.65	1.08
4501	"	140, 320	-0.2, +0.6	19.37	0.88
4579	"	95, 275	-0.2, +0.6	19.74	1.33
4698	"	170, 350	-0.3, +0.3	20.89	1.22
6340	"	0, 180	-0.2, +0.6	20.31	1.12
"	"	90, 270	-0.1, +0.6	20.16	1.26
"	АДТ	270	-0.1, +0.6	19.93	1.23
6954	"	170	+0.1, +0.6	18.59	1.81
"	"	350	+0.1, +0.6	18.57	1.97
7217	"	95	-0.2, +0.6	19.93	1.24
"	"	275	"	19.92	1.31
"	"	355	"	19.94	1.42
7473	"	205	0.0, +0.4	19.91	0.92
"	18	25, 205	-0.2, +0.6	20.15	0.82
"	20	осреднение	"	20.19	0.77

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6
Сейфертовские галактики					
1068	АДТ	70	-0.3, +0.2	18.58	1.60
3227	АДТ	155	-0.3, +0.2	20.88	1.22
"	"	335	-0.3, +0.3	21.13	0.84
3516	"	55	-0.2, +0.5	19.26	2.19
"	"	235	-0.2, +0.5	19.32	2.18
"	18	55, 235	-0.2, +0.6	19.56	2.00
4051	АДТ	135	-0.2, +0.2	21.31	0.58
"	"	315	"	21.13	0.71
"	"	335	"	21.34	0.48
4151	"	130	-0.2, +0.4	20.80	1.57
"	"	310	-0.2, +0.3	20.87	1.64
5548	"	290	-0.1, +0.6	18.81	1.94
"	"	110	-0.1, +0.6	19.00	1.82
6764	"	50	-0.3, +0.2	21.08	0.94
"	"	92	-0.1, +0.6	20.54	1.11
6814	"	319	-0.3, +0.6	20.77	0.86
7469	"	125	-0.1, +0.6	17.99	1.96
"	"	305	"	17.95	2.13
"	18	125, 305	"	18.31	1.66

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Крымская лаборатория
государственного астрономического
института им. П. К. Штернберга

SURFACE BRIGHTNESS DISTRIBUTIONS IN SEYFERT GALAXIES. I. THE SAMPLE. RESULTS OF SCANNING

V. L. AFANAS'EV, V. T. DOROSHENKO, V. YU. TEREZHIZH

The sample of 45 spiral galaxies including 19 Seyfert objects is formed within the distances less than 100 Mpc ($H_0 = 75$ km/s Mpc). Small aperture measurements in B with scanning photoelectric photometer were made to obtain the surface brightness distributions along major axes in 14 galaxies. The characteristic parameters such as the surface brightness and its gradient at the distance of 1 kpc from the center of galaxies are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Seyfert, *Astrophys. J.*, 97, 28, 1943.
2. T. F. Adams, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 33, 19, 1977.
3. T. M. Heckman, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 90, 241, 1978.
4. S. M. Stoktn, H. J. Su, M. P. Schwarz, *Astrophys. J.*, 237, 404, 1980.
5. М. А. Аракелян, В. Ю. Терехиж, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 139, 1982.
6. А. В. Засов, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 50, 253, 1973.
7. В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, В. Ю. Терехиж, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 579, 1982.
8. В. Ю. Терехиж, *Астрон. циркуляр*, № 1188, 3, 1981.
9. В. М. Лютый, *Сообщ. ГАИШ*, № 172, 30, 1971.
10. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терехиж, *Астрофизика*, 18, 393, 1980.
11. W. C. Keel, *Astron. J.*, 85, 198, 1980.
12. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Texas Univ. Press, Austin-London, 1976.
13. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, Uppsala 1973.
14. T. Boroson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 46, 177, 1981.
15. J. P. Huchra, W. F. Wyatt, M. Davis, *Astron. J.*, 87, 1628, 1982.
16. J. G. Hoessel, J. Melnick, *Astron. and Astrophys.*, 84, 317, 1980.
17. G. de Vaucouleurs, *Astrophys. J.*, 128, 465, 1958.
18. S. M. Kent, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 56, 105, 1984.
19. B. C. Whitmore, R. P. Kirshner, *Astron. J.*, 87, 501, 1982.
20. S. Okamura, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 30, 91, 1978.
21. V. C. Rubin, N. Thonnard, W. K. Ford, *Astrophys. J.*, 199, 31, 1975.
22. C. W. Mac Alary, R. A. McLaren, R. J. Mac Gonagel, R. J. Maza, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 341, 1983.
23. D. E. Osterbrock, O. Dahari, *Astrophys. J.*, 273, 478, 1983.
24. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 8, 624, 1972.
25. D. Allott, J. P. Saryan, *Astron. and Astrophys.*, 33, 331, 1974.
26. W. C. Keel, *Astrophys. J.*, 269, 466, 1983.
27. W. Forman, G. Jones, W. Tucker, *Astrophys. J.*, 293, 102, 1985.
28. R. B. Larson, B. M. Tinsley, *Astrophys. J.*, 219, 46, 1978.
29. G. Fabbiano, *Center for Astrophysics*, pr., No. 2056, 1984.
30. G. Fabbiano, G. Trinchieri, A. Macdonald, *Center for Astrophysics*, pr., No. 1993, 1984.

УДК: 524.45NGC3353:520.843

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ NGC 3353

А. Н. БУРЕНКОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 21 марта 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Приведены результаты детального спектрофотометрического исследования NGC 3353, выполненного по наблюдениям на 6-м телескопе САО АН СССР с дисперсией $\sim 65 \text{ \AA}/\text{мм}$. Исследованы четыре отдельных сгущения, наиболее яркое из которых отождествлено с объектом Марк 35. В спектре Марк 35 видны эмиссионные линии бальмеровской серии от H_α до H_{12} , $\text{He I } \lambda\lambda 7065, 6678, 5876, 4822, 4472, 3820$, запрещенные линии $[\text{O I}] \lambda\lambda 6350, 6364$, $[\text{O II}] \lambda 3727$, $[\text{O III}] \lambda 5007, 4959, 4363$, $[\text{Ne III}] \lambda 3869$, $[\text{N II}] 6584/48$, $[\text{S II}] \lambda 6717/31$, $[\text{S III}] \lambda 6310$, $[\text{Ar III}] \lambda 7136$. В другом центральном сгущении, в предполагаемом «ядре» галактики, эмиссионные линии слабее, а начиная с линии H_β появляются абсорбционные компоненты, усиливающиеся к более поздним членам серии. Запрещенные линии в «ядре» довольно яркие: $[\text{Ne III}]$, $[\text{O III}]$, $[\text{O II}]$, $[\text{S II}]$, $[\text{N II}]$. Вычислены относительные интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий, а также химсостав в Марк 35 и в «ядре». Оба сгущения по своим физическим параметрам похожи на сверхассоциации (СА). Делается заключение, что источником возбуждения сгущений в NGC 3353 являются звезды ранних спектральных классов.

NGC 3353, вероятно всего, является гнездом СА.

1. *Введение.* В список нашей программы по изучению сверхассоциаций (в дальнейшей СА) вошел объект Марк 35 (= NGC 3353 = Arp 3 = MCG 9—18—22) из первого списка галактик с УФ-избытком [1]. В описании галактики в [1] указывается, что центральная ее часть состоит из двух сгущений, причем западное сгущение имеет эмиссионные линии водорода, N_1 , N_2 и $\lambda 3727$. Можно предполагать, что именно этому западному сгущению Маркарином и был приписан номер 35 [2]. Несколько раньше, в 1956 г. этот объект был включен Arp 3 в список голубых галактик, где также указывалось на наличие в его спектре указанных выше эмиссионных линий. Щелевые спектры, полученные Дю Пюи [4, 5], позволили ему провести первое спектрофотометрическое изучение Arp 3. Позже спектрофотометрия Марк 35 проводилась Нейгебауэром и др. [6];

и Хантером и др. [7]. Наблюдения в 21 см [7—9] показали наличие в нем большого количества нейтрального водорода, больше 10% от полной массы галактики. Мы предприняли изучение этой СА с целью более детальной спектрофотометрии, используя высокое пространственное разрешение БТА САО АН СССР в сочетании со светосильным спектрографом первичного фокуса телескопа.

2. *Наблюдения и обработка.* Для выявления морфологии 2/3.02.84 г. было получено два прямых снимка NGC 3353 в фотографических лучах в касегреновском фокусе Цейсс-600 САО АН СССР на очувствленной прогревом в водородной атмосфере эмульсии А-500 Н, с экспозициями 30^m и 10^m при изображениях $2''$. Оба снимка были просканированы на автоматическом микроденситометре САО. На рис. 1 приведены отпечатки прямых снимков, где а) соответствует 30^m экспозиции, а б) — 10^m .

Изоденсы с тремя градациями для обеих фотографий приведены на том же рисунке. Здесь с) и е) — изодепы для снимка с экспозицией 30^m , предварительно отфильтрованного с помощью оптимального винеровского фильтра (шаг по плотности $\Delta D = 0.15$) и с помощью фильтра низких частот ($\Delta D = 0.05$) соответственно; d) и f) — изодепы для снимка с экспозицией 10^m , без предварительной фильтрации ($\Delta D = 0.2$) и с фильтром низких частот ($\Delta D = 0.05$) соответственно. Масштаб на всех снимках один и тот же. Всего было получено 22 спектра галактики на БТА с помощью спектрографа СП-160 (дисперсия 65 А/мм). Спектрограф использовался с двумя ЭОП: М9-ЦВ [10] и УМК — 91В [11]. Ширина щели всегда была равна 1.3.

Спектры фотографировались на эмульсии Кодак 103а-О при двух позиционных углах (ПУ) щели спектрографа: ПУ 1 = 121° и ПУ 2 = 219° ; во втором случае спектры снимались при двух положениях щели на объекте. Положения щели в этих трех сечениях показаны на рис. 1а; там же отмечены и основные детали, спектры которых видны на наших спектрограммах.

Для исправления за спектральную чувствительность регистрирующего тракта в тех же условиях снимались спектрофотометрические стандарты из списка Стоуна [12, 13]. Спектры обрабатывались на фотометрическом комплексе САО. Данные о спектральных наблюдениях приведены в табл. 1.

а) *Отождествление деталей в спектре с прямым снимком галактики.* С этой целью, кроме наших прямых снимков (рис. 1), использованы также фотографии галактики в лучах Н_α и б (в системе Стремгрена), опубликованных Хантером в [14]. На наших спектрах отчетливо выделяются спектры четырех деталей: западная конденсация в центральной части галактики (СА) и восточная, которую мы условно назвали «ядром» (в даль-

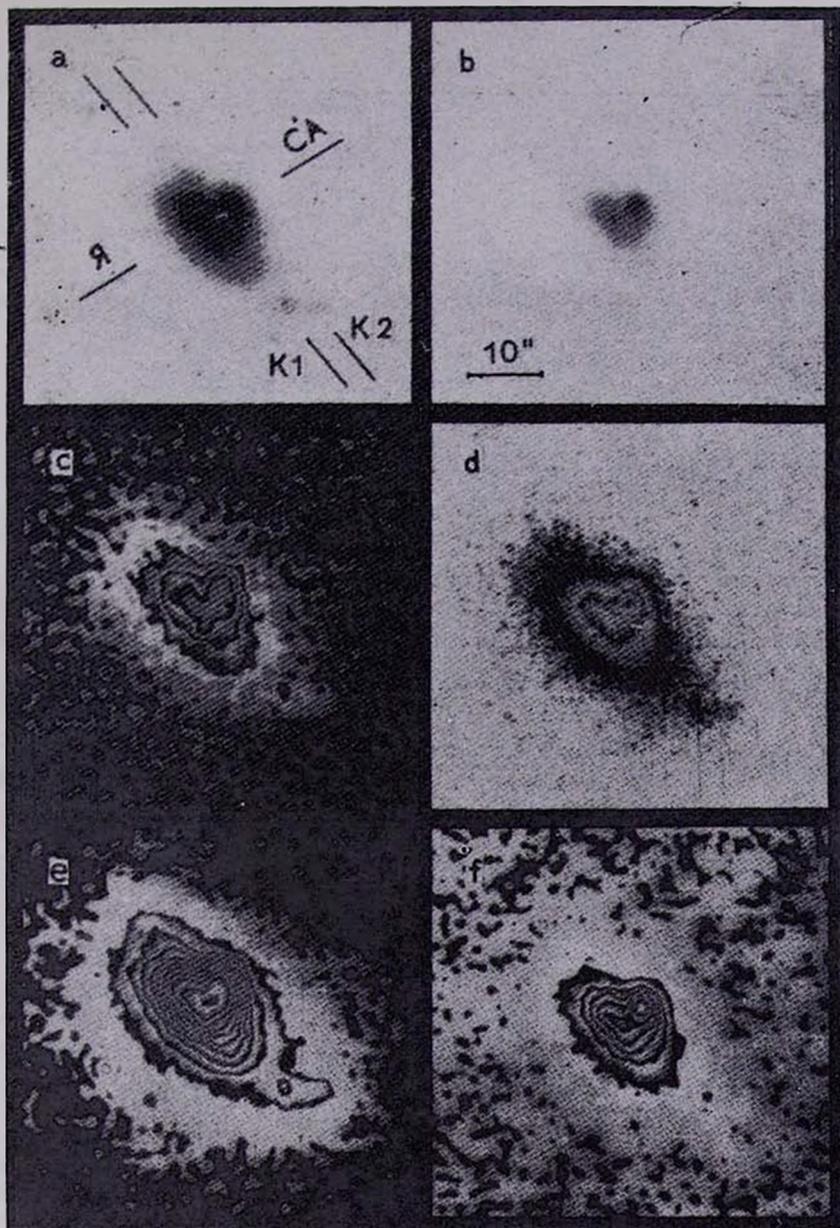


Рис. 1. *a* и *b* — прямые снимки NGC 3353, полученные в кассегреновском фокусе телескопа Цейсс-600 САО АН СССР, с экспозициями 30 мин и 60 мин соответственно, *c* и *e* — изоденсы для снимка с экспозицией 30 мин, отфильтрованного с помощью оптимального винеровского фильтра и фильтра низких частот, соответственно, *d* и *f* — изоденсы для снимка с экспозицией 10 мин без предварительной фильтрации и с фильтром низких частот, соответственно.

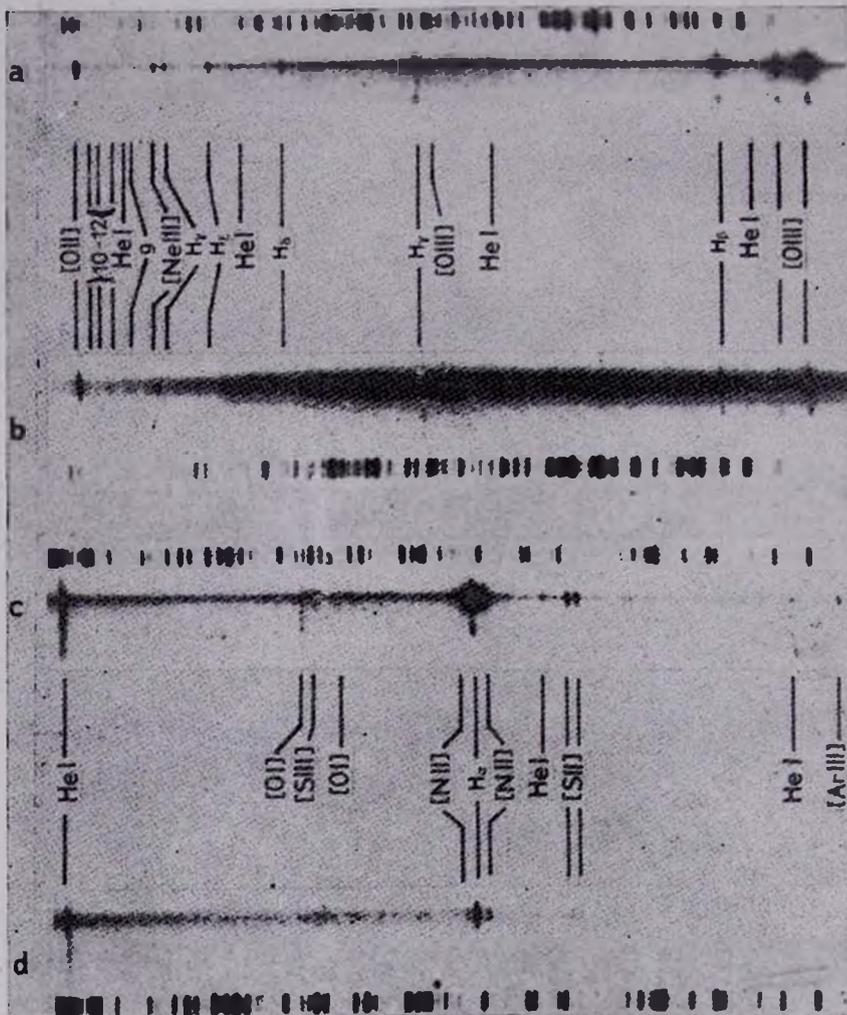


Рис. 2. Фотографии спектров СА (а и с) и Я (b и d) в синей и красной областях.

К ст. А. Н. Буренкова, Э. Е. Хачикяна

нейшем «Я»), две слабые конденсации, расположенные юго-западнее центральной части, которые обозначены как K1 и K2 (рис. 1а). На 30^м экспозиции (а) и «Я», и СА выглядят как два слившихся эллипсоидальных тела, и даже с повышением пространственного разрешения с помощью винеровского фильтра, на изоденсированном изображении галактики они не

Таблица 1

ДАННЫЕ О НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ NGC 3353

№	Дата	ПУ и сечение	ЭОП	Экспозиция (мин)	Изображение (с. дуги)	Спектральная область (А)
47	17.18.12.79	121° СА-ядро	М9 шв	30	2	4900÷6300
48	"	"	"	"	3—4	5900÷7000
53	18.19.12.79	"	"	"	1	3700÷5150
56	24/25.02.80	"	"	"	1—1.5	5700÷6900
57	"	"	"	"	"	4550÷6000
297	5/ 6.03.82	"	УМК91в	6.5	1	5800÷7170
298	"	"	"	3	"	"
299	"	"	"	1.5	"	"
300	"	"	"	3	"	4600÷6000
301	"	"	"	1	"	"
302	"	"	"	3	"	3700÷5100
303	"	"	"	1	"	"
405а	7/ 8.01.83	219° СА-K2	"	4	1.5÷2	5700÷7170
б	"	"	"	2	"	"
в	"	"	"	1	"	"
406	"	219° Ядро-K1	"	2	"	"
407	"	"	"	2.5	"	4500÷6000
408а	"	219° СА-K2	"	2	"	"
б	"	"	"	1	"	"
409а	"	"	"	2	"	3600÷5100
б	"	"	"	1	"	"
410	"	219° Ядро-K1	"	4	"	"

разделяются. На 10^м экспозиции если ядро сохраняет свою эллипсоидальную форму, то СА выглядит как яркая звездообразная конденсация (СА*), погруженная в более слабую оболочку и сдвинутая к ее северному краю относительно центра оболочки. На спектрах с ПУ2 (сечение СА—K2) яркая часть эмиссионных линий, принадлежащих СА, больше продлена в южном направлении относительно сильного резко очерченного непрерывного спектра СА*, и только линии He I и слабые линии водорода H9—H11 располагаются симметрично относительно непрерывного спектра

СА*. Но необходимо заметить, что во всех линиях СА видно уярчение, в точности совпадающее по положению с СА*. Здесь сразу же напрашивается вывод, что основная масса молодых звезд, возбуждающих гигантскую H II область, сконцентрирована в очень малом объеме, т. е. в СА*. Непрерывный спектр вне СА* резко падает до уровня непрерывного спектра слабой подложки, которая по размерам поперек щели близка к размерам всей СА. Эмиссионные линии «Я» и его непрерывный спектр находятся в хорошем согласии: яркая часть континуума совпадает с яркой частью эмиссионных линий. Этот яркий непрерывный спектр «Я» наложен на протяженный, но тоже довольно четко ограниченный, хотя и более слабый непрерывный спектр подложки (при этом яркая часть несколько смещена относительно последнего к северу). Эмиссионные линии также заметно слабее на подложке, а $H_7 - H_8$ за пределами яркой части непрерывного спектра «Я» совсем не видны в эмиссии. В эмиссионных линиях «Я» имеется небольшое уярчение (обозначено «Ял*»), смещенное к северному краю яркой части непрерывного спектра, а в непрерывном спектре такого уярчения не заметно. На снимке Хантера в «b» фильтре изображение галактики во всех деталях совпадает с нашим ($30''$), в «H α » же размеры СА почти удваиваются, а «Я» уменьшается почти в три раза, эта часть ядра, по-видимому, и соответствует уярчению в линиях ядра — Ял*. На спектрограммах с ПУ2 видны спектры конденсаций K1 и K2.

По спектрограммам и по прямым снимкам галактики измерены размеры перечисленных деталей и расстояния между ними, которые приведены в табл. 2. Там же, для сравнения, приведены данные измерений по отпечаткам изображений галактики в «H α » и «b» фильтрах из статьи Хантера. Красное смещение NGC 3353 равно $z = 0.0034$.

В основном данные в табл. 2 хорошо согласуются, но в нескольких случаях разница все же большая, что объясняется различием в возможности обнаружения границ слабых деталей на спектрах и на прямых изображениях галактики. Несколько большая величина ошибки измерений размеров конденсаций по линиям связана с естественной разницей размеров областей, излучающих в разных линиях (использовались в основном линии $H_2 - H_7$, He I λ 5876, линии [O II], [Ne III], [O III], [N II] и [S II]).

б) *Описание спектров.* Для иллюстрации на рис. 2 приведены копии спектров СА и «Я» (ПУ = 219°, спектры 409а, 410, 405а, 406 сверху вниз), полученных в синей — на рисунке а, b и красной области — с, d; а и с относятся к СА, а b, d — к ядру. На рисунке отмечены отождествленные линии. В спектре заметны также линии ночного неба D $_1$ и D $_2$ натрия, наложившиеся на λ 5876 He I объекта, линии [O I] $\lambda\lambda$ 6300 и 6364 и другие более слабые в красной области спектра, а также линии ртути λ 4358.3 около H $_7$.

Таблица 2

РАЗМЕРЫ ДЕТАЛЕЙ И РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ НИМИ В КПК

ПУ	Деталь	Размеры (япк)				Расстояние (япк)				
		Спектр	прямой снимок	"H α "	"b"	деталь	спектр	прямой снимок	"H α "	"b"
120	СА л	0.57 \pm 0.10	—	0.46	—	СА—Я	0.44 \pm 0.04	0.45	0.33	0.42
	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	СА н	0.30 \pm 0.05	0.57	—	—	СА—Я	—	0.43	—	—
	—	—	0.32	—	0.22	—	—	—	—	—
	Ял	0.54 \pm 0.12	—	0.28:	—	—	—	—	—	—
219	—	—	—	0.15:	—	—	—	—	—	—
	Ян	0.36 \pm 0.06	1.00	—	0.52	—	—	—	—	—
	—	—	0.38	—	0.42	—	—	—	—	—
	K2 л	0.47 \pm 0.17	0.52	—	—	САл—K2л	1.83 \pm 0.09	—	1.77	—
	—	—	0.18	0.14	—	—	—	—	—	—
219	СА л	1.36 \pm 0.50	—	0.77	—	СAn—K2н:	1.91 \pm 0.08	1.87	—	—
	—	—	—	0.66	—	—	—	—	—	—
	СА н	0.36 \pm 0.06	1.84	—	0.59	СА—K2	—	1.99	—	—
	—	—	0.48	—	0.39	—	—	—	—	—
219	СА*	0.20	0.18	—	—	—	—	—	—	—
	K1 л	0.47 \pm 0.10	0.38	—	—	Ял—K1	1.71 \pm 0.10	—	1.81	—
	—	—	0.20	0.15	—	—	—	—	—	—
	Ял	2.49	—	0.66	—	Ян—K1	1.54 \pm 0.12	1.77	—	—
	—	—	—	0.52	—	—	—	—	—	—
	Ян	2.10 \pm 0.16	2.71	—	1.58	K1—K2	—	0.48	0.46	—
	—	—	0.82	—	0.89	—	—	—	—	—
Ял*	0.45 \pm 0.02	—	0.26	—	—	—	—	—	—	

Примечания к таблице. В колонке 1 — указан позиционный угол щели спектрографа (см. рис. 1а); 2 — какая деталь измерялась, л — по эмиссионным линиям в спектре или «H α » изображению [14], н — по непрерывному спектру или по изображениям в «b» [14] и в фотографических лучах; 3 — измерения по спектрам; 4 — по прямым снимкам (30" и 10"); 5, 6 — «H α » и в «b» изображение соответственно; 7 — идентификация деталей, расстояние между которыми приводятся; 8—11 — как в 3—6. Верхняя строчка значений соответствует максимальным видимым размерам, нижняя — размерам яркой части (континуума, линии, прямого изображения при пересечении его под указанным ПУ).

В спектре СА видны эмиссионные линии водорода от H_α до H_{12} , He I λ 7065, 6678, 5876, 4922, 4472, 3820; запрещенные линии [O I] λ 6300, 6364, [O II] λ 3727, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, 4363, [Ne III] λ 3869, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, [S II] $\lambda\lambda$ 6717, 6731, [S III] λ 6310, [Ar III] λ 7136.

В ядре галактики эмиссионные линии относительно слабы. У водородных линий, уже начиная с H_β , появляется абсорбционный компонент, который постепенно усиливается с переходом к более поздним членам балмеровской серии, а H_{11} и H_{12} видны только в поглощении. В спектре «Я» запрещенные линии [Ne III], [O III], N₁ и N₂, [O II], [S II] и [N II] довольно яркие. Возможно прослеживаются слабые линии [O I] и He I λ 5876.

В спектре K1 хорошо видны H_α , H_β , N₁, N₂, λ 3727, а в спектре K2 — $H_\alpha + H_\beta$, [N II], [S II], [O III], [O II].

в) *Полуширины линий.* По записям спектров измерены ширины контуров эмиссионных линий на половине их интенсивности. Дисперсию внутренних скоростей мы оценили таким же способом, как и в [4], используя среднюю полуширину «в» эмиссионных линий галактики и линий неба. Дисперсия скоростей в случае гауссовского профиля линий $\sigma = b/2.36$, а связь инструментальной, внутренней и наблюдаемой дисперсий скоростей дается: $\sigma_{\text{набл.}}^2 = \sigma_{\text{ин}}^2 + \sigma_{\text{плот.}}^2$. Таким образом, мы получили для СА $\sigma_{\text{ин}} = 160 \pm 30$ км/с, а для ядра $\sigma_{\text{ин}} = 110 \pm 30$ км/с, что достаточно хорошо согласуется с величиной 100 ± 35 км/с, приведенной в [4]. Скорости внутренних движений как в ядре галактики, так и в СА являются типичными для областей Н II, возбуждаемых горячими звездами.

г) *Относительные интенсивности линий.* Спектр мы записывали несколькими параллельным разрезам каждой конденсации, смещая каждый следующий разрез на величину, приблизительно равную 1 угловой секунде. Полученные относительные интенсивности линий усреднялись внутри размеров регистрируемой конденсации. В основном использовались те разрезы, в которых еще заметен непрерывный спектр данной конденсации по сравнению с фоном. По спектрам с ПУ = 219° усреднение проводилось для СА в пределах 600÷700 пк, для ядра — 900 пк, а ПУ = 121° — в обоих случаях в пределах 200 пк, за исключением спектра 53, где усреднение проведено в пределах 500 пк.

В спектре ядра, уже начиная с H_β , эмиссия налагается на линию поглощения, которая несколько смещена относительно эмиссионного компонента в синюю сторону.

Величина смещения, измеренная на записях спектра, $\Delta v_{\text{вс}} = -200 \pm \pm 60$ км/с, т. е. наше измерение $\Delta v_{\text{вс}}$ больше чем вдвое отличается от

$\Delta v_{\text{до}} = -500$ км/с Дю Пюи [4], что, по-видимому, объясняется низким пространственным разрешением поперек дисперсии на спектрах Дю Пюи, где СА и «Я» не разделяются, а также наличием градиента скоростей между эмиссионными линиями СА и «Я».

В табл. 3 мы приводим данные по эквивалентным ширинам W_{λ} для линий поглощения в спектре «Я». Колонки 1 и 2 — длина волны и идентификация линии, 3 — усредненная по всем спектрам W_{λ} , 4 — величина ошибки определения $\sigma_{W_{\lambda}}$.

Таблица 3
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
АБСОРБЦИОННЫХ КОМПОНЕНТОВ В „Я“

λ (А)	Линия	W_{λ} (А)	$\sigma_{W_{\lambda}}$ (А)
1	2	3	4
3750	H ₁₂	1.56	0.15
3771	H ₁₁	2.98	0.33
3798	H ₁₀	5.22	0.61
3835	H ₉	5.06	0.91
3889	H ₈	3.96	1.58
3970	H ₇	5.31	1.30
4102	H ₆	4.32	0.73
4340	H ₅	3.97	0.75
4861	H β	4.55	1.26

В табл. 4 приведены также данные по эмиссионным линиям: В колонке 1 и 2 — лабораторная длина волны и идентификация линии; 3 — значения функции покраснения, проинтерполированные на данную λ в спектре по значениям $f(\lambda)$ из [15]; 4, 5 — наблюдаемые относительные интенсивности для СА и «Я» соответственно; 6, 7 — наблюдаемые и исправленные за покраснение относительные интенсивности из [6]; 8 и 9 — исправленные за покраснение относительные интенсивности для СА и «Я»; 10 — относительные интенсивности линий из [7], исправленные за покраснение.

Внизу таблицы мы приводим данные по коэффициентам покраснения — C (H β), эквивалентные ширины эмиссионной линии H β — W (H β).

Точность определения интенсивностей ярких линий порядка 15—20%, а слабых ($I_{\lambda} \leq 0.5 I_{H\beta}$) — 20 — 30%.

д) Редукция за покраснение и определение физических условий в III областях СА и ядра. Исправление за покраснение проводилось по обычной методике, с использованием соотношения:

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРЕ NGC 3353

λ	Ион	$f(\lambda)$	СА	"Я"	7"	7"	СА	"Я"	25"
			$I(\lambda)_{\text{набл.}}$	$I(\lambda)_{\text{набл.}}$	$I(\lambda)_{\text{набл.}}$	$I(\lambda)_{\text{исп.}}$	$I(\lambda)_{\text{исп.}}$	$I(\lambda)_{\text{исп.}}$	$I(\lambda)_{\text{исп.}}$
3727	[O II]	0.294	2.44	3.32	1.72	2.16	3.10	4.48	2.83
3750	H ₁₂	0.290	0.03	—	—	—	0.04	—	—
3771	H ₁₁	0.285	0.04	—	—	—	0.05	—	—
3798	H ₁₀	0.279	0.06	0.06	—	—	0.08	0.08	—
3820	He I	0.270	0.02	—	—	—	0.02	—	—
3835	H ₉	0.266	0.08	0.05	—	—	0.10	0.07	—
3869	[Ne III]	0.260	0.33	0.22	0.12	0.15	0.41	0.29	0.13
3889	H ₈	0.255	0.20	0.13	0.07	0.09	0.25	0.17	—
3970	H ₇	0.230	0.26	0.15	P	—	0.31	0.19	—
4026	He I	0.210	0.04	—	—	—	0.05	—	—
4102	H ₅	0.195	0.34	0.26	0.19	0.22	0.40	0.32	0.09
4340	H ₇	0.132	0.54	0.44	0.30	0.33	0.60	0.50	0.30
4363	[O III]	0.129	0.03	—	0.03	0.03	0.03	—	—
4471	He I	0.100	0.06	—	—	—	0.07	—	—
4861	H β	0.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
4922	He I	-0.010	0.03	—	—	—	0.03	—	—
4959	[O III]	-0.015	1.26	1.47	{ 5.10	{ 5.01	1.24	1.45	1.17
5007	[O III]	-0.031	—	—	{	}	3.72	4.35	3.62
5876	He I	-0.216	0.24	0.15	0.17	0.14	0.20	0.12:	0.16
6300	[O I]	-0.290	0.08	—	{	}	0.06	—	—
6310	[S II]	-0.293	0.06	—	{ 0.10	{ 0.08	0.05	—	—
6364	[O I]	-0.299	0.04	—	{	}	0.03	—	—
6548	[N II]	-0.328	0.13	0.17	—	—	0.10	0.12	—
6563	H α	-0.329	3.71	4.00	3.67	2.84	2.84	2.86	—
6584	[N II]	-0.331	0.32	0.51	0.26	0.20	0.24	0.36	—
6678	He I	-0.347	0.06	—	—	—	0.05	—	—
6717	[S II]	-0.352	0.27	0.42	{ 0.55	{ 0.42	0.20	0.29	—
6731	[S II]	-0.354	0.22	0.30	{	}	0.17	0.21	—
7065	He I	-0.398	0.04	—	—	—	0.03	—	—
7136	[Ar III]	-0.407	0.18	—	—	0.15	0.13	—	—
C(H β)						0.338	0.352	0.443	—
W(H β)			80 A	15A					
σ W(H β)			± 14 A	± 4 A					

Примечание. Так как N₁ передержана, то принято $I_{N_1} = 3 I_{N_2}$; линия λ 5876 сливается частично с линией неба, поэтому значение I_{5876} неуверенное.

$(I(i)/I(H_3))_{\text{испр.}} = (I(i)/I(H_3))_{\text{набл.}} + C(H_3) \cdot f(\lambda)$, где коэффициенты $C(H_3)$ получены из сравнения наблюдаемого отношения I_{H_2}/I_{H_3} с теоретическим из [16] для значений $n_e = 100 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ К}$ и $T_e = 1.15 \cdot 10^4 \text{ К}$ в ядре и СА соответственно.

По отношению интенсивностей линий [S II] $\lambda\lambda$ 6717, 6731 подсчитаны электронные плотности n_e (СА) = 330 см^{-3} и n_e („Я“) = 60 см^{-3} , при этом для электронной температуры принято значение $T_e = 10^4 \text{ К}$ [17]. По отношению же интенсивностей линий $N_1 + N_2/I_{4303}$ оценена электронная температура СА — T_e (СА) = $11\,300 \text{ К}$, при этом использована формула (2) из работы [18]. В случае „Я“ для определения T_e использованы эмпирические зависимости отношений $([O III] + [O II])/H_3$ и $[O III]/N II$ от электронной температуры из [19, 20]. Среднее из этих оценок дало для „Я“ $T_e = 10^4 \text{ К}$.

По отношениям $(N_1 + N_2)/H_3$ и $[O II]/N_2$ определен класс возбуждения по Аллеру и Лиллеру [21]. Как СА, так и «Я» можно отнести к 3÷4 классу возбуждения.

На диаграммах Болдуина и др. [22], которые позволяют в какой-то мере судить о механизме возбуждения, обе исследуемые в NGC 3353 конденсации попадают в область, занятую «нормальными» и «изолированными» H II областями. А это указывает на главенствующую роль радиативного возбуждения звездами ранних спектральных классов.

е) *Определение химсостава. Гелий.* В спектре Марк 35 выявлено много линий He I (в «Я» — только 5876), в то время как линии He II не наблюдаются. Относительное содержание $\frac{He^+}{H^+}$ определилось из соотношения

$$\frac{He^+}{H^+} = \frac{I(He I)}{I(H_3)} \times \frac{\alpha_{H_3}(n_e, T_e)}{\alpha_{He I}(n_e, T_e)} \times \frac{\lambda(He I)}{4861}$$

где α — эффективные рекомбинационные коэффициенты для H_3 и He I ($n_e = 10^2$, $T_e = 1.13 \cdot 10^4$, случай В для СА, и $n_e = 10^2$, $T_e = 10^4$, случай В для ядра), заимствованные из [16] и [24, 25], соответственно.

Относительные содержания $\frac{He^+}{H^+}$ для СА и ядра, вычисленные для каждой линии в отдельности, приведены в табл. 5.

Таблица 5
ОТНОСИТЕЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ He^+/H^+

	λ (А)						Среднее
	5876	4472	4026	3820	6678	4922	
СА	0.147	0.113	0.156	0.112	0.123	0.169	0.137±0.24
Ядро	0.087	—	—	—	—	—	0.087

Таблица 6.
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХИМСОСТАВА КОНДЕНСАЦИЙ

Параметр	СА	„Я“	7°	25°
	1	2	3	4
$n_e \text{ см}^{-3}$	330	60	330 $1 \div 3 \cdot 10^3$ (а)	100
T_e , К	11300	10000	10480 10500 (а)	9600 (б)
He/H	0.137 ± 0.024	0.087	0.103	0.118 0.115 (б)
$10^4 \text{O}^+/\text{H}^+$	0.72	1.62	0.67	1.23 1.40 (б)
$10^4 \text{O}^{++}/\text{H}^+$	0.83	1.42	1.05	1.35 1.31 (б)
$10^4 \text{O}/\text{H}$	1.55	3.04	1.72 2.00 (а)	2.58 2.71 (б)
$10^5 \text{N}^+/\text{H}^+$	0.29	0.59	0.22	
t_{ef}	2.16	1.88	2.57	
$10^5 \text{N}/\text{H}$	0.63	1.11	0.57	
$10^5 \text{N}_e^{++}/\text{H}^+$	2.70	3.05	1.30	1.63 1.46 (б)
t_{cf}	1.87	2.14	1.64	1.91 2.1 (б)
$10^5 \text{N}_e/\text{H}$	5.05	6.53	2.13	3.11 3.0 (б)
$\text{N}^+/\text{S}^+ = \text{N}/\text{S}$	2.34	2.60	1.29	
$10^5 \text{S}/\text{H}$	0.27	0.43	0.44	
N^+/O^+	0.04	0.04	0.03 0.03 (а)	
$\text{N}_e^{++}/\text{O}^{++}$	0.32	0.21	0.12 0.11 (а)	0.12 0.11 (а)

(а) — данные Элойна и др. [28].

(б) — данные Хангера и др. [7].

Полное содержание He оценено в приближении $\frac{\text{He}}{\text{H}} = \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$.

Тяжелые элементы. Для определения содержания ионов тяжелее He: O^+/H^+ , O^{++}/H^+ , N^+/H^+ , $\text{Ne}^{++}/\text{H}^+$ использованы соотношения из [26], при этом температурные флуктуации полагались нулевыми. Относительное содержание N^+/S^+ получено из соотношения:

$$\frac{\text{N}^+}{\text{S}^+} = 3.43 f(x, T_e) (I + 0.14x) \exp(5 \cdot 10^2/T_e) \frac{I(6584)}{I(6717) + I(6731)}, \text{ из [27]}$$

где $f(x, T_e)$ при низких плотностях ≈ 1 , $X = 10^{-2} X (T_e)^{-1/2}$. Учитывая низкие плотности в конденсациях, можем положить $\frac{\text{N}}{\text{S}} \approx \frac{\text{N}^+}{\text{S}^+}$

[27]. Полные содержания $\frac{\text{O}}{\text{H}}$, $\frac{\text{N}}{\text{H}}$, $\frac{\text{N}_e}{\text{H}}$ определены согласно предложенной в [26] схеме коррекции за ненаблюдаемые стадии ионизации:

$$\frac{\text{O}}{\text{H}} \approx \frac{\text{O}^+ + \text{O}^{++}}{\text{H}^+},$$

$$\frac{\text{N}}{\text{H}} \approx \frac{\text{O}}{\text{O}^+} \times \frac{\text{N}^+}{\text{H}^+},$$

$$\frac{\text{N}_e}{\text{H}} \approx \frac{\text{O}}{\text{O}^{++}} \times \frac{\text{N}_e^{++}}{\text{H}^+}.$$

В табл. 6 для СА и «Я» приведены значения электронных плотностей и температур (n_e , T_e), содержание ионов, значения ионизационных коррекционных множителей (i_{cf}), отличных от 1.0, полные содержания элементов по нашим определениям (колонки 1 и 2 соответственно) и по определению Хантера и др. [7], и по Элойну и др. [28] (колонки 3 и 4).

3. *Заключение.* Приведенные в настоящей статье данные спектrophотометрии галактики NGC 3353 свидетельствуют о том, что она состоит из ряда голубых сгущений (одна из них Марк 35), которые по своим физическим и химическим параметрам близки к СА.

Таким образом, NGC 3353 является гнездом СА, т. е. в ней происходит крупномасштабное и весьма активное звездообразование. Этими характеристиками она напоминает УФ-галактики с рядом сгущений в их центральных областях, таких, как Марк 7, 8, 325 [29, 30].

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ NGC 3353

A. N. BURENKOV, E. Ye. KHACHIKIAN

Results of detailed spectrophotometrical investigations of NGC 3353, carried out with 6 m telescope of SAO Academy of Sciences of the USSR are presented (dispersion ~ 65 Å/mm). Four separate condensations, the brightest of which is Mark 35, are studied. In the spectrum of Mark 35 the emission lines from H_2 to H_{12} , He I λ 7065, 6678, 5876, 4922, 4472, 3820 and forbidden lines [O I] λ 6300/64, [O II] λ 3727, [O III] λ 5007, 4959, 4363, [Ne III] λ 3869, [N II] λ 6584/48, [S II] λ 6717/31, [S III] λ 6310, [Ar III] λ 7136 are detected. In the second central condensation, called "nucleus", emission lines are weaker and beginning with H_2 the absorption components appear which become stronger in the late members of Balmer lines. The forbidden lines in the nucleus are strong: [Ne III], [O III], [O II], [S II], [N II]. The relative intensities and equivalent widths of emission lines as well as the chemical composition of Mark 35 and "nucleus" are estimated. Both condensations according to their physical properties look like superassociations. It has been concluded that the source of excitation are young stars. NGC 3353 is probably the net of superassociations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
3. Н. Наро, *Bull. Observ. Tonantzintla Tacubaya*, 14, 8, 1956.
4. D. L. Du Puy, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 80, 29, 1968.
5. D. L. Du Puy, *Astron. J.*, 73, 882, 1968.
6. G. Neugebauer, E. Becklin, J. Oke, L. Searle, *Astrophys. J.*, 205, 29, 1976.
7. D. Hunter, J. Gallagher, D. Rautenkranz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 53, 1982.
8. D. Gordon, S. T. Gottesman, *Astron. J.*, 86, 161, 1981.
9. Т. Х. Туан, Г. Е. Мартин, *Astrophys. J.*, 247, 823, 1981.
10. М. М. Бутслов, А. Н. Буренков, Л. В. Гавянен, В. Г. Дебур, П. А. Зныкин, А. Ф. Клепов, Л. И. Кондрашова, В. С. Рылов, Б. М. Степанов, Т. И. Ушакова, Т. М. Федоровская, *Астрофизика*, 16, 179, 1980.
11. Г. И. Брюхевич, Л. В. Гавянен, Э. И. Зак, С. В. Липатов, А. Е. Меламид, В. А. Миллер, В. С. Рылов, Б. М. Степанов, Т. А. Скосырская, Е. И. Титков, *Астрофизика*, 21, 379, 1984.
12. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 193, 135, 1974.
13. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
14. D. A. Hunter, *Astrophys. J.*, 260, 81, 1982.
15. J. B. Kaler, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 517, 1976.
16. M. Brocklehurst, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 471, 1971.
17. И. В. Носов, *Астрон. циркуляр*, № 1050, 1975.
18. D. L. Talent, *Astrophys. J.*, 252, 594, 1982.

19. *B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 95, 1979.
20. *D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux*, Astron. and Astrophys., 78, 200, 1979.
21. *L. H. Aller, W. Liller*, Nebulae and Interstellar Matter, Chicago, 1968, p. 483.
22. *J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevitch*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 5, 1981.
23. *D. L. Talent, R. J. Dufor*, Astrophys. J., 233, 888, 1979.
24. *R. R. Robins*, Astrophys. J., 151, 497, 1968.
25. *R. R. Robins*, Astrophys. J., 167, 249, 1971.
26. *M. Reimbert, R. Costero*, Bull. Observ. Tonantzintla Tacubaya, 5, 3, 1969.
27. *P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert*, Astron. and Astrophys., 28, 447, 1973.
28. *D. Alloin, J. Bergeron, D. Pelat*, Astron. and Astrophys., 70, 141, 1978.
29. *Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 8, 529, 1972.
30. *А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 19, 826, 1983.

УДК: 524.8—337

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОПРОСА О НАЛИЧИИ
КРУПНОМАСШТАБНОЙ АНИЗОТРОПИИ
В МЕТАГАЛАКТИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Поступила 14 мая 1985

Принята к печати 2 декабря 1985

Для изучения метагалактического магнитного поля одновременно с магнитным полем нашей Галактики использованы данные о мерах вращений плоскости поляризации излучения для 247 внегалактических радиосточников с известными красными смещениями. Полученное из численных расчетов направление магнитного поля Метагалактики $(l_0, b_0) = (100^\circ, 25^\circ)$ примерно совпадает с направлением магнитного поля южного полушария и противоположно направлению магнитного поля северного полушария Галактики. Напряженность магнитного поля Метагалактики оценивается порядка 10^{-9} Гс.

Предполагается, что наличие некоторого выделенного направления может быть следствием крупномасштабного вращения Метагалактики. Для оси вращения Метагалактики получено значение направления $(l, b) = (295^\circ, 52^\circ)$, близкое к значениям, полученным в работах Берча [18] и Кендалла и Юнга [19] методом анализа качественно других данных. Оказывается, что это направление составляет довольно большой угол с направлением магнитного поля Метагалактики.

1. *Введение.* Изучение вопроса о возможном существовании крупномасштабного магнитного поля, или вообще какого-нибудь выделенного направления в метагалактическом пространстве занимает очень важное место при изучении проблем, связанных с эволюцией Вселенной. В настоящее время почти во всех космологических теориях делаются предположения об однородности и изотропности пространства в достаточно больших масштабах во Вселенной. Однако в работах Мурадяна [1—4], в которых рассматривается гипотеза об адронном происхождении космических объектов, предполагается, что Метагалактика, как и все другие космические объекты, обладает определенным вращательным (спиновым) моментом. В некоторых других работах путем статистического анализа наблюдательных данных также показывается, что во Вселенной может иметь место анизотропия большого масштаба. Эта анизотропия может возникнуть хотя бы из-за наличия крупномасштабного магнитного поля [9—12] или некото-

рой оси вращения Метагалактики [18—19]. Однако ввиду того, что существует некоторое сомнение по этому поводу (см., например, [13—16]), в настоящей работе эти вопросы будут детально изучаться на основе статистического анализа других данных, более многочисленных, чем в вышеупомянутых работах.

2. *О наличии магнитного поля метагалактического масштаба.* В работах [5, 6] методом статистического анализа данных о мерах вращений внегалактических радиоисточников было проведено исследование структуры крупномасштабного магнитного поля нашей Галактики. Было предположено, что фарадеевское вращение плоскости поляризации радиоизлучения внегалактических радиоисточников полностью обусловлено магнитным полем Галактики, а фарадеевское вращение, обусловленное магнитным полем межгалактического пространства, не учитывалось, ввиду предполагаемой малой напряженности магнитного поля Метагалактики. В частности, было получено, что направление магнитного поля почти параллельно плоскости Галактики, причем в южном ($b < 0^\circ$) и северном ($b > 0^\circ$) полушариях Галактики направления поля примерно противоположны: $(l, b) = (90^\circ, 10^\circ)$ и $(l, b) = (290^\circ, -30^\circ)$ соответственно (l и b — галактические координаты направления магнитного поля). Для параметров же $K_{1/2}$, характеризующих мощность слоя магнитоионного вещества выше и ниже плоскости Галактики, были получены значения, значительно отличающиеся друг от друга: $K = -28$ рад/м² для южного полушария и $K = -10$ рад/м² для северного полушария Галактики.

Однако в ряде работ (см., например, [9—12]) показано, что в межгалактическом пространстве существует довольно регулярное крупномасштабное магнитное поле, которое имеет направление в пределах $l = 100^\circ \div 115^\circ$ и $b = -5^\circ \div 15^\circ$. В работе [12] также оценено значение напряженности магнитного поля Метагалактики ($B = 2.7 \cdot 10^{-9}$ Гс). Но необходимо отметить, что в некоторых из этих работ при статистическом анализе данных о мерах вращений внегалактических радиоисточников пренебрегалось ролью магнитного поля нашей Галактики. В некоторых других работах (см., например, [13—15]) делается попытка учесть вклад галактического магнитного поля, но при этом используются модели магнитного поля Галактики, основанные на методах анализа данных о мерах вращений опять-таки внегалактических радиоисточников. После вычитания из значений мер вращений RM отдельных внегалактических радиоисточников значения полученной таким образом регулярной составляющей $(RM)_{\text{гала.}}$, которая полностью приписывается галактическому магнитному полю (хотя она очевидно обусловлена суммарным влиянием полей Галактики и Метагалактики), остаются значения $(RM)_{\text{ост.}} = RM - (RM)_{\text{гала.}}$, которые и используются при изучении магнитного поля Метагалактики. Ясно, что

при таком подходе нельзя ожидать обнаружения более или менее значительных магнитных полей Метагалактики. Действительно, в вышеупомянутых работах [13—15] не удастся получить сколь-нибудь определенных результатов.

Надо отметить, что значения направлений, полученные в работах [9—12] для метагалактического магнитного поля $l = 100^\circ \div 115^\circ$ и $b = -5^\circ \div 15^\circ$, довольно близки к приведенному в начале статьи значению направления магнитного поля южного полушария и почти противоположны направлению магнитного поля северного полушария Галактики. Следовательно, фарадеевское вращение поляризованного радиоизлучения внегалактических радиоисточников, обусловленное метагалактическим магнитным полем складывается с фарадеевским вращением, обусловленным магнитным полем южного полушария, и вычитается из фарадеевского вращении, обусловленного магнитным полем северного полушария Галактики. Этим в основном и можно объяснить тот факт, что в работах [5, 6] для параметра K южного полушария Галактики получено большее значение, чем для параметра K северного полушария.

В настоящей работе на основе статистического анализа данных о мерах вращения RM для радиогалактик и квазаров с известными значениями красных смещений z исследуются магнитные поля нашей Галактики и Метагалактики одновременно. То есть принимается, что мера вращения отдельного радиоисточника состоит из двух частей — галактического и метагалактического.

$$RM = (RM)_1 + (RM)_2 = 8.1 \cdot 10^5 \left[\left(\int_L N_e B_L dL \right)_1 + \left(\int_L N_e B_L dL \right)_2 \right]. \quad (1)$$

Здесь N_e — электронная концентрация в среде, L — длина пути, пройденного излучением, в парсеках, а B_L — продольная составляющая магнитного поля в гауссах. Индексы 1 и 2 относятся к Галактике и Метагалактике соответственно.

Предполагается, что величина магнитного поля, имеющего некоторое результирующее направление $(l_0, b_0)_1$, так же, как и электронная концентрация в плоскопараллельном слое Галактики, зависит только от координаты h (h — расстояние от плоскости Галактики). Предполагается также, что магнитное поле Метагалактики однородно и имеет направление $(l_0, b_0)_2$. При таких довольно общих предположениях из геометрических соображений можно написать, что

$$(RM)_1 = K_1 \frac{\cos(b_0)_1 \cos b [\cos(l_0)_1 \cos l + \sin(l_0)_1 \sin l] + \sin(b_0)_1 \sin b}{|\sin b|} \quad (2)$$

$$(RM)_2 = \\ = K_2 z \{ \cos(b_0)_2 \cos b [\cos(l_0)_2 \cos l + \sin(l_0)_2 \sin l] + \sin(b_0)_2 \sin b \}, \quad (3)$$

где

$$K_1 = 8.1 \cdot 10^5 \int_0^{\infty} N_e B(h) |dh| \quad (4)$$

и

$$K_2 = 8.1 \cdot 10^5 (N_e B)_2 \frac{c}{H}. \quad (5)$$

При получении формул (2) и (4) элемент длины пути dL , пройденного излучением, заменен значением $\left| \frac{dh}{\sin b} \right|$, а в формуле (3) принято, что

$$\left(\int N_e B_L dL \right)_2 = (N_e B_L L)_2, \quad (6)$$

где $(N_e)_2$ — электронная концентрация в метagalактической среде, $(B_L)_2$ — проекция магнитного поля Метagalактики на направление радиоисточника (l, b) , а L_2 — расстояние до данного радиоисточника, которое определяется по значению красного смещения z из закона Хаббла. Вообще говоря, расстояние зависит от принятой модели Вселенной. Однако

мы воспользуемся формулой $L_2 = \frac{c}{H} z$ (c — скорость света, а H — постоянная Хаббла), поскольку разные формулы, связывающие L_2 и z , при малых значениях z совпадают с ней, а для объектов с большими значениями красных смещений, использованных в настоящей работе, разницы между расстояниями, полученные с использованием разных формул, невелики.

Если для каждого радиоисточника обозначить:

$$\begin{aligned} A_i &= \cos b_i \cos l_i / |\sin b_i|, & X &= K_1 \cos(b_0)_1 \cos(l_0)_1, \\ B_i &= \cos b_i \sin l_i / |\sin b_i|, & Y &= K_1 \cos(b_0)_1 \sin(l_0)_1, \\ C_i &= \sin l_i / |\sin b_i|, & Z &= K_1 \sin(b_0)_1, \\ D_i &= z_i \cos b_i \cos l_i, & U &= K_2 \cos(b_0)_2 \cos(l_0)_2, \\ E_i &= z_i \cos b_i \sin l_i, & V &= K_2 \cos(b_0)_2 \sin(l_0)_2, \\ F_i &= z_i \sin b_i, & W &= K_2 \sin(b_0)_2, \\ L_i &= (RM)_i, \end{aligned}$$

то, используя формулы (2) и (3), формулу (1) для каждого отдельного радиоисточника можно написать в следующем виде:

$$L_i = A_i X + B_i Y + C_i Z + D_i U + E_i V + F_i W. \quad (8)$$

Таким образом, получается система из n линейных уравнений (n — число использованных в статистике радиоисточников) с шестью неизвестными (X, Y, Z, U, V, W). Значения же $A_i, B_i, C_i, D_i, E_i, F_i, L_i$ можно вычислить зная координаты, красные смещения и меры вращения радиоисточников.

Систему линейных уравнений (8) можно решить методом наименьших квадратов. Отметим, что неизвестные X, Y и Z зависят только от параметров магнитного поля нашей Галактики. Зная их значения, можно легко определить параметр K_1 и направление магнитного поля по галактическим координатам $(l_0)_1$ и $(b_0)_1$. Неизвестные же U, V и W зависят только от параметров магнитного поля Метагалактики, и с их помощью можно определить значения параметров $K_2, (l_0)_2$ и $(b_0)_2$.

В настоящем разделе использованы данные о мерах вращений и красных смещениях для радиогалактик и квазаров, взятых из работы [17]. Для улучшения материала статистики из рассмотрения исключены некоторые радиоисточники. Это те объекты, для которых $|RM| > 100$ рад/м², поскольку предполагается, что большие меры вращения на не очень низких галактических широтах ($|b| > 15^\circ$) скорее всего возникают в собственных магнитных полях радиоисточников, а не в Галактике или в Метагалактике (см., например, [5, 6]). Из статистики исключены также те объекты, которые находятся на низких галактических широтах ($|b| < 15^\circ$), поскольку на низких широтах влияние магнитного поля Галактики очень большое, и на его фоне трудно выделить влияние метагалактического магнитного поля. После этих исключений остаются 247 радиоисточников, данные которых и используются в настоящей статистике.

Система линейных уравнений (8) решалась на ЭВМ ЕС-1030 методом наименьших квадратов во многих вариантах, при которых варьировались либо галактические широты b , либо красные смещения z . Вариация галактических широт была сделана с целью выявления поведения магнитного поля Галактики в зависимости от b , а варьирование красных смещений давало возможность определить параметры магнитного поля Метагалактики при различных значениях z .

Значения параметров магнитных полей Галактики и Метагалактики в некоторых вариантах (при различных вариациях b и z), полученные из численных расчетов, приведены в табл. 1. Ошибки значений параметров, приведенных в таблице, составляют меньше половины значений для величин K_1 и K_2 и примерно $\pm 15^\circ \div 25^\circ$ в значениях для $(l_0)_1, (b_0)_1$ и $(l_0)_2, (b_0)_2$.

Таблица 1

b	z	$-K_1$ (рад/м ²)	$-K_2$ (рад/м ²)	$(l_0)_1$	$(l_0)_2$	$(b_0)_1$	$(b_0)_2$	n
$-90^\circ < b < -15^\circ$	$0 < z < 2.5$	21	24	96	60	13	25	114
	$0.1 < z < 2.5$	21	27	68	103	-4	39	78
	$0.2 < z < 2.5$	22	30	62	110	-13	43	72
	$0 < z < 2.0$	21	33	101	59	8	33	109
$90^\circ > b > 15^\circ$	$0 < z < 2.5$	14	19	290	94	-13	0	133
	$0.1 < z < 2.5$	14	20	267	67	-23	7	102
	$0.5 < z < 2.5$	25	34	283	98	-35	26	55
	$0 < z < 2.0$	15	21	288	93	-11	-6	131
$-90^\circ < b < 90^\circ$	$0 < z < 2.5$	4	20	46	80	-26	15	247
	$0.1 < z < 2.5$	10	24	32	85	-67	35	180

Численные расчеты показали, что, как и ожидалось, в межгалактическом пространстве существует довольно регулярное крупномасштабное магнитное поле. Из табл. 1 видно, что в качестве разумной оценки для параметров магнитного поля Метагалактики можно принять значения $(l_0, b_0)_2 = (100^\circ, 25^\circ)$ и $K_2 = 25$ рад/м². Эти результаты очень хорошо согласуются с результатами, полученными в работах других авторов [9—12].

Из формулы (5) видно, что величина K_2 есть мера вращения в межгалактической среде при прохождении излучением по направлению магнитного поля расстояния, равного c/H мегапарсек. Если принять $H = 100$ км/с Мпк, то из формулы (5) получим

$$N_e B \approx 10^{-14} \text{ Гс/см}^3. \quad (9)$$

Для величины N_e как верхний предел можно принять значение $N_e = 10^{-5}$ частиц в кубическом сантиметре. При такой плотности свободных электронов можно оценить напряженность магнитного поля Метагалактики ($B \approx 10^{-9}$ Гс). Полученный результат близок к результату, полученному в работе [12]. Однако 10^{-9} Гс — это нижний предел напряженности магнитного поля Метагалактики. Вероятно, его можно увеличить в несколько раз, поскольку оценка плотности $N_e = 10^{-5}$ см⁻³ представляется несколько завышенной.

Из табл. 1 также видно, что направление метагалактического магнитного поля довольно близко к направлению магнитного поля южного полушария Галактики, которое в свою очередь противоположно направлению магнитного поля северного полушария Галактики. Для направлений маг-

нитных полей северного и южного полушарий Галактики получены примерно такие же значения, что и в работах [5, 6], и приведенные в начале статьи. Однако значения для величин K , несколько другие, чем в работах [5, 6]. Как и ожидалось для этой величины в южном и северном полушариях Галактики получились довольно близкие значения (соответственно — 20 и — 14 рад/м², в отличие от упомянутых в начале статьи значений — 28 и — 10 рад/м²), которые в пределах ошибок можно считать одинаковыми. Это означает, что учет метагалактического магнитного поля при исследовании магнитного поля Галактики позволяет с большей уверенностью утверждать полученный в работах [5, 6] результат о том, что направления магнитных полей южного и северного полушарий Галактики противоположны.

Однако надо отметить, что если при численных расчетах использовать все объекты независимо от их галактической широты, то есть не разделять данных для южного и северного полушарий, то для параметров магнитного поля нашей Галактики, как это видно из табл. 1, не удается получить сколь-нибудь приемлемых значений. При этом для параметров метагалактического магнитного поля получаются вполне определенные значения, которые довольно близки к значениям этих параметров, полученным при разных вариациях красных смещений, а также величин b , использованных в статистике объектов. Такого, на первый взгляд неожиданного, результата, конечно же, следовало ожидать, поскольку из-за противоположных направлений магнитных полей южного и северного полушарий Галактики при совместном использовании данных обоих полушарий, их влияния статистически взаимно уничтожаются и остается лишь влияние магнитного поля Метагалактики. Этим в основном и можно объяснить то обстоятельство, что в некоторых работах (см., например, [9—11]), в которых хотя и пренебрегалось ролью магнитного поля нашей Галактики, тем не менее для параметров магнитного поля Метагалактики были получены значения, близкие к значениям, полученным в настоящей статистике.

В конце отметим, что поскольку наличие метагалактического магнитного поля нас интересует в связи с изучением вопроса о наличии крупномасштабной анизотропии во Вселенной, то мы здесь предполагали, что величина (RM) , в формуле (1) полностью обусловлена метагалактическим магнитным полем, хотя ясно (см., например, [22, 23]), что в нее вносят вклад также магнитные поля самих радиоисточников и областей межгалактического пространства с повышенной концентрацией магнитоионного вещества (облака межгалактической материи, скопления галактик и т. д.). Дело в том, что в изотропной Вселенной магнитные поля указанных объектов должны иметь случайные направления и при анализе данных их вклад может играть лишь роль статистического шума. Найденную регулярную составляющую в значениях (RM) , можно объяснить либо наличием лишь

крупномасштабного магнитного поля Метагалактики, либо наличием преимущественного направления магнитных полей этих объектов, которое тоже является свидетельством анизотропии метагалактического масштаба. Выяснение последнего вопроса представляет собой довольно трудную задачу и не входит в круг вопросов настоящей статьи.

3. *О возможном существовании крупномасштабного вращения в Метагалактике.* В работе Берча [18] было показано, что в метагалактическом пространстве существует некоторое выделенное направление ($l_0 = 320^\circ$, $b_0 = +20^\circ$). Существование такого направления, по мнению Берча, вероятно связано либо с существованием крупномасштабного магнитного поля в Метагалактике, либо, что скорее всего, с существованием вращения во Вселенной. В вышеупомянутой работе для нахождения направления (l_0, b_0) были использованы данные об относительных углах (Δ) между направлениями усредненных магнитных полей и направлениями больших осей радиогалактик (точнее — значения Δ определяются как позиционный угол большой оси радиогалактики минус позиционный угол направления усредненного магнитного поля в радиогалактике). Оказывается, что, используя вышеупомянутое направление (l_0, b_0) в качестве направления «полюса Вселенной» и разделив небесную сферу на два полушария, можно заметить, что в одном полушарии (как показано в работе [18]) значения Δ имеют преимущественно положительные знаки, а в другом величины Δ в большинстве случаев отрицательны.

Однако в работе [16] предполагается, что эффект, полученный Берчем в работе [18], может быть связанным с ошибками при определении направлений магнитных полей в радиогалактиках. Впоследствии результаты, полученные Берчем, нашли подтверждение в работе Кендалла и Юнга [19], выполненной на основе данных для 42 объектов, приведенных в работе [20].

В работе [7] автора настоящей статьи было предположено, что радиогалактики обладают дипольными магнитными полями, причем направление оси диполя примерно совпадает с направлением малой оси оптической галактики, отождествленной с радиоисточником. Было также предположено, что радиоизлучающие облака релятивистских частиц выходят из ядра оптической галактики по направлению оси диполя, или, что то же самое, по направлению малой оси оптической галактики. Как было показано в работе [7], из этих предположений следовало, что усредненное направление магнитного поля радиогалактики примерно совпадает с направлением малой оси отождествленной с ним оптической галактики. Это дает возможность на основе статистического анализа более богатого наблюдательного материала независимым образом проверить выводы, сделанные в работах [18, 19]. Нами используются данные об относительных углах β между

большими осями радио- и малыми осями оптических изображений (направления которых близки к усредненным направлениям магнитных полей) радиогалактик (значения β определяются как позиционный угол большой оси радиоизображения минус позиционный угол малой оси оптического изображения). Ясно, что при таком определении величины β , в зависимости от значений радио- и оптических позиционных углов, будут иметь положительные или отрицательные значения.

Как и в работе Берча [18], предположим, что в Метагалактике существует какое-то выделенное направление, имеющее координаты α_0 и δ_0 (α_0 и δ_0 — это направление, так называемого, «полюса Вселенной» в экваториальной системе координат). Будем также предполагать, что существование такого направления во Вселенной может привести к тому, что в одном полушарии, имеющем полюс по направлению (α_0, δ_0) , для большинства радиогалактик значения β_i будут положительными, а в другом полушарии — отрицательными. В таком случае значения величин β_i для данной радиогалактики, имеющей координаты α_i и δ_i представим формулой

$$\beta_i = \beta_0 \cos \psi_i, \quad (10)$$

где ψ_i — угол между направлением, на котором наблюдается данный радиоисточник, и направлением «полюса Вселенной» (α_0, δ_0) , а β_0 — ожидаемое значение β , когда радиогалактика наблюдается в направлении (α_0, δ_0) . Из формулы (10) видно, что для тех радиогалактик, у которых $\psi_i < 90^\circ$, величины β_i положительны, а для радиогалактик с $\psi_i > 90^\circ$ величины β_i отрицательны.

Если воспользоваться формулой косинусов сферической тригонометрии, то с помощью (10) можно получить формулу

$$\beta_i = \beta_0 [\sin \delta_i \sin \delta_0 + \cos \delta_i \cos \delta_0 \cos (\alpha_i - \alpha_0)]. \quad (11)$$

После некоторых преобразований и обозначений

$$\begin{aligned} X &= \beta_0 \cos \delta_0 \cos \alpha_0, & A_i &= \cos \delta_i \cos \alpha_i, \\ Y &= \beta_0 \cos \delta_0 \sin \alpha_0, & B_i &= \cos \delta_i \sin \alpha_i, \\ Z &= \beta_0 \sin \delta_0, & C_i &= \sin \delta_i, \\ & & D_i &= \beta_i, \end{aligned} \quad (12)$$

из формулы (11) можно получить систему n -линейных уравнений с тремя неизвестными X , Y и Z .

$$D_i = A_i X + B_i Y + C_i Z. \quad (13)$$

Число уравнений n — это число использованных в статистике данных относительных углов β_i . Систему линейных уравнений (13) можно решить методом наименьших квадратов. После нахождения неизвестных X , Y и Z , используя формулы (12), можно найти параметры β_0 , α_0 и δ_0 .

В настоящей статистике использованы данные для 205 радиоисточников, из которых данные для 142 объектов взяты из работы [21], а для остальных 63 объектов — из работы [8].

Все 205 использованных данных были разделены на несколько групп по величине $|\beta_i|$, затем методом наименьших квадратов была проанализирована каждая из этих групп. Чтобы можно было сравнить полученные нами результаты с результатами работ [18, 19], необходимо было полученные из численных расчетов значения α_0 и δ_0 преобразовать в галактические координаты l_0 и b_0 .

Полученные значения параметров β_0 , l_0 и b_0 для отдельных групп, вместе с числом объектов в каждой группе, приведены в табл. 2. Надо отметить, что ошибки определения параметров хотя и довольно большие, но не превосходят половины значения для параметра β_0 и $\pm 25^\circ \div 30^\circ$ для параметров l_0 и b_0 .

Таблица 2

β_i	β_0	l_0	b_0	n
$0^\circ < \beta_i < 90^\circ$	9.5	295	52.3	205
$10^\circ < \beta_i < 90^\circ$	8.5	287	46.2	176
$20^\circ < \beta_i < 90^\circ$	10.3	270	50.4	136
$30^\circ < \beta_i < 90^\circ$	12.7	273	51.3	121
$40^\circ < \beta_i < 90^\circ$	11.5	294	49.1	104
$50^\circ < \beta_i < 90^\circ$	16.4	304	45.6	87
$60^\circ < \beta_i < 90^\circ$	11.1	316	16.8	67
$40^\circ < \beta_i < 70^\circ$	21.7	314	51.0	60
$50^\circ < \beta_i < 70^\circ$	37.3	318	43.1	43
$0^\circ < \beta_i < 20^\circ$	4.6	341	11.0	66
$0^\circ < \beta_i < 30^\circ$	1.3	324	-1.4	85
$10^\circ < \beta_i < 20^\circ$	7.5	335	3.9	40
$10^\circ < \beta_i < 30^\circ$	2.2	310	-22.7	59

Из табл. 2 видно, что для параметров направления, так называемого, «полюса Вселенной» (l_0 , b_0) во всех группах объектов в пределах ошибок получены значения, близкие друг к другу. Нам кажется целесообразным в качестве параметров направления (l_0 , b_0) взять значения, полученные

для той группы объектов, в которой число объектов n самое большое, то есть для группы $0^\circ \leq |\beta| \leq 90^\circ$. Таким образом, можно принять $(l_0, b_0) = (295^\circ, +52^\circ)$. Это направление довольно близко направлению, полученному Берчем в работе [18]: $(l_0, b_0) = (320^\circ, +20^\circ)$ и направлению, полученному в работе [19]: $(l_0, b_0) = (312^\circ, +25^\circ)$. Для параметра же β_0 для отдельных групп получены разные значения. Это, вероятно, связано с тем, что для разных групп средние значения β_i разные.

Таким образом, мы получили, что в Метагалактике действительно существует некоторое выделенное направление $(l_0, b_0) = (295^\circ, +52^\circ)$, проявляющее себя тем, что оно каким-то образом влияет на направление выброса облаков релятивистской плазмы из ядра родительской галактики. Такое влияние может себя проявить, например, тем, что направления оси вращения оптической галактики и оси дипольного магнитного поля будут систематически отличаться друг от друга.

Отметим, что в согласии с выводом, сделанным Берчем в работе [18], нам также кажется, что полученное здесь выделенное направление (l_0, b_0) в метагалактическом пространстве, свидетельствующее об анизотропии Метагалактики, вряд ли связано с ее крупномасштабным магнитным полем. Помимо аргументов, приводимых в работе [18] в пользу этого предположения, можно привести еще один довод, состоящий в том, что направление $(l_0, b_0) = (295^\circ, +52^\circ)$ составляет довольно большой угол с направлением крупномасштабного магнитного поля Метагалактики (силовые линии которого, как показано в первой части настоящей работы, направлены от $(l, b) = (280^\circ, -25^\circ)$ к $(l, b) = (100^\circ, +25^\circ)$). Поэтому предполагается, что полученные результаты указывают на существование в Метагалактике крупномасштабного вращения.

Надо отметить, что в последнее время опубликовано несколько работ [24—26], в которых подвергается сомнению результат Берча [18], говорящий о наличии крупномасштабного вращения в Метагалактике. В одних работах результаты Берча объясняются эффектами наблюдательной селекции, в других на основе наблюдательного материала другого рода оценивается верхний предел для угловой скорости вращения Метагалактики, который оказывается меньше, чем угловая скорость, полученная Берчем [18]. В связи с этим заметим, что наши результаты нельзя объяснить эффектами наблюдательной селекции, поскольку использованные нами данные β_i непосредственно определяются по вытянутостям радио- и оптических изображений радиогалактик; что же касается утверждения о вращении Метагалактики, то оно является лишь одним из объяснений найденной анизотропии.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну, а также докторам физ.-мат. наук Р. М. Мурадян и М. А. Мнацаканяну за проявленный интерес к работе и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE INVESTIGATION OF EXISTENCE OF LARGE-SCALE ANISOTROPY IN THE METAGALACTIC SPACE

R. R. ANDREASSIAN

The rotation measures of 247 extragalactic radio sources with known redshifts are used for simultaneous investigation of magnetic fields of the Galaxy and the Metagalaxy. It has been shown that the direction of the metagalactic magnetic field $(l_0, b_0) = (100^\circ, 25^\circ)$ nearly coincides with the direction of the galactic magnetic field in the Southern hemisphere and is opposite to it in the Northern hemisphere. The strength of Metagalactic magnetic field is estimated to be of the order of 10^{-9} Gs. It has been proposed that the presence of a certainly distinguished direction may be connected with large-scale rotation of the Metagalaxy. The direction of the Metagalactic rotation axes $(l, b) = (295^\circ, 52^\circ)$, obtained in this article, is close to values obtained by Birch [18] and Kendall and Young [19] from analysis of qualitatively different data. The angle between the rotation axes of Metagalaxy and the metagalactic magnetic field is very large.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 11, 237, 1975.
2. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 13, 63, 1977.
3. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 14, 439, 1978.
4. R. M. Muradian, *Astrophys. and Space Sci.*, 69, 339, 1980.
5. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 16, 707, 1980.
6. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 18, 255, 1982.
7. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 19, 441, 1983.
8. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 21, 93, 1984.
9. K. Kawabata, M. Fujimoto, Y. Sofue, M. Fukui, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 21, 293, 1969.
10. M. Reimhardt, M. A. F. Thiel, *Astrophys. Lett.*, 7, 101, 1970.
11. M. Fujimoto, K. Kawabata, Y. Sofue, *Progr. Theor. Phys. Kyoto, Suppl. Ser.*, 49, 181, 1971.
12. Y. Sofue, M. Fujimoto, K. Kawabata, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 31, 125, 1979.
13. A. A. Ruzmatkin, D. D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.*, 58, 247, 1977.

14. *R. C. Thomson, A. H. Nelson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 201, 365, 1982.
15. *J. P. Valles*, *Astrophys. Lett.*, 23, 85, 1983.
16. *E. S. Phinney, R. L. Webster*, *Nature*, 301, 735, 1983.
17. *H. Tabara, M. Inoue*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 379, 1980.
18. *P. Birch*, *Nature*, 298, 451, 1982.
19. *D. G. Kendall, G. A. Young*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 637, 1984.
20. *R. G. Conway, P. Birch, R. J. Davies, L. R. Jones, A. J. Kerr, D. Stannard*,
Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 202, 813, 1983.
21. *M. J. Valtonen*, *Astrophys. and Space Sci.*, 90, 207, 1983.
22. *G. L. Welter, J. J. Perry, P. P. Kronberg*, *Astrophys. J.*, 279, 19, 1984.
23. *P. P. Kronberg, J. J. Perry*, *Astrophys. J.*, 263, 518, 1982.
24. *M. F. Bietenholz, P. P. Kronberg*, *Astrophys. J.*, 287, L1, 1984.
25. *J. D. Barrow, R. Juszkiewicz, D. H. Sonoda*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213,
917, 1985.
26. *V. K. Kapahi, R. Subrahmanyan, A. K. Singal*, *Nature*, 313, 463, 1985.

УДК: 521.19:517.952

К ВОПРОСУ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРИЧЕСКОГО КОЛЛАПСА БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Е. А. МАЛКОВ

Поступила 18 июня 1984

Принята к печати 2 декабря 1985

В работе исследуется устойчивость семейства нестационарных моделей, обладающих одинаковой полной энергией, но отличающихся энергией хаотического движения. Семейство включает, как предельные случаи, стационарную функцию распределения однородного шара Кэмпбелла и пылевую функцию распределения, соответствующую космологическому решению Фридмана с отрицательной полной энергией. Показано, что все модели, за исключением стационарной, неустойчивы относительно радиальных возмущений, в то время как относительно квадрупольного возмущения модель становится неустойчивой, когда отношение энергии хаотического движения к полной энергии в момент времени, соответствующий максимальной скорости расширения, становится меньше 0.62.

1. В рамках схемы, по которой скопления галактик (галактики) образуются в результате сгущивания протогалактик (газово-звездных комплексов, шаровых скоплений), их эволюцию должны представлять модели, основанные на решениях бесстолкновительного кинетического уравнения и уравнения Пуассона. Давно известно поведение малых возмущений однородного фона частиц с нулевыми случайными скоростями, это известные гидродинамические решения Боннора для пыли [1]. При наличии дисперсии скоростей задача о развитии возмущений в однородном, изотропном, бесстолкновительном мире решалась в работе [2]. Существуют точные пылевые решения, описывающие, как эволюционируют объекты типа галактик или скопления галактик, отпочковавшиеся от остального фона. Сферически-симметричные решения [3] служат неплохим приближением на ранних стадиях фрагментации, однако эти решения на стадии сжатия неустойчивы по отношению к возмущению, переводящему шар в эллипсоид. Коллапс однородного пылевого эллипсоида исследовался в работах [4, 5] и др. Эволюция такого эллипсоида приводит к сингулярности типа «блин».

Наша задача заключается в выяснении вопроса: каким образом дисперсия скоростей влияет на поведение возмущений коллапсирующего бесстолкновительного шара, в частности, как дисперсия скоростей противодействует росту возмущения, переводящего шар в сфероид?

2. В качестве невозмущенной модели следует подобрать семейство решений бесстолкновительного кинетического уравнения и уравнения Пуассона, описывающих системы с одинаковой полной энергией E_T , но отличающихся энергией хаотического движения частиц. В работе [6] найдено семейство функций распределения, описывающих нелинейные пульсации однородного шара Камма [7]. В лагранжевых переменных функция распределения имеет вид

$$f_0 \propto \left[\omega^2 (r_0^2 - \xi_r^2) - \xi_{\theta}^2 \left(1 - \frac{\xi_r^2}{r_0^2} \right) - \xi_{\phi}^2 \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где ξ_r — радиальная координата, r_0 — радиус шара, ξ_{θ} — трансверсальная скорость, ξ_{ϕ} — радиальная скорость, $\omega^2 = \frac{4}{3} \pi G \rho_0$, ρ_0 — плотность.

Размеры шара меняются по закону $\Pi(t) = \sqrt{a^2 + \omega^2 b^2}$, где $a(t)$, $b(t)$ задают линейное преобразование, связывающее эйлеровы и лагранжевы переменные, и подчиняются уравнениям

$$\begin{cases} \ddot{a} = -\frac{\omega^2 a}{(a^2 + \omega^2 b^2)^{3/2}}, \\ \ddot{b} = -\frac{\omega^2 b}{(a^2 + \omega^2 b^2)^{3/2}} \end{cases} \quad (2)$$

и условию (в силу теоремы Лиувилля)

$$a\dot{b} - b\dot{a} = 1. \quad (3)$$

То есть $\Pi(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\Pi} = \frac{\omega^2}{\Pi^2} - \frac{\omega^2}{\Pi^2}. \quad (4)$$

Единственным (в силу фиксированного значения интеграла «момента», являющегося следствием (3)) параметром семейства моделей является интеграл «энергии» уравнения (4). Энергия хаотического движения в этих моделях от $-E_T$ (стационарный шар) до нуля, но при этом и полная энергия зависит от параметра семейства моделей. Вместо (1) возьмем функцию распределения вида

$$f_0 \propto \frac{1}{\alpha^2} \left[\alpha^2 \omega^2 (r_0^2 - \xi_0^2) - \xi_0^2 \left(1 - \frac{\xi_0^2}{r_0^2} \right) - \xi_0^2 \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

где $\alpha^2 \in [0, 1]$. Вместо [4] будем иметь

$$\ddot{\Pi} = \frac{\alpha^2 \omega^2}{\Pi^2} - \frac{\omega^2}{\Pi^2}. \quad (6)$$

Зафиксировав интеграл «энергии» h (например, $h = \omega^2/2$), получаем иное, чем в [6] однопараметрическое семейство функций распределения, зависящих от α^2 . В переменных Эйлера они имеют вид:

$$f_0 = \frac{\rho_0}{\pi r_0^2 \alpha^2 \omega^2} \left[\alpha^2 \omega^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - \Pi^2 \left(\left(R - \frac{\dot{\Pi}}{\Pi} r \right)^2 + T \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2 r_0^2} \right) \right) \right]^{-1/2}, \quad (7)$$

где r — радиальная координата, R — радиальная скорость, T — квадрат трансверсальной скорости, $\Pi(t) = 1 - e \cos \eta$, $t = \omega^{-1}(\eta - e \sin \eta)$, $e = \sqrt{1 - \alpha^2}$.

Потенциал этой системы равен

$$\Phi_0 = \frac{2}{3} \pi G \rho_0 \frac{r^3}{\Pi^3} - 2\pi G \rho_0 r_0^2 \frac{1}{\Pi}, \quad (8)$$

второе слагаемое нормирует потенциал так, чтобы его значение на границе $r_r = r_0 \Pi$ было равно ньютоновскому потенциалу с массой $M = \frac{4}{3} \pi \rho_0 r_0^3$.

Полная энергия всей системы равна

$$E_T = -\frac{8}{15} \pi G \rho_0^2 r_0^5. \quad (9)$$

Отношение энергии хаотического движения, определяемой дисперсией скоростей, к полной энергии системы равно

$$E_x/E_T = -\frac{1 - e^2}{1 - e \cos \eta}. \quad (10)$$

Таким образом, параметр $e = \sqrt{1 - \frac{E_x}{|E_T|}} \Big|_{\eta = \frac{\pi}{2}}$ определяет это отношение. При $e = 0$ функция распределения (7) переходит в функцию распределения однородного стационарного шара Камма, и вся кинетическая энергия заключена в хаотическом движении частиц

$E_x = -E_T$. При $e = 1$ хаотические движения отсутствуют и (7) переходит в функцию распределения, соответствующую пылевому космологическому решению Фридмана [3],

$$f_0 = \frac{\rho_0}{\pi \Pi^3} \varepsilon \left(r_0 - \frac{r}{\Pi} \right) \delta \left(R - \frac{\dot{\Pi}}{\Pi} r \right) \delta(T), \quad (11)$$

где $\delta(x)$ — дельта функция, $\varepsilon(x)$ — единичная функция Хэвисайда.

Решения (7) и решения, полученные в [6], можно получить, применяя преобразование Шюрера [8], выведенное Р. Куртом в [9], что было замечено Кузьминым в работе [10]. Заметим, что исследование устойчивости однопараметрической последовательности, полученной в [6], было приведено в [11].

3. Для исследования поведения малых возмущений воспользуемся методом вариации фазового объема [12]. Возмущенная фазовая плотность имеет вид

$$f = \frac{\rho_0}{\pi r_0^2 \alpha^2 \omega^2} \left[\alpha^2 \omega^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - \Pi^2 \left(\left(R - \frac{\dot{\Pi}}{\Pi} r \right)^2 + T \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2 r_0^2} \right) \right) - \varepsilon \lambda \right]^{-1/2}, \quad (12)$$

а возмущенный потенциал

$$\Phi = \Phi_0 + \varepsilon \Phi_1.$$

Линеаризованное кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{d\lambda}{dt} = 2\Pi^2 \left(R - \frac{\dot{\Pi}}{\Pi} r \right) \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} + \frac{2\Pi^2}{r} T^{1/2} \cos \beta \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2 r_0^2} \right), \quad (13)$$

где $\beta = \text{arctg} \frac{\vartheta_\theta}{\vartheta_r}$, ϑ_θ , ϑ_r — компоненты трансверсальной скорости. Мы будем исследовать возмущение, не зависящее от азимутального угла, поэтому в (13) опустили член, содержащий $\frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta}$. Перейдем к переменным $\hat{r} = r/\Pi$, $\hat{t} = \int \frac{dt}{\Pi^2}$ и индуцированным этим преобразованием

переменным $\hat{R} = \Pi \left(R - \frac{\dot{\Pi}}{\Pi} r \right)$, $\hat{T} = \Pi^2 T$. Уравнение (13) запишется в этих переменных следующим образом:

$$\frac{d\lambda}{dt} \frac{1}{\hat{\Pi}^2} = 2\hat{R} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \hat{r}} + \frac{2}{\hat{r}} \hat{T}^{1/2} \cos \beta \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} \left(1 - \frac{\hat{r}^2}{r_0^2} \right) \quad (14)$$

или

$$\frac{d\hat{t}}{dt} \frac{1}{\Pi^2} = 2 \frac{d\Phi_1}{dt} - 2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial \hat{t}} - 2 \frac{\hat{r} \hat{T}^{1/2}}{r_0^2} \cos \beta \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} \quad (15)$$

4. Выберем возмущение потенциала в виде

$$\Phi_1 = \hat{r}^2 P_2(\cos \theta) \varphi(\hat{t}) \quad (16)$$

Смещение границы находим из условия

$$a^2 \omega^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - \varepsilon \chi_0 = 0, \quad (17)$$

где $\chi_0 = \chi(\hat{R} = 0, \hat{T}^{1/2} = 0)$. Из (17) находим радиальную координату возмущенной границы $r_{sr} = \Pi \sqrt{r_0^2 - \varepsilon \chi_0 / a^2 \omega^2}$, откуда смещение границы Δr_r равно

$$\Delta r_r = r_{sr} - r_r = -\frac{1}{2} \varepsilon \chi_0 \frac{\Pi}{a^2 \omega^2} \Big|_{r=r_0} \quad (18)$$

С другой стороны, при переходе через слой с поверхностной плотностью σ производная потенциала терпит разрыв величины $4\pi G \sigma$ [13]. В нашем случае $\sigma = \frac{P_0}{\Pi^3} \Delta r_r$. Таким образом,

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r_r+0} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r_r-0} = 4\pi G \frac{P_0}{\Pi^3} \Delta r_r \quad (19)$$

$\Phi_1|_{r_r-0} = \frac{r^2}{\Pi^2} P_2(\cos \theta) \varphi(\hat{t})$, из условия $\Phi_1|_{r_r-0} = \Phi_1|_{r_r+0}$ получаем

$\Phi_1|_{r_r+0} = \frac{\Pi^3}{r^3} P_2(\cos \theta) \varphi(\hat{t})$. Положим далее $\omega^2 = 1, r_0 = 1$. И из (19)

получаем

$$\Delta r_r = -\frac{5}{3} \Pi^2 P_2(\cos \theta) \varphi(\hat{t}) \quad (20)$$

Функцию χ_0 получаем из уравнения (15) интегрированием по траекториям. Поскольку величина $\hat{r} \hat{T}^{1/2}$ вдоль траектории сохраняется, а нас интересует $\chi|_{\hat{r}=0}$, игнорируем последний член в (15).

$$\chi = 2\Pi^2 \hat{r}^2 P_2(\cos \theta) \varphi(\hat{t}) - 2 \int_{-\infty}^{\hat{t}} \hat{r}'^2 P_2(\cos \theta') (\Pi^2 \varphi'_{\hat{t}} + 2\Pi \Pi'_{\hat{t}} \varphi) dt' \quad (21)$$

Дифференцируем по t дважды —

$$2x \int_{-\infty}^t \Pi^2 \varphi \sin 2z \cdot dt' = \frac{5}{6} (\Pi'' \varphi + 2\Pi' \varphi' + \Pi \varphi'') - \Pi^2 \varphi. \quad (27)$$

Сравнивая (27) и (26), получаем дифференциальное уравнение для $\varphi(t)$:

$$\varphi'' + 2 \frac{\Pi'}{\Pi} \varphi' + \left(\frac{\Pi''}{\Pi} - \frac{6}{5} \Pi + 4z^2 \right) \varphi = 0. \quad (28)$$

Перейдем к переменной t :

$$\ddot{\varphi} + 4 \frac{\dot{\Pi}}{\Pi} \dot{\varphi} + \left(2 \frac{\ddot{\Pi}}{\Pi^2} - \frac{11}{5} \frac{1}{\Pi^2} + 5 \frac{\alpha^2}{\Pi^4} \right) \varphi = 0, \quad (29)$$

коэффициент при φ получаем с учетом $\ddot{\Pi} = \frac{\alpha^2}{\Pi^3} - \frac{1}{\Pi^2}$. При $e = 0$,

$\alpha^2 = 1$ получаем, что $\varphi = e^{\pm t \sqrt{\frac{14}{5} t}}$ в соответствии с результатом работы [12].

5. Для удобства анализа перейдем в уравнении (29) к переменной η и сделаем подстановку $\varphi = u/\Pi^2$, тогда вместо (29) имеем уравнение

$$u'' + \left(\frac{7}{2} \frac{\alpha^2}{\Pi^2} - \frac{1}{4} \frac{\Pi'^2}{\Pi^2} - \frac{7}{10} \frac{1}{\Pi} \right) u = 0. \quad (30)$$

Из теории линейных дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами известно, что структура решений уравнения (30) определяется собственными значениями λ_1, λ_2 матрицы

$$U = \begin{pmatrix} u_1(3\pi) & u_1'(3\pi) \\ u_2(3\pi) & u_2'(3\pi) \end{pmatrix},$$

где u_1, u_2 — решения уравнения (30) с начальными условиями $u_1(\pi) = 1, u_1'(\pi) = 0, u_2(\pi) = 0, u_2'(\pi) = 1$. При этом имеются следующие возможности:

1) λ_1, λ_2 — вещественные, $\lambda_1 \neq \lambda_2, \lambda_1 = \lambda_2^{-1}$. В этом случае имеется экспоненциально растущее решение.

2) $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$. Тогда существует линейно растущее решение.

3) λ_1, λ_2 — комплексно сопряженные, $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 1$. Решения (30) представляют собой сумму произведений периодических функций.

Численный расчет показал, что для уравнения (30) в интервале $e \in [0, 0.62)$ реализуется случай 3), для $e \in [0.62, 0.88)$ — случай 1); для $e \in [0.88, 0.92)$ — опять 3) и для $e > 0.92$ — случай 1).

6. Заметим, что относительно радиальных возмущений модели (7) неустойчивы при любом значении e , кроме $e = 0$. Действительно, возьмем моду $\Phi_1 = \hat{r}^2 \psi(\hat{t})$. Возмущенная модель — это просто смещение по фазе или амплитуде невозмущенной модели. Ее пульсация описывается также решением уравнения (6), но с другими, близкими, начальными условиями. Варьируя это решение по амплитуде, находим, что

$$\psi \propto \frac{2e}{1 - e \cos \eta} - \frac{(1 - e^2) \cos \eta}{(1 - e \cos \eta)^2} + \frac{e(1 - e^2) \sin^2 \eta}{(1 - e \cos \eta)^3} - \frac{3e^2 \sin \eta}{(1 - e \cos \eta)^2} (\eta - e \sin \eta). \quad (31)$$

То есть имеет место линейная неустойчивость.

7. Если предположить, что модели, описываемые (7), достаточно адекватно описывают реальные эволюционирующие системы в смысле исследованных выше свойств, то можно сделать следующий вывод космогонического характера: если к моменту сжатия энергия случайных движений достигает значения, соответствующего $e < 0.62$, то система релаксирует к сферически-симметричной форме, в противном случае образуется эллипсоидальная система.

Астрофизический институт
АН Каз.ССР

THE STABILITY OF THE SPHERICAL COLLAPSE OF THE COLLISIONLESS GRAVITATION SYSTEMS

E. A. MALKOV

The stability of the family of nonstationary models that have identical total energy but nonidentical energy of chaotic motion has been investigated in this work. This family includes the stationary distribution function of the homogeneous sphere by Camm and the dusty distribution function corresponding to Friedmann cosmological solution with negative total energy as limit cases. All models with the exception of the stationary are instable relative to the radial pertur-

bation while these models are instable relative to the quadrupole mode when the ratio of the chaotic energy to the total energy is less than 0.62.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. B. Vollog*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 117, 104, 1957.
2. *Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович*, *Астрон. ж.*, 47, 942, 1970.
3. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
4. *C. C. Lin, L. Mestel, F. H. Shu*, *Astrophys. J.*, 142, 1431, 1965.
5. *Я. Б. Зельдович*, *Астрон. ж.*, 41, 873, 1964.
6. *В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов*, *Вести. ЛГУ*, № 7, 133, 1975.
7. *G. L. Satt*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 112, 155, 1952.
8. *M. Schurer*, *Astron. Nachr.*, 273, 1943.
9. *R. Kurth*, *Z. Astrophys.*, 26, 100—136, 1949.
10. *Г. Г. Кузьмин*, *Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв.*, 34, 457, 1964.
11. *С. Н. Нуритдинов*, *Астрон. ж.*, 60, 40, 1983.
12. *В. Л. Поляченко И. Г. Шухман*, *Препр. Сиб.ИЗМИР СО АН СССР*, № 1—72.
13. *Г. Н. Дубошин*, *Небесная механика*, Наука, М., 1975.

УДК: 52.530.51

О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С УЧЕТОМ
РОЛИ ВАКУУМА. I

Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 18 июля 1985

Развита представление о том, что при наличии гравитации из-за нарушения свойств симметрии вакуума возникает определенное поле натяжений. Предполагается, что гравитационная «постоянная» определяется локальным состоянием вакуума. Введены уравнения, описывающие гравитационное поле и распределение вещества.

1. *Введение.* В однородном и изотропном пространстве — времени Минковского вакуумные поля образуют ненаблюдаемый фон. При наличии полей вакуум приобретает свойства, сходные со свойствами материальных сред (поляризуется). Примечательно, что в вакууме возникает поле анизотропных натяжений с определенной плотностью энергии даже в отсутствие внешних полей, когда однородность пространства нарушена наличием макроскопических тел. Примером такого рода является эффект Казимира [1]. Обобщая это обстоятельство, мы предполагаем, что при наличии гравитации, в результате нарушения свойств однородности и изотропности (искривление) пространства—времени, в вакууме должно существовать особое поле «упругих натяжений». По сравнению с миром Минковского в искривленном 4-пространстве вакуум находится как бы в «деформированном состоянии». При этом речь идет не о квантовых поляризационных эффектах, которые общеизвестны [2]. В [3, 4] это гипотетическое вакуумное поле описывалось определенным тензором энергии — импульса, который учитывался в правой части уравнений Эйнштейна. При таком подходе распределение масс, поле вакуумных натяжений и метрика образуют единый комплекс, определяемый решениями уравнений поля. В пост-ньютоновском приближении из требования согласия с обычной теорией гравитации был установлен ряд свойств вакуумного тензора натяжений. В частности, было показано, что вакуумные эффекты играют заметную роль только в случае чрезвычайно сильных гравитационных полей. Были найдены асимптотические соотношения для уравнений состоя-

ния вакуума и установлена принципиальная возможность существования сверхплотных небесных тел с массами, намного превышающими массу Солнца.

Ниже предполагается, что гравитационная постоянная G определяется локальными свойствами пространства—времени (состоянием вакуума) и поэтому не является строго постоянной. Ньютоновское значение $G_0 = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$ достигается в предельном случае плоского пространства—времени для однородного и изотропного вакуума. Такой подход гармонирует с идеями, лежащими в основе эйнштейновской теории гравитации.

2. *Выражение действия.* Будем исходить из следующего выражения для действия:

$$S = -\frac{c^2}{16\pi} \int G^{-1} R \sqrt{-gd}\Omega + \frac{1}{c} \int (\varepsilon + \rho c^2) \sqrt{-gd}\Omega, \quad (1)$$

где ρc^2 — плотность полной энергии звездного вещества, ε — плотность энергии поля вакуумных натяжений, R — скалярная кривизна пространства—времени, а G — переменная «константа» гравитационного притяжения масс. В (1) не учтен член S_{mv} , соответствующий непосредственному взаимодействию вещества с вакуумом. Здесь мы его считаем пренебрежимо малым по сравнению с остальными слагаемыми в действии. Этот член безусловно существует и имеет двойкую природу: квантовую, обусловленную поляризационными эффектами, и классическую. В [3, 4] сделана попытка его учета путем введения понятия «силы трения» между звездным веществом и вакуумом. Выражение действия вакуума мы записали в том же виде, что и для вещества (газ, жидкость). Однако это не означает, что вакуумное поле натяжений по своим гидродинамическим свойствам полностью сходно с материальной средой. Оно порождено искривлением пространства—времени и поэтому анизотропно: закон Паскаля для вакуума не имеет места. В отличие от звездного вещества, здесь в зависимости от симметрии поля приходится иметь дело с несколькими уравнениями состояния, представляющими зависимость «давлений» в разных направлениях от плотности энергии ε . Так, например, в простейшем случае центрально-симметрического поля мы имеем два уравнения состояния вакуумного поля — для радиального $p = p(\varepsilon)$ и поперечного $p_{\perp} = p_{\perp}(\varepsilon)$ направлений.

Теперь обсудим вопрос о переменном G . Мы полагаем, что его величина определяется локальным состоянием вакуума:

$$G = G(y, G_0) = G_0/\gamma(y), \quad (2)$$

где γ — функция безразмерного аргумента $y = \varepsilon/\eta$, η — параметр, характеризующий поле тяготения, а

$$G(0, G_0) = G_0, \quad \gamma(0) = 1.$$

Разумеется, эффекты, связанные с непостоянством G , могут иметь значение только в космогонии сверхплотных небесных тел. Для обычных звезд тензор кривизны практически равен нулю и поэтому с большой точностью $G = G_0$. Для сферически-симметрического небесного тела из вырожденного вещества его масса, радиус, распределение масс и само гравитационное поле определяются значением плотности энергии $\rho_0 c^2$ в центре звезды [5]. Поэтому разумно принять $\eta = \rho_0 c^2$. При $|\varepsilon| \ll \rho_0 c^2$ вакуумные эффекты должны быть малыми и $|G - G_0| \ll G_0$. В общем случае, когда гравитационное поле не стационарно, смысл параметра η нуждается в уточнении. В любом случае существенно, что G мы не считаем независимой полевой переменной: $\delta G = (\partial G / \partial \varepsilon) \delta \varepsilon$, где $\delta \varepsilon$ определяется выражением (13). Таким образом, δG зависит от вариации метрического тензора g^{ik} . В этом состоит отличие нашей интерпретации теории гравитации от тензорно-скалярного варианта (см., например, [5]), в котором G считается независимой полевой функцией. В соответствии с этим действие гравитирующих масс должно содержать дополнительное слагаемое

$$\frac{c^3}{16\pi} \int \omega g^{ik} G^{-3} G_{,i} G_{,k} \sqrt{-g} d\Omega, \quad (3)$$

$G_{,i} \equiv \partial G / \partial x^i$, а ω — постоянная в теории Йордана-Бранса-Дикке [6—8] и некоторая функция от G в теории Нордвекта [9]. Поэтому в этих теориях существует дополнительное уравнение, определяющее зависимость G от пространственно-временных координат. В нашем случае действие (1) не должно содержать слагаемое (3), а функция (2) должна быть как-то задана.

3. Уравнения гидродинамики. Пусть $q = q^{(1)}, q^{(2)}, \dots, q^{(s)}$ и $\sigma = \sigma^{(1)}, \sigma^{(2)}, \dots, \sigma^{(f)}$ — переменные, описывающие материальные и вакуумные поля. Из условия экстремальности действия (1) относительно вариаций переменных q и σ при фиксированных g_{ik} получаются уравнения движения вещества

$$\frac{\partial (V \sqrt{-g})}{\partial q} - \frac{\partial}{\partial x^n} \frac{\partial (V \sqrt{-g})}{\partial q_{,n}} = 0 \quad (4)$$

и вакуума

$$\frac{\partial(\sqrt{-g\varepsilon})}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x^n} \frac{\partial(\sqrt{-g\varepsilon})}{\partial z_{,n}} =$$

$$= -\frac{c^4}{16\pi G_0} \left[\sqrt{-g} R \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \frac{\partial z}{\partial \sigma} - \frac{\partial}{\partial x^n} \left(\sqrt{-g} R \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{,n}} \right) \right]. \quad (5)$$

В теории гравитации представляют интерес дифференциальные уравнения для тензоров энергии—импульса вещества и вакуума. Для их вывода рассмотрим преобразование координат

$$x'^i = x^i + \xi^i(x), \quad (6)$$

где $\xi^i(x)$ — произвольные бесконечно малые функции. При этом действия гравитационного поля S_g , вакуума S_v и вещества S_m будучи скалярами не изменяются. Вместо S_g и S_v удобно рассмотреть их сумму, так как при варьировании $S_g + S_v$ и S_m члены, обусловленные вариациями δq и $\delta \sigma$, выпадают в силу уравнений движения (4), (5). В результате остаются только члены, обусловленные изменениями компонентов метрического тензора δg_{ik} . Учитывая это обстоятельство, находим

$$\delta(S_g + S_v) = \delta \int \left(-\frac{c^3}{16\pi G_0} \gamma R + \frac{1}{c} \varepsilon \right) \sqrt{-g} d\Omega =$$

$$= -\frac{c^3}{16\pi G_0} (J_1 + J_2 + J_3) + J_4, \quad (7)$$

где

$$J_1 = \int \gamma \left(R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} \right) \sqrt{-g} \delta g^{ik} d\Omega, \quad (8)$$

$$J_2 = \int \gamma g^{ik} \sqrt{-g} \delta R_{ik} d\Omega, \quad J_3 = \int R \sqrt{-g} \delta \gamma d\Omega,$$

$$J_4 = \frac{1}{c} \delta \int \varepsilon \sqrt{-g} d\Omega = \frac{1}{2c} \int \tau_{ik} \sqrt{-g} \delta g^{ik} d\Omega, \quad (9)$$

а

$$\tau_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\varepsilon \sqrt{-g})}{\delta g^{ik}} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \left[\frac{\partial(\varepsilon \sqrt{-g})}{\partial g^{ik}} - \frac{\partial}{\partial x^n} \frac{\partial(\varepsilon \sqrt{-g})}{\partial g^{ik}_{,n}} \right] \quad (10)$$

есть тензор энергии—импульса вакуума (тензор натяжений).

Вычислим J_2 . Имея в виду, что вариации символов Кристоффеля Γ^i_{jk} являются компонентами тензора и используя тождество

$$\partial R_{ik} \equiv (\partial \Gamma_{ik}^l)_{,l} - (\partial \Gamma_{il}^k)_{,k}$$

находим

$$\begin{aligned} J_2 &= \int \gamma_i (g^{ik} \partial \Gamma_{ik}^l - g^{il} \partial \Gamma_{ik}^k)_{,l} \sqrt{-g} d\Omega = \\ &= - \int \gamma_{,i} (g^{ik} \partial \Gamma_{ik}^l - g^{il} \partial \Gamma_{ik}^k) \sqrt{-g} d\Omega. \end{aligned}$$

Подставив сюда выражения символов Кристоффеля, после преобразований получим

$$\begin{aligned} J_2 &= - \int g^{ln} \left[\gamma_{,i} \left(g_{kl,n} - \frac{1}{2} g_{ln,k} \right) - \frac{1}{2} \gamma_{,i} g_{ik,n} \right] \sqrt{-g} \delta g^{lk} d\Omega + \\ &+ \int \frac{\partial}{\partial x^k} [\gamma_{,i} (g^{ik} g^{ln} - g^{ln} g^{kl}) \sqrt{-g}] \delta g_{ni} d\Omega. \end{aligned}$$

Во втором интеграле воспользуемся равенством

$$\partial g_{ni} = - g_{np} g_{im} \partial g^{pm},$$

затем произведем переобозначение индексов $p \leftrightarrow i$, $m \leftrightarrow k$ и симметризуем полученное выражение по индексам i, k :

$$\begin{aligned} J_2 &= - \frac{1}{2} \int \left\{ g^{ln} \left[\gamma_{,i} \left(g_{kl,n} - \frac{1}{2} g_{ln,k} \right) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \gamma_{,k} \left(g_{il,n} - \frac{1}{2} g_{ln,i} \right) - \gamma_{,i} g_{ik,n} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{-g}} g_{ip} g_{kn} \frac{\partial}{\partial x^m} [\gamma_{,i} (g^{mp} g^{ln} + g^{mn} g^{lp} - 2 g^{pn} g^{lm}) \sqrt{-g}] \right\} \times \\ &\quad \times \sqrt{-g} \delta g^{lk} d\Omega. \end{aligned}$$

Этот результат можно упростить, рассмотрев тензор

$$A^{pnm} \equiv \frac{1}{2} \gamma_{,i} (g^{up} g^{ln} + g^{mn} g^{lp} - 2 g^{pn} g^{lm})$$

и свертку его дивергенции

$$g_{ip} g_{kn} A^{pnm}_{;m} = g_{ip} g_{kn} \left[\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^m} (A^{pnm} \sqrt{-g}) + \Gamma_{sm}^p A^{snm} + \Gamma_{sm}^n A^{psm} \right]. \quad (11).$$

Непосредственным вычислением можно убедиться, что правая часть (11) сводится к подынтегральному выражению в J_2 , а левая часть равна $\tau_{;ik} - \tau_{;n}^n g_{ik}$, поэтому

$$J_2 = - \int (\tau_{;ik} - \tau_{;n}^n g_{ik}) \sqrt{-g} \delta g^{ik} d\Omega. \quad (12)$$

Перейдем к вычислению J_3 . Для этого необходимо знать вариацию плотности энергии вакуума. Используя (10), ее можно выразить через вакуумный тензор натяжений:

$$\delta \varepsilon = \frac{1}{2} (\tau_{ik} + \varepsilon g_{ik}) \delta g^{ik}. \quad (13)$$

Эта формула дает формальное решение вопроса, ибо предполагает знание τ_{ik} . Величины ε и τ_{ik} можно было бы вычислить, имея конкретное представление о физическом состоянии деформированного вакуума (зная функцию $\varepsilon(\sigma)$). Не имея такой возможности, за основу примем формулу (13), полагая, что при решении задач космогонии, вид τ_{ik} будет определен косвенным путем, используя симметрию поля и другие физические соображения. Таким образом, можно написать

$$J_3 = \frac{1}{2} \int R \frac{d\tau}{d\varepsilon} (\tau_{ik} + \varepsilon g_{ik}) \sqrt{-g} \delta g^{ik} d\Omega. \quad (14)$$

Подставляя (8), (12), (14) и (9) в (7), приходим к выражению

$$\begin{aligned} \delta(S_E + S_V) = & - \frac{c^3}{16\pi G_0} \int \left[\tau \left(R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} \right) - \tau_{;ik} + \tau_{;n}^n g_{ik} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} (\tau_{ik} + \varepsilon g_{ik}) R \frac{d\tau}{d\varepsilon} - \frac{8\pi G_0}{c^4} \tau_{ik} \right] \sqrt{-g} \delta g^{ik} d\Omega. \end{aligned} \quad (15)$$

Аналогичным образом из условия инвариантности S_m относительно бесконечно-малых преобразований координат и учитывая уравнения (4), находим

$$\delta S_m = \frac{1}{2c} \int t_{ik} \sqrt{-g} \delta g^{ik} d\Omega, \quad (16)$$

где t_{ik} — тензор энергии-импульса вещества:

$$t_{ik} = (\rho c^2 + P) u_i u_k - P g_{ik},$$

$u^k = dx^k/ds$ — гидродинамическая скорость вещества ($u^k u_k = 1$).

При преобразованиях (6) вариации g^{ik} определяются формулой

$$\delta g^{ik} = \xi^{i;k} + \xi^{k;i}.$$

Подставляя ее в (16) и (15), ввиду произвольности функций $\xi^i(x)$ из условий $\delta S_m = 0$, $\delta(S_g + S_v) = 0$ приходим к уравнениям

$$t_{i;k}^k = 0, \quad (17)$$

$$\left[\gamma \left(R_i^k - \frac{1}{2} R \delta_i^k \right) - \gamma_{;i}^k + \gamma_{;n}^n \delta_i^k + \frac{1}{2} (\tau_i^k + \varepsilon \delta_i^k) R \frac{d\gamma}{d\varepsilon} - \frac{8\pi G_0}{c^4} \tau_{i;k}^k \right] = 0. \quad (18)$$

Для любого вектора A^n

$$A_{;k}^n - A_{;i}^n = -A_{;m}^n R_{mki},$$

повтому из (18) получаем

$$\tau_{i;k}^k = -(\tau_i^k + \varepsilon \delta_i^k) \frac{\partial}{\partial x^k} \ln \left(1 - \frac{c^4}{16\pi G_0} R \frac{d\gamma}{d\varepsilon} \right). \quad (19)$$

В случае $\gamma \equiv 1$ уравнения (17) имеют место и для вакуума: $\tau_{i;k}^k = 0$.

4. Уравнения гравитационного поля. Варьируя действие при фиксированных q и ε , получаем уравнения гравитационного поля. При этом предполагаются фиксированными условия на бесконечности и в центре небесного тела (плотность массы). Последнее условие по сути дела предполагалось в предыдущем разделе при выводе уравнений движения. Изменение действия, обусловленное вариациями компонентов метрического тензора, определяется суммой выражений (15), (16). Теперь δg^{ik} являются произвольными, повтому

$$\begin{aligned} \gamma \left(R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} \right) - \gamma_{;i}^k + \gamma_{;n}^n g_{ik} + \frac{1}{2} (\tau_{ik} + \varepsilon g_{ik}) R \frac{d\gamma}{d\varepsilon} = \\ = \frac{8\pi G_0}{c^4} (t_{ik} + \tau_{ik}). \end{aligned} \quad (20)$$

К этой системе уравнений необходимо добавить уравнения гидродинамики (17). Что же касается (19), то они вытекают из (17) и (20).

В (20) предполагается, что тензоры t_{ik} и τ_{ik} известны. Здесь вопрос сводится к знанию уравнений состояния вещества $P = P(\rho)$ и вакуума $p_k = p_k(\varepsilon)$. Первое из них известно с достаточной степенью точности во всем диапазоне плотностей для изовнтропической среды, какой является

вырожденная сверхплотная плазма. Именно этот случай представляет интерес, так как предполагаемые вакуумные эффекты могут играть заметную роль только в теории сверхплотных небесных тел. Сложнее задача об уравнениях состояния вакуума. Уже отмечалось, что в искривленном пространстве — времени вакуум является неизотропной средой. По этой причине мы имеем дело с несколькими уравнениями состояния, число которых определяется симметрией гравитационного поля (индекс при вакуумном давлении p_k указывает на это обстоятельство). В рамках термодинамического рассмотрения нам не удалось решить вопрос об этих уравнениях состояния. Но очевидно, что τ_{ik} должен определяться полевыми величинами. Руководствуясь этим соображением, а также учитывая ограничения, накладываемые на теорию постньютоновским приближением, в случае статистического гравитационного поля можно получить правдоподобные ковариантные выражения для вакуумного тензора натяжений. Эти вопросы будут исследованы в нашей следующей работе (см. также [3, 4]).

Наконец, обсудим вопрос о функции (2). В (20) предполагается, что она должна быть как-то задана. Для ее нахождения начало отсчета $y = \epsilon/\rho_0 c^2$ сместим на Δy : $y = y' + \Delta y$, где y' — значение $\epsilon/\rho_0 c^2$ в новой шкале отсчета. Гравитационную постоянную при $y' = 0$ обозначим через $G_{\Delta y} = G(\Delta y, G_0)$. В качестве гипотезы будем предполагать, что имеет место принцип инвариантности, согласно которому при любом Δy гравитационная постоянная должна выражаться через y' и $G_{\Delta y}$ с помощью одной и той же функции (2), т. е. $G = G(y', G_{\Delta y})$. Иными словами,

$$G(y', G_{\Delta y}) = G[y - \Delta y, G(\Delta y, G_0)]$$

не должно зависеть от Δy , поэтому

$$G[y - \Delta y, G(\Delta y, G_0)] = G(y, G_0). \quad (21)$$

Принцип инвариантности был сформулирован в 40-е годы Амбарцумяном [10] и в последующем применялся к решению большого числа задач. Выражения, аналогичные (21), имеют место также в методе ренормализационной группы квантовой теории полей (см. [11] и приведенные там ссылки), где их называют соотношениями функциональной автомодельности [12]. Равенство (21) представим в виде

$$\gamma(y) = \gamma(\Delta y) \gamma(y - \Delta y),$$

откуда следует, что $\gamma(y) = \exp(-by)$, где b — безразмерная постоянная. Таким образом:

$$G = G_0 e^{by/\rho_0 c^2}.$$

Примечательно, что dG оказалось пропорциональным произведению G на изменение энергии вакуума $d\varepsilon$, в согласии с представлением о том, что гравитационная постоянная должна быть проявлением свойств упругости вакуума.

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР
Ереванский государственный
университет

ON THE THEORY OF GRAVITATION, TAKING INTO ACCOUNT THE ROLE OF VACUUM. I

L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

The paper develops the idea on a definite field of vacuum tensions appearing due to the violation of its symmetry properties caused by gravitation. The gravitational "constant" is assumed to be defined by the local state of vacuum. Equations describing the gravitational field and the mass distribution are deduced.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Гриб, С. Г. Мамаев, В. М. Мостепаненко, Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, Атомиздат, М., 1980.
2. Н. Бирелл, П. Девис, Квантованные поля в искривленном пространстве—времени, Мир, М., 1984.
3. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Докл. АН СССР, 274, 1352, 1984; *Астрофизика*, 20, 615, 1984.
4. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, 104, 19, 1984.
5. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
6. P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
7. P. Jordan, *Rev. Mod. Phys.*, 34, 596, 1962.
8. C. Brans, R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
9. K. Nordtvedt, *Astrophys. J.*, 161, 1059, 1970.
10. В. А. Амбарцумян, Докл. АН СССР, 38, 257, 1943.
11. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей, Наука, М., 1984.
12. Д. В. Ширков, *Теор. и мат. физ.*, 60, 218, 1984.

УДК: 524.354—323.3

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ $\Sigma(D)$ -ЗАВИСИМОСТЬ
ДЛЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД?

А. О. АЛЛАХВЕРДИЕВ, О. Х. ГУСЕЙНОВ, Ф. К. КАСУМОВ

Поступила 8 апреля 1985

Принята к печати 20 октября 1985

На протяжении 25 лет для определения расстояния до остатков сверхновых (ОС) пользуются зависимостью между поверхностной яркостью Σ и диаметром D остатков. Для построения $\Sigma(D)$ — зависимости разные авторы используют различные остатки-калибраторы с независимо установленными расстояниями. При этом от автора к автору меняются не только параметры зависимости, но и ее вид. Недавно Грин провел очень тщательный анализ всех существующих методов определения расстояний до ОС и нанес свои калибраторы на диаграмму $\Sigma-D$. Оказалось, что калибраторы с наилучшими расстояниями почти не показывают $\Sigma(D)$ -зависимости. В предлагаемой работе показано, что калибраторами для построения $\Sigma(D)$ -зависимости могут быть только остатки оболочечного типа, эволюционирующие в сравнительно плотной среде. Предложена $\Sigma(D)$ -зависимость, по которой можно оценить расстояния и проследить эволюцию подавляющего большинства ОС.

1. *Введение.* В понимании физически верной картины эволюции остатков сверхновых звезд (ОС) в межзвездной среде (МЗС) важная роль принадлежит выявлению истинной шкалы расстояний этих объектов. Обычно в силу крайней ограниченности надежных оценок расстояний для галактических ОС (число известных объектов ~ 140 , а надежных калибраторов ~ 20) прибегают к хорошо известной $\Sigma(D)$ -зависимости (зависимости поверхностной яркости от диаметра). На протяжении многих лет, вслед за Шкловским [1], различными авторами делались попытки построения такой зависимости для установления шкалы расстояний ОС (см., например, [2—4]).

В работах [5, 6] мы проанализировали имеющиеся данные в свете новых представлений о структуре МЗС и получили новую $\Sigma(D)$ -зависимость, но уже в облачной среде. Естественным продолжением этой работы является более детальная выборка ОС-калибраторов с учетом характера их взаимодействия с окружающей средой. Основная сложность при

этом заключалась в отсутствии надежных данных о межзвездной среде, где развивается каждый конкретный ОС, и крайней ограниченности числа калибраторов, среди которых необходимо проводить дальнейшую выборку. После нашей работы появилось несколько исследований по важным для решения поставленной задачи темам [7—10]. В работах [7, 8] исследованы возможности использования $\Sigma(D)$ -зависимости в статистических целях и установления эволюционного статуса ОС, а в [9, 10] изучено распределение межзвездных облаков в Галактике.

Важность работы [8] в интересующем нас аспекте заключается в том, что в ней впервые на основе новых наблюдений оценены радиоразмеры ОС в Магеллановых облаках. Это, при определенных предположениях, позволяет существенно увеличить число калибраторов для получения надежной $\Sigma(D)$ -зависимости в облачной МЗС. Отметим, что Грин [7] и Миллс и др. [8] пришли к противоположным выводам о возможности использования $\Sigma(D)$ -зависимости. Счесь скрупулезно проанализировав методы отбора ОС-калибраторов по степени надежности оценок расстояний, Грин [7] пришел к весьма неутешительному выводу о крайней осторожности в использовании этой зависимости, даже в статистических целях. Напротив, весьма оптимистически к ней подошли авторы работы [8]. Опираясь на полученную $\Sigma(D)$ -зависимость, они выдвинули новый взгляд на эволюционный статус ОС, рассматривая их как некое довольно быстрое переходное (со шкалой времени в несколько тысяч лет) явление. Эволюция и морфология ярких ОС во многом определяется столкновением с плотными облаками МЗС. Последний вывод этих авторов во многом совпадает с нашим [6], хотя и имеются существенные различия в оценке характерного возраста и эволюционного статуса большинства ОС.

Некоторые критические замечания о полноте статистической модели, используемой Миллсом и др. [8], были высказаны Грином [7]. В частности, он поставил под сомнение $\Sigma(D)$ -зависимость, полученную этими авторами, и основной вывод их работы о малом возрасте ОС. Эволюционное поведение и статус ОС в свете новых наблюдательных данных, а также критического обсуждения указанных выше работ будет нами исследован в отдельной работе. Предметом же настоящей статьи является дальнейшая детализация вопроса существования $\Sigma(D)$ -зависимости для ОС, эволюционирующих в облачной МЗС.

2. *Новые факторы, влияющие на реальный вид $\Sigma(D)$ -зависимости.* Как известно, традиционно основным фактором при построении $\Sigma(D)$ -зависимости до настоящего времени принималась точность оценки расстояний для избранных остатков-калибраторов. Этот вопрос был ранее подробно обсужден нами в работах [5, 6]. Дальнейший детальный анализ точности различных методов оценок расстояний до калибраторов, а так-

же некоторых эффектов селекции при статистических исследованиях ОС был недавно проведен Грином [7]. Он, хотя и несколько снизил количество надежных ОС-калибраторов (10 вместо 14, принятых у нас), практически мало изменил оценки расстояний для общих с принятыми нами калибраторов. Только для ОС Тихо им принята новая, более точная оценка расстояния ~ 2.3 кпк, т. е. почти в два раза меньше, чем у нас. В число надежных калибраторов у него вошли также 3С 58 и Краб, т. е. типичные плерионы (класс Р), а также W44 и RCW 89, RCW 103 — остатки промежуточного морфологического типа (класс С) — по классификации [11]. Построенная на основе этих и еще 8 калибраторов, хотя и с менее надежными по его мнению, но удовлетворительными оценками расстояний, диаграмма $\Sigma-D$ Грина показала довольно большой разброс наблюдаемых точек. Это обстоятельство привело его к пессимистическому выводу о возможности существования $\Sigma(D)$ -зависимости и ее использования даже в статистических целях.

Одной из основных целей построения $\Sigma(D)$ -зависимости является использование ее при оценке расстояний для всех известных остатков сверхновых и последующее исследование распределения ОС, оценки полного числа, частоты рождения и т. д. (а именно, использование ее в статистических исследованиях). Поэтому вывод Грина [7], если он верен, существенно затрудняет наше понимание природы ОС. Почти одновременно с этой работой появилась работа [8], посвященная исследованию ОС в Магелланских облаках, которая опиралась на новые радионаблюдения этих объектов в БМО и ММО, проведенные в 1981—82 гг. Авторы этой работы весьма оптимистически подошли к возможностям $\Sigma(D)$ -зависимости и, опираясь на нее, сделали довольно смелый вывод об эволюционном статусе большинства ОС не только в МО, но и в Галактике, что нами уже отмечалось во введении. Грин [7] также анализировал положение ОС в МО на диаграмме $\Sigma-D$, опираясь на оптические и рентгеновские оценки их размеров (данные [12]). Он был знаком с результатами исследований [8] и в своей работе высказал ряд критических замечаний по ним. В частности он отметил большую роль эффектов селекции для ОС с диаметрами $D \lesssim 30$ пк, хотя в [8] считают исследуемый ими стат-ансамбль полным, вплоть до значений $D \lesssim 40$ пк. В связи с чем Грин [7] поставил под сомнение и общий вывод о существенной молодости радиоостатков сверхновых, сделанный в [8]. Как видно из рис. 1 остатки сверхновых в МО по новым оценкам их радиоразмеров [8] на диаграмме $\Sigma-D$, как и ранее, показывают значительный разброс точек. В этом смысле выводы [7] в [8] не опровергнуты, а, наоборот, закреплены новыми наблюдательными данными (очевидно, для ОС в МО на диаграмме $\Sigma-D$ нет разбросов, связанных с неточностью расстояния до них). Однако это обстоятельство не помешало авторам [8] провести по ним $\Sigma(D)$ -зависимость в

виде $\Sigma \sim D^{-2.3 \pm 0.3}$ (на частоте $\nu = 843$ МГц). Отметим, что использование $\Sigma(D)$ -зависимости как индикатора расстояний оправдано в том и только в том случае, если ошибки при оценках расстояний до ОС с ее помощью меньше или сравнимы с ошибками кинематического метода. Дело в том, что по последнему методу оценены расстояния до $\sim 40\%$ ОС и в статистическом анализе увеличение числа объектов с худшими оценками

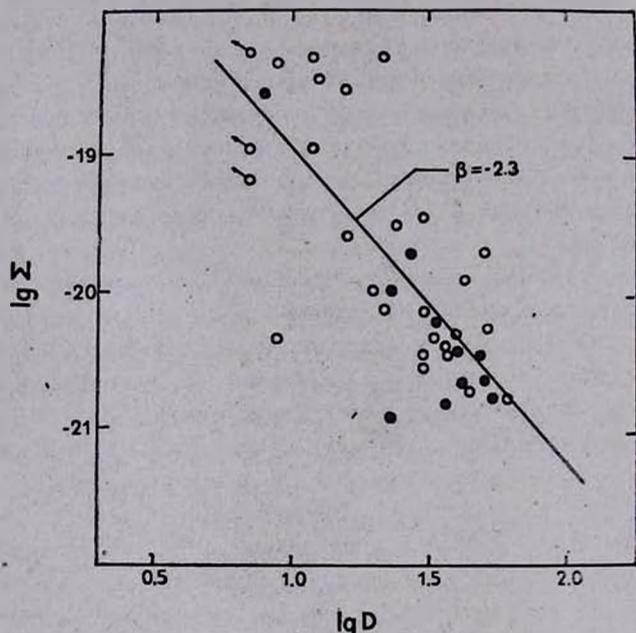


Рис. 1. $\Sigma-D$ — диаграмма для ОС в Магеллановых облаках по данным Миласа и др. [8]: O — остатки в БМО и ● — в ММО.

расстояний вряд ли приведет к более правильным выводам о природе исследуемых объектов. Основной недостаток кинематических оценок расстояний — это их неоднозначность и при отсутствии дополнительной информации ими трудно воспользоваться. Поэтому возможность даже с такой же точностью независимо оценить расстояния для большинства ОС уже существенно облегчает наши задачи при статистических исследованиях. Точность же оценок кинематических расстояний подробно обсуждалась в работах [6, 7], и надо отметить, что в ряде случаев ошибки могут быть весьма незначительными $< 30\%$.

Новые оценки размеров ОС в МО по радиоизображениям, сделанные в [8], не привели к уменьшению разброса точек на диаграмме $\Sigma-D$. В отличие от галактических калибраторов, неточность оценок расстояний до МО, а следовательно, и до всех ОС в нем, не может привести к изменению

разброса точек на этой диаграмме. Значит причину этого необходимо искать: 1) в точности оценок угловых размеров и радиопотока; 2) в правильном выборе объектов, эволюцию которых на этой диаграмме мы хотим проследить. При этом, если окажется, что начальные параметры вспышек наблюдаемых остатков не сильно различаются, то разброс их на диаграмме $\Sigma-D$ будет связан со средой, в которой они эволюционируют. В зависимости от того, какие из компонентов МЭС окажутся в пределах ОС, его излучающая способность, а следовательно и поверхностная яркость, будет различной (см., например, [6]). В то же время, расширяясь в крайне неоднородной многофазной среде, поверхностная яркость отдельных частей ОС может оказаться различной и в целом также крайне неоднородной, что приведет к неточностям в определении его угловых размеров.

Как известно, поверхностная яркость ОС определяется из выражения $\Sigma = 1.505 \cdot 10^{-19} \frac{S}{\Theta^2}$ Вт/м² Гц ср, где S — поток в Янских, Θ — размер

остатка в угловых минутах. Для ОС в МО радиоразмеры на частоте 843 МГц оценены только в каталоге [8]. Для галактических остатков таких каталогов несколько. Последними из них являются каталоги [2, 3 и 7], причем первый базируется на частоте 408 МГц, а остальные два на $\nu = 1$ ГГц. Сравнение угловых радиоразмеров галактических остатков всех трех каталогов показывает, что они в основном совпадают. Примерно в десяти случаях Θ отличаются и, как оказалось, все эти объекты являются плерионами [11], что может быть связано с различным методом измерений Θ . Уменьшение Θ с ростом частоты для плерионов хорошо известно, но для таких близких частот она весьма незначительна по сравнению с тем, что наблюдается.

Измерение угловых размеров радиоостатков, вообще говоря, представляет определенные трудности в связи со сложной структурой их радиоизображений и ограничениями, накладываемыми разрешающей способностью и чувствительностью радиотелескопов. Трудности эти отчетливо были поняты после получения на ИСЗ «Эйнштейн» рентгеновских изображений остатков сначала в других галактиках [13], а затем и отдельных галактических ОС. Так, в [13] показано, что ранние оценки размеров много меньше оценок рентгеновских размеров, полученных на HRI ИСЗ «Эйнштейн». Оценки радиоразмеров ОС в МО [8] уже приведены в соответствии с рентгеновскими данными и в большинстве случаев (при высокой разрешающей способности рентгеновских наблюдений) составляют $\sim 80\%$ последних. Только в некоторых случаях рентгеновские размеры (полученные в основном на IPC с малым разрешением с большей чувствительностью, чем на HRI) уступают радиоизображениям. Эти наблюдения согласуются с общими представлениями о совпадении рентгеновских раз-

меров с положением ударного фронта, который должен несколько (на $\sim 10\text{--}25\%$) опережать радиолонт ОС.

К сожалению, рентгеновских изображений всех галактических ОС пока нет, но из уже имеющихся также выявлены некоторые интересные особенности. Так, для остатков W 44, W 49 и IC 443 было обнаружено, что рентгеновские изображения имеют плерионную морфологию, хотя в радиодиапазоне указанные объекты являются оболочечными. Недавно в [14] по данным спектрофотометрических исследований показано, что оптические волокна, наблюдаемые до сих пор разными авторами на северо-востоке ОС IC 443, принадлежат остатку, а не соседней H II области — S 249, так как они возбуждены ударной волной. Если это действительно имеет место, то IC 443, имеющий довольно сложную форму, становится совершенно необычным и бесформенным. К тому же угловой размер его должен быть увеличен до $50'$ (вместо принимавшегося ранее $35'\text{--}40'$). Это в свою очередь приведет к уменьшению поверхностной яркости и увеличению диаметра. Аналогичные эффекты, как уже отмечалось ранее, видимо следует ожидать и для слабо излучающих частей других остатков (см., например, W 28, Cygnus Loop, Pup A, G 109, 1—1.0 и др.). Итак, в целом последние и пока единственные оценки радиоразмеров ОС в МО [8], их непротиворечие рентгеновским наблюдениям [13], а также сравнения оценок Θ в каталогах галактических остатков показывают, что погрешности в измерении угловых размеров не превышают 10% . Разумеется, неточности в определении Θ для бесформенных ОС с большим контрастом поверхностной яркости значительно больше. К увеличению погрешности в Θ приводят также возможные перекрытия ОС с другими радиоисточниками (например, H II-областями). Столь же незначительны, по мнению самих наблюдателей, и погрешности при измерении средних потоков ($\sim 10\%$, [2]). От каталога к каталогу разница между радиопотоками для надежных калибраторов незначительна, хотя для некоторых из них относительное отклонение достигает $\sim 20\%$ (в основном это объекты с малыми потоками, как, например, СТВ 1). Все это приводит к тому, что для надежных калибраторов, принятых нами, изменения Σ по данным различных каталогов не более 50% .

Такая погрешность в определении Σ никак не может обеспечить наблюдаемый разброс точек на диаграмме $\Sigma\text{--}D$, которая может достигать при заданном диаметре ОС почти порядка, а иногда и большей величины. Следовательно необходимо обратиться ко второй из возможных причин, вызывающих разброс точек на диаграмме $\Sigma\text{--}D$. А именно, к более точному выбору калибраторов, учитывающему идентичность условий их развития. Но прежде чем это сделать, отметим, что наиболее благоприятным условием выживаемости остатков (в частности, возможность их длительной эволюции) является их попадание в плотную МЗС, которая главным

образом связана с рукавной структурой. Поскольку там же концентрировались молодые массивные звезды, вспыхивающие как СН II типа, то и разброс начальных параметров (масса, энергия взрыва) таких остатков незначителен. Следовательно, выбор калибраторов для получения реальной $\Sigma(D)$ -зависимости будет ограничен вторым фактором, а именно близостью условий среды, в которой происходит их эволюция.

Как уже отмечалось, в работе [6] было показано, что увеличение яркости отдельных частей ОС связано со взаимодействием фронта ударной волны с отдельными неоднородностями МЗС, т. е. с межзвездными облаками средних размеров (~ 13 пк по классификации [15]), а не отдельными холодными ячейками (~ 2 пк) трехфазной модели среды, предложенной в [16]. Отметим, что эта модель нами не отвергается, а принимается за основу. К ней добавлены облака с размером ~ 10 — 15 пк, наблюдаемые издавна. Таким образом, чтобы надежно ограничить влияние неоднородностей МЗС, хотя бы в относительно крупных масштабах, необходимо среди ОС-калибраторов по расстоянию отобрать те из них, которые расположены в рукавных областях.

Теперь вновь обратимся к диаграмме Σ — D , приведенной на рис. 2, на которую нанесены ОС-калибраторы [5] с учетом данных [7] и остатки, расположенные в Магеллановых облаках (МО) по данным [8]. Наблюдения [8] проводились на частоте 843 МГц. Значения поверхностной яркости всех ОС на рис. 2 соответствуют частоте 1 ГГц. Расстояние до БМО принято равным 55 кпк, а до ММО — 63 кпк. На примере трех остатков с большими значениями Σ показана величина смещения мест ОС, если расстояние до БМО взять равным 45 кпк. Так как ОС Cas A имеет $\Sigma = 1.9 \cdot 10^{-17}$ Вт/м² Гц ср, на рис. 2 приведено направление, в котором он должен сместиться. Те из них, которые не проецируются на области звездообразования и газопылевые комплексы, взяты в круг (плерионы в МО также исключены из рассмотрения). При этом мы пользовались картами распределения указанных областей в МО, приведенными в работе [17].

Из диаграммы прежде всего видно, что ОС, эволюционирующие в облачной среде, при равных диаметрах имеют сравнительно большие поверхностные яркости. Далее к наибольшему разбросу точек на диаграмме как раз приводят остатки, не проецирующиеся на газопылевые туманности и области звездообразования, т. е. остатки с большей вероятностью эволюционирующие в отличных от остальных объектов условиях среды. Действительно, по данным [18] эти остатки в среднем имеют плотности ниже, чем остальные. В то же время имеющиеся индивидуальные отличия от средней тенденции могут быть обусловлены неточностями модельных расчетов, проведенных в этих работах (в частности, отсутствием учета влияния металличности и ионизационного равновесия). Отметим также, что влияние на поверхностную яркость радиоостатка может оказать широкий

разброс величины напряженности магнитного поля ($\sim 1-2$ порядка величины) в облаках примерно одинаковой плотности и размеров [19].

Наконец, галактические ОС с $\Sigma \geq 7 \cdot 10^{-21}$ Вт/м² Гц ср на этой диаграмме расположены подобно ОС в Магеллановых облаках. Поэтому последние также могут быть использованы в качестве калибраторов для построения $\Sigma(D)$ -зависимости, которая уже явно прослеживается по объек-

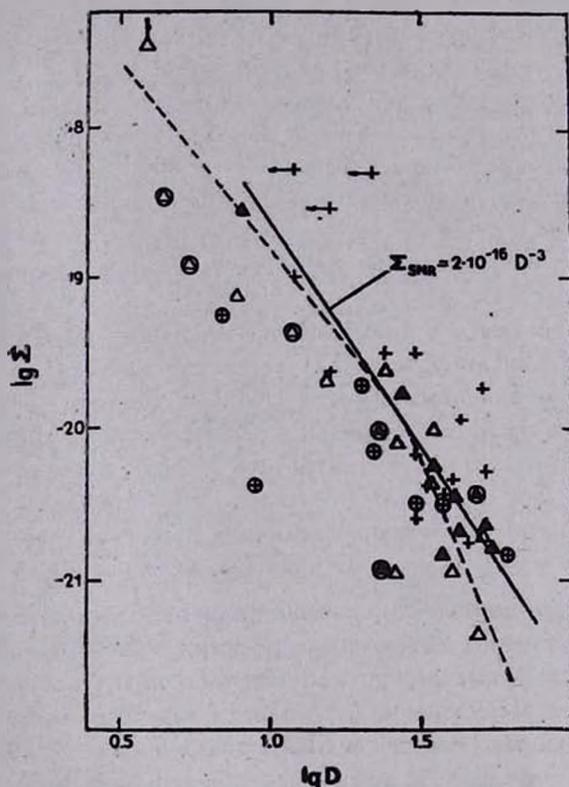


Рис. 2. $\Sigma-D$ — диаграмма галактических ОС-калибраторов (по [6] отмечены знаком Δ) и остатков в Магеллановых облаках ($+$ в БМО и \blacktriangle в ММО) на частоте 1 ГГц. Пунктирной линией изображена $\Sigma(D)$ -зависимость, полученная в работе [6]. Остатки, не проецирующиеся на газопылевые комплексы, взяты в кружок.

там, расположенным в плотной среде. Пунктирной линией на рис. 2 показана ранее полученная нами $\Sigma(D)$ -зависимость [6]. Поскольку для статистических исследований необходима полнота каталогов, то при использовании $\Sigma(D)$ -зависимости необходимо ограничиваться пороговой поверхностной яркостью, которая согласно [2] для 1 ГГц равна $\Sigma_0 \sim \sim 10^{-20}$ Вт/м² Гц ср. По данным последних каталогов следует, что большинство ОС ($\geq 70\%$) имеют поверхностные яркости больше этого пре-

дела. Отметим также, что при $10^{-20} \leq \Sigma \leq 10^{-19}$ Вт/м² Гц ср, где расположена существенная часть таких ОС, почти все имеющиеся $\Sigma(D)$ -зависимости слабо отличаются друг от друга. Как видно из рис. 2, для таких остатков при оценке расстояний можно пользоваться следующей простой зависимостью:

$$\Sigma = 2 \cdot 10^{-16} D^{-3}, \quad (1)$$

где D выражено в пк, а Σ — в Вт/м² Гц ср. При этом ошибки в оценках расстояния до ОС, эволюционирующих в пределах рукавов Галактики и ассоциаций, могут достигать самой величины.

Полученная выше зависимость (1) проведена по оболочечным ОС и ею нельзя пользоваться для оценки расстояний плерионов. Здесь видимо уместно отметить, что почти все исследователи обычно не выделяют из рассмотрения плерионы, что также может привести к неправильным выводам. Только в работах [20, 6] $\Sigma(D)$ -зависимость построена отдельно для оболочечных остатков. Однако, в отличие от нас, в [20] использовано большое количество калибраторов (~ 57 объектов). Кстати $\Sigma(D)$ -зависимость, полученная в [20], оказалась совершенно идентичной зависимости, построенной Лозинской [4] на меньшем числе калибраторов.

Следствием игнорирования всех указанных выше особенностей при построении $\Sigma(D)$ -зависимости и явился тот неутешительный вывод, к которому пришел Грин [7]. Он, детально анализирувавший степень надежности оценок расстояний до калибраторов, нанес на диаграмму $\Sigma-D$ остатки обоих морфологических типов, а также ОС, эволюционирующие как в плотной, так и в разреженной средах. Но ведь также поступали и все другие авторы. Почему же в таком случае у них получалась явно выраженная $\Sigma(D)$ -зависимость, а в [7] нет? Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к калибраторам, используемым в ранних работах.

Базовым источником в выборе параметров калибраторов во многих работах служат каталоги [2] на частоте 408 МГц и [3] — на частоте 1 ГГц. Повтому мы на рис. 3 привели диаграмму $\Sigma-D$ по этим калибраторам (20 — на 408 МГц и 22 — на 1 ГГц). Из 24 калибраторов I класса [2] авторы исключили четыре: Крабовидную туманность, Cas A и G 349.7 + 0.2, как остатки с высокой поверхностной яркостью, и RCW 103, хотя и с хорошей оценкой расстояния, но резко отличающихся от других калибраторов. По остальным 20 объектам они получили $\Sigma(D)$ -зависимость с наклоном $\beta = -3$. Среди этих 20 калибраторов 13 расположены на $|b| \leq 0.5$ и в пределах угла, равного $l = \pm 70^\circ$. Почти все они имеют расстояния ≥ 6 кпк, т. е. расположены во внутренних частях Галактики, где и наблюдается основная масса газопылевых комплексов.

Обратимся теперь к калибраторам на частоте 1 ГГц. Из 20 калибраторов, используемых в [3] (RCW 103 и ОС Кеплер здесь были исключе-

ны при получении $\Sigma(D)$ -зависимости с $\beta = -3.8$), в том же секторе с $l = \pm 70^\circ$ и на широтах $|b| \leq 0.5$ расположены 8 объектов. Почти все они удалены на значительные расстояния от Солнца (≥ 9 кпк). Семь остатков расположены вне этого сектора, остальные 5 также во внутренних областях Галактики, но на относительно больших широтах. Все эти 12 остатков (за исключением G 21.8—0.6) находятся на относительно близких расстояниях (< 4 кпк) от Солнца. Итак, большая часть калибраторов [3] также находится во внутренних частях Галактики, но в отличие от калибраторов [2] имеется немало объектов, расположенных на больших широтах. Как известно, явно выраженная $\Sigma(D)$ -зависимость в [3] получалась путем введения z -эффекта.

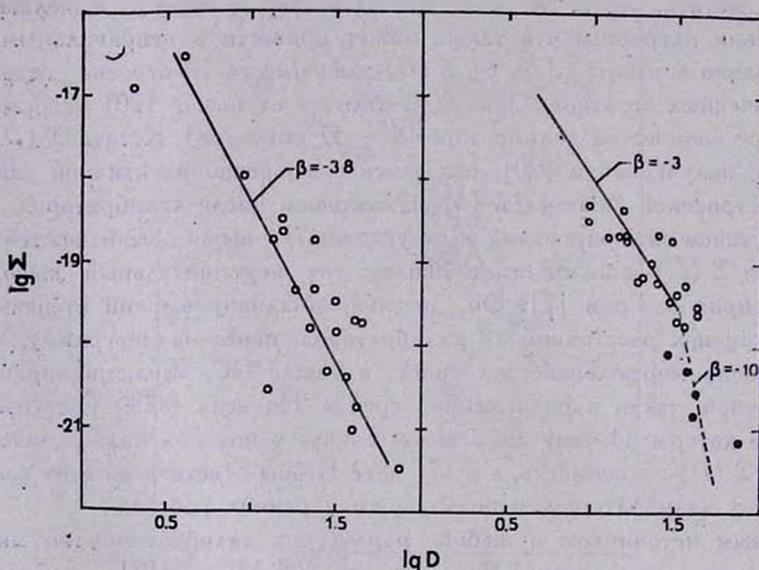


Рис. 3. $\Sigma(D)$ -зависимость на 1 ГГц по калибраторам [3] и на 408 МГц по калибраторам [2]. Заполненные кружки — калибраторы II класса.

Из проведенного выше анализа следует, что, в отличие от Грина [7], зависимость на диаграмме $\Sigma-D$ получалась другими авторами именно благодаря тому, что большинство ($\geq 65\%$) используемых ими калибраторов оказывались объектами, расположенными во внутренних частях Галактики.

Итак, используя в основном расположенные близко остатки-калибраторы (< 4 кпк) построить единую $\Sigma(D)$ -зависимость нельзя. Такую зависимость можно получить для остатков, расположенных во внутренних частях Галактики (в пределах долгот $l = \pm 70^\circ$ и на расстоянии от центра Галактики < 10 кпк). Естественно, эта зависимость будет улучшена,

если на диаграмму $\Sigma-D$ наносить только остатки оболочечного типа и эволюционирующих в пределах рукавов. По-видимому, для определения расстояний до таких ОС с $\Sigma \geq 10^{-20}$ Вт/м² Гц ср лучше всего воспользоваться зависимостью, приведенной выше (см. рис. 2).

В свете изложенного становится также понятной причина, по которой Грин [7], несмотря на более точный выбор калибраторов по расстоянию, чем это сделано в [3] и [2], вместо ожидаемого улучшения $\Sigma(D)$ -зависимости получил обратный результат. На основе только одного критерия при выборе калибраторов (а именно точности расстояния) нельзя получить $\Sigma(D)$ -зависимость. Такая зависимость может быть получена в этом случае, только если среди используемых ОС-калибраторов будут доминировать приблизительно одинаково эволюционирующие ОС. Этому-то условию, в отличие от калибраторов других авторов, калибраторы [7] не удовлетворили.

Поскольку на близких расстояниях расположены в основном остатки с $\Sigma < 10^{-20}$ Вт/м² Гц ср, становится также ясно, почему эти остатки не приводили к $\Sigma(D)$ -зависимости. Такие остатки-калибраторы всегда действовали в сторону ухудшения единой зависимости (излом в работе [2], введение z -эффекта в [3] и [21]). В то время как для более ярких ОС расстояния оценивались с помощью радиоастрономических методов, для слабых объектов эти оценки основаны на оптических методах, превышающих по точности первые. Но так как оптических наблюдений было мало, то и в числе калибраторов остатки, выбранные по данной методике оценки расстояний, оказывались в меньшинстве. Это и было причиной меньшего разброса точек на диаграмме $\Sigma-D$ и приводило к возможности выявления $\Sigma(D)$ -зависимости.

Использование $\Sigma(D)$ -зависимости для определения расстояний ОС независимо от величины пороговой яркости, как это делается многими авторами, не корректно. Для получения правильных представлений о распределении ОС в Галактике и других статистических исследований, необходимо ограничиться именно остатками с порогом яркости $\Sigma > 10^{-20}$ Вт/м² Гц ср, которые видны по всей Галактике и составляют большинство наблюдаемых ОС.

В работе [6] для ОС с $10^{-21} \leq \Sigma \leq 10^{-20}$ Вт/м² Гц ср получено $\Sigma \sim D^{-4.7}$, что видно и из рис. 2. Одной из возможных причин увеличения крутизны $\Sigma(D)$ -зависимости является уменьшение доли оболочки ОС, вносящей существенный вклад в наблюдаемый поток излучения. Рассмотренные радиоизображения галактических остатков в последовательности возрастания их диаметров подтверждают это. С другой стороны, к увеличению крутизны $\Sigma(D)$ -зависимости должны привести также умень-

шение эффективности ускорения частиц и магнитного поля с ростом диаметра.

На диаграмме $\Sigma-D$ на одной из осей откладывается размер остатка, который пропорционален времени. Поэтому полученная зависимость отражает эволюционный путь большинства остатков. В таком случае при использовании $\Sigma(D)$ -зависимости, полученной с учетом обсужденных нами выше факторов, необходимо быть осмотрительными [22]. Как при определении расстояния, так и при изучении изменения физических параметров ОС с заданными Σ , распределение вещества исследуемого остатка должно быть похожим на распределение вещества использованных калибраторов. Наблюдаемым признаком этого может служить схожесть картин их радиоизображений, т. е. их морфологических структур. В этой связи напомним, что иногда наблюдатели определяют параметры не всего ОС, а лишь его части. Так, остаток в G 296.1—0.5 ранее принимали за 2 ОС. Каждая отдельно выявленная его часть и остаток в целом попадут на диаграмме $\Sigma-D$ в различные участки.

Наконец, отметим, что эти ограничения на возможность использования $\Sigma(D)$ -зависимости не приводят к существенному уменьшению статистического ансамбля. Действительно, из 80 каталогизированных ОС с $\Sigma > 10^{-20}$ Вт/м² Гц ср $\sim 80\%$ находятся во внутренних областях Галактики ($l = \pm 60^\circ$), т. е. в местах локализации молекулярных облаков, где условия развития остатков довольно схожи. Поэтому основные результаты детальных исследований галактического распределения ОС, проведенных нами ранее [23], в связи с действием дополнительных факторов в статистике в целом останутся в силе.

3. *Заключение.* Остатки сверхновых, расположенные в окрестности Солнца, эволюционируют в существенно различных средах, являются продуктами вспышек Сверхновых обоих типов и имеют различные морфологические структуры. Поэтому при одинаковых размерах они имеют различные поверхностные яркости: используя их, почти невозможно получить удовлетворительную $\Sigma(D)$ -зависимость. Калибраторами для построения $\Sigma(D)$ -зависимости могут быть только остатки оболочечного типа, эволюционирующие в сравнительно плотной среде. Все предыдущие авторы критерием занесения ОС в калибраторы считали только надежное определение расстояния до них. Однако этот критерий недостаточен. Предложена $\Sigma(D)$ -зависимость, по которой можно оценить расстояния и проследить эволюцию подавляющего большинства ОС.

IS THERE A $\Sigma(D)$ -DEPENDENCY FOR
SUPERNOVA REMNANTS?

A. O. ALLAKHVERDIYEV, O. H. GUSEINOV, F. K. KASUMOV

For 25 years the dependence of the surface brightness Σ on the diameter D of the remnants is used to determine the distances to SNRs. Various authors have used different remnants with independently established distances (calibrators) to construct a $\Sigma(D)$ -dependency, not only the parameters of dependency but also its shape which was changed as well. Recently Green made a very minute analysis of all existing methods to determine the distances to SNRs, plotting his calibrators on the $\Sigma-D$ -diagram. The calibrators with the most reliable distances hardly showed the $\Sigma(D)$ -dependency. In this paper it is shown that only shell-type remnants evolved in a comparably dense medium may be the calibrators for the construction of $\Sigma(D)$ -dependency. Using $\Sigma(D)$ -dependency one can estimate distances and see the evolution of the overwhelming majority of the SNRs.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 37, 222, 1960.
2. D. H. Clark, J. L. Caswell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 174, 267, 1976.
3. D. K. Milne, *Austral. J. Phys.*, 32, 83, 1979.
4. Т. А. Лозинская, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 29, 1981.
5. А. О. Allakhverdiyev, P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, F. K. Kasumov, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 261, 1983.
6. А. О. Allakhverdiyev, O. H. Guseinov, F. K. Kasumov, I. M. Yusifov, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 287, 1983.
7. D. A. Green, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 209, 449, 1984.
8. B. Y. Mills, A. J. Turtle, A. G. Little, J. M. Durdin, *Austral. J. Phys.*, 37, 321, 1984.
9. S. Drapatz, H. Zinnecker, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 210, 11, 1984.
10. D. B. Sanders, N. Z. Scoville, P. M. Solomon, *Astrophys. J.*, 289, 373, 1985.
11. K. W. Weiler, *Observatory*, 103, 85, 1983.
12. D. A. Mathewson, V. L. Ford, M. A. Dopita, I. R. Tuohy, K. S. Long, D. J. Helfand, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 51, 345, 1983.
13. K. S. Long, D. J. Helfand, D. A. Grabelsky, *Astrophys. J.*, 248, 925, 1981.
14. R. A. Fessn, *Astrophys. J.*, 281, 658, 1984.
15. S. Iksuchi, A. Habe, Y. D. Tanaka, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 909, 1984.
16. C. F. McKee, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 218, 148, 1977.
17. R. D. Davies, K. H. Elliott, J. Meaburn, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 81, 89, 1976.
18. R. Fusco-Femiano, A. Preite-Martinez, *Astrophys. J.*, 281, 593, 1984.
19. P. R. Silverglate, *Astrophys. J.*, 279, 694, 1984.

20. *Ф. Х. Сахибов, М. А. Смирнов*, Письма в Астрон. ж., 8, 281, 1983.
21. *J. L. Caswell, I. Lerche*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 187, 201, 1979.
22. *R. A. Chevalier*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 15, 175, 1977.
23. *A. O. Allakhverdiev, O. H. Guseinov, F. K. Kasimov*, Astrophys. and Space Sci., 115, 1, 1985.

УДК: 521.3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ОЦЕНКЕ ОРБИТАЛЬНОГО ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА

В работе астрономических работ встречается понятие орбитального эксцентриситета. Это очень важное понятие, так как оно служит для наглядного представления вытянутости орбиты данного астрономического объекта. В настоящей работе автор попытался сформулировать полезный критерий для приблизительного определения орбитального эксцентриситета в сферически-симметричных звездных системах. Под эксцентриситетом будем подразумевать следующую величину:

$$e = \frac{r_a - r_p}{r_a + r_p},$$

где r_a и r_p — максимальное и минимальное расстояния объекта от центра системы (расстояния апоцентра и перигея), соответственно.

Как известно, для объектов, движущихся в сферически-симметричном поле сил, существует интеграл энергии

$$\frac{1}{2} (v_r^2 + v_t^2) - \Pi = E. \quad (1)$$

В формуле (1) v_r и v_t представляют собой радиальную (вдоль радиуса системы) и тангенциальную составляющие скорости объекта, E — полная энергия единицы массы и Π — потенциал системы. Выразим с помощью (1) квадрат радиальной составляющей, причем v_t представим через момент импульса единицы массы J , $J = r v_t$, где через r обозначено расстояние объекта. Разделяя полученное выражение на v^2 , получаем долю радиальной составляющей в полной кинетической энергии объекта

$$y = 1 - \frac{J^2}{2(E + \Pi)r^2} \quad (2)$$

Не нарушая общности рассуждений предположим, что масса системы распределена по закону

$$\mathfrak{M}(r) = \alpha r^\beta, \quad (3)$$

где показатель степени β заключен в пределах 0—3. Пределы соответствуют точечной массе системы и равномерному распределению массы, соответственно. В этом случае потенциал системы определяется выражениями

$$\Pi = u^2 \left(1 + \ln \frac{r_{\max}}{r} \right); \quad \Pi = \frac{\beta}{\beta-1} \cdot \frac{G\mathfrak{M}}{r_{\max}} - \frac{G\mathfrak{M}}{r_{\max}^\beta} \cdot \frac{r^{\beta-1}}{\beta-1}, \quad (4)$$

где G представляет собой постоянную тяготения, \mathfrak{M} полную массу системы, r_{\max} — предельный радиус системы (максимальное апоцентрическое расстояние) и u — круговую скорость

$$u^2 = \frac{G\mathfrak{M}(r)}{r}, \quad (5)$$

являющуюся постоянной для случая $\beta = 1$.

Ограничимся случаем $E < 0$ и выразим энергию единицы массы через среднее расстояние объекта, $\bar{r} = \frac{r_a + r_p}{2}$. Таким образом получим

$$E = \frac{1}{2} v^2(\bar{r}) - \Pi(\bar{r}). \quad (6)$$

Затем выразим квадрат скорости объекта, соответствующей его среднему расстоянию, через квадрат круговой скорости, соответствующей тому же расстоянию,

$$\beta = 1 \quad v^2(\bar{r}) = f_1(e) u^2(\bar{r});$$

$$\beta \neq 1 \quad v^2(\bar{r}) = \frac{f_3(e)}{\beta-1} u^2(\bar{r}),$$

где $f_1(e)$ и $f_3(e)$ — некоторые функции эксцентриситета. Подставляя в (6) последние выражения и имея в виду (4), для энергии получим

$$\beta = 1 \quad E = \frac{1}{2} f_1(e) u^2 - u^2 \left(1 + \ln \frac{r_{\max}}{r} \right),$$

$$\beta \neq 1 \quad E = \frac{1}{2} \frac{f_3(e)}{\beta-1} u^2(\bar{r}) - \frac{\beta}{\beta-1} \cdot \frac{G\mathfrak{M}}{r_{\max}} + \frac{G\mathfrak{M}}{r_{\max}^\beta} \cdot \frac{\bar{r}^{\beta-1}}{\beta-1}$$

Для случая $\beta \neq 1$ формулу (5) можно переписать так:

$$u^2(\bar{r}) = \frac{G\mathfrak{M}}{r_{\max}^3} \cdot \bar{r}^{\beta-1},$$

имея в виду (3), а для случая $\beta = 1$, как выше упомянуто, круговая скорость является постоянной. Таким образом, для энергии окончательно получим

$$\begin{aligned} \beta = 1 \quad E &= u^2 \left[\frac{f_1(e)}{2} - (1 + \ln r_{\max}) + \ln \bar{r} \right], \\ \beta \neq 1 \quad E &= \frac{G\mathfrak{M}}{(\beta-1)r_{\max}} \left[\left(\frac{\bar{r}}{r_{\max}} \right)^{\beta-1} \cdot \left(\frac{1}{2} f_\beta(e) + 1 \right) - \beta \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя интеграл энергии и тот факт, что при расстояниях апоцентра и перицентра радиальная составляющая скорости обращается в нуль, для квадрата момента импульса единицы массы, учитывая (7), получим

$$\begin{aligned} \beta = 1 \quad J^2 &= \begin{cases} 2\bar{r}^2(1+e)^2 u^2 \left[\frac{1}{2} f_1(e) - \ln(1+e) \right], \\ \text{или} \\ 2\bar{r}^2(1-e)^2 u^2 \left[\frac{1}{2} f_1(e) - \ln(1-e) \right], \end{cases} \\ \beta \neq 1 \quad J^2 &= \begin{cases} 2\bar{r}^2(1+e)^2 \frac{G\mathfrak{M}}{(\beta-1)r_{\max}} \cdot \left(\frac{\bar{r}}{r_{\max}} \right)^{\beta-1} \left[\frac{1}{2} f_\beta(e) + 1 - (1+e)^{\beta-1} \right] \\ \text{или} \\ 2\bar{r}^2(1-e)^2 \frac{G\mathfrak{M}}{(\beta-1)r_{\max}} \cdot \left(\frac{\bar{r}}{r_{\max}} \right)^{\beta-1} \left[\frac{1}{2} f_\beta(e) + 1 - (1-e)^{\beta-1} \right]. \end{cases} \end{aligned} \quad (8)$$

В этих альтернативных выражениях знак «+» соответствует определению момента импульса через расстояние апоцентра, а знак «-» через расстояние перицентра. Так как оба альтернативных выражения должны равняться друг другу, приравнявая их, находим аналитический вид функций $f_1(e)$ и $f_\beta(e)$

$$f_1(e) = \frac{(1+e)^2 \ln(1+e) - (1-e)^2 \ln(1-e)}{2e}$$

$$f_\beta(e) = \frac{(1-e)^2 [1 - (1-e)^{\beta-1}] - (1+e)^2 [1 - (1+e)^{\beta-1}]}{2e}.$$

Подставляя выражения (4), (7) и (8) в (2) и вводя новую переменную x , $x = \frac{r}{r}$, получаем

$$\beta = 1 \quad y = 1 - \frac{(1 \pm e)^2 \left[\frac{1}{2} f_1(e) - \ln(1 \pm e) \right]}{x^2 \left[\frac{1}{2} f_1(e) - \ln x \right]};$$

$$\beta \neq 1 \quad y = 1 - \frac{(1 \pm e)^2 \left[\frac{1}{2} f'_\beta(e) + 1 - (1 \pm e)^{\beta-1} \right]}{x^2 \left[\frac{1}{2} f'_\beta(e) + 1 - x^{\beta-1} \right]}, \quad (9)$$

где знаки «+» и «-», по-прежнему, соответствуют расстояниям апоцентра и перицентра, соответственно. Последнюю величину можно использовать для оценки эксцентриситета данного объекта, так как она при данном значении x зависит только от эксцентриситета и параметра β . Итак, при использовании данного метода вычисления нет необходимости использовать другие величины, характеризующие распределение массы в данной звездной системе. Распределение массы (3) является со своей стороны довольно общим, и практически каждый закон распределения можно охарактеризовать этим распределением. На рис. 1 изображена функция $y(x)$ для

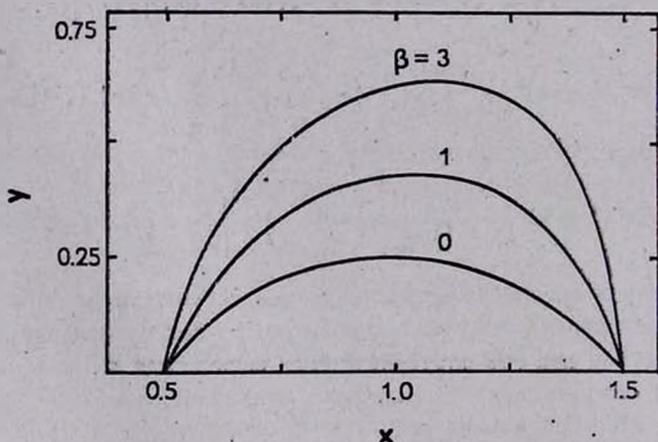


Рис. 1. График функции $y(x)$ для $e = 0.5$ при значениях $\beta = 0, 1$ и 3 .

данного значения эксцентриситета $e = 0.5$ в зависимости от параметра β . Как видно из рисунка, с увеличением β увеличивается максимум функции и в то же время нарушается полная симметрия относительно значения $x = 1$, существующая при $\beta = 0$, так что функция $y(x)$ сохраняет значения, близкие к максимуму, в области между средним расстоянием и апо-

центром более долго, чем в области между перицентром и средним расстоянием. Последнее свойство значительно, потому что, как известно, каждый объект звездной системы движется около своего апоцентра, более медленно, чем около перицентра, и тем самым вероятность найти его близко к перицентру мала. Из этого можно сделать вывод о том, что функция $y(x)$ довольно долго сохраняет почти постоянное значение, близкое к максимальному и зависящее только от орбитального эксцентриситета. Это видно и из рис. 2, дающего ход функции для одних и тех же значений эксцен-

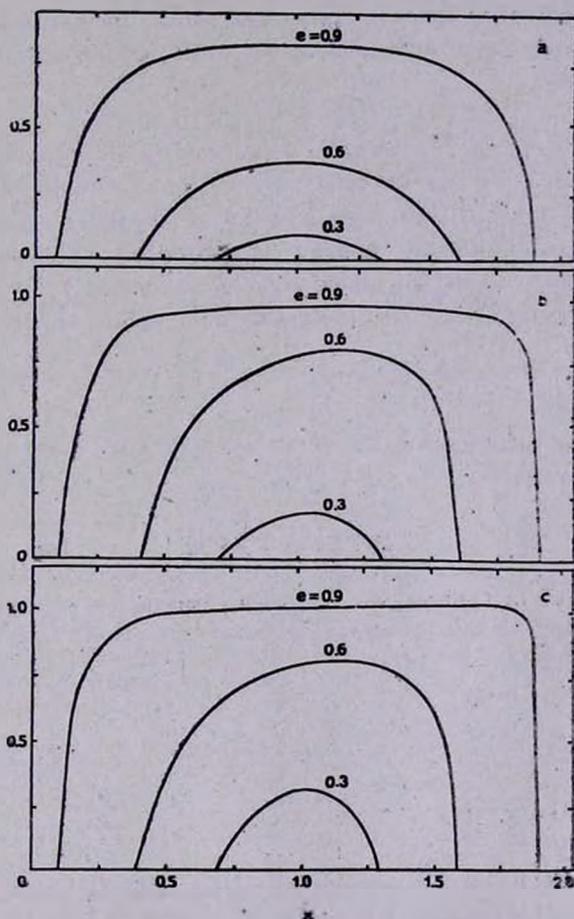


Рис. 2. График функции $y(x)$ для значений эксцентриситета 0.3, 0.6 и 0.9 при постоянном значении параметра: а) $\beta = 0$, б) $\beta = 1$, с) $\beta = 3$.

триситета, но при различных значениях β . Значение $\beta = 1$ стало весьма актуальным в последнее время в связи с, так называемой, проблемой галактических корон (например, Айтонов и др. [1]).

Основным выводом является то, что на практике можно использовать мгновенное значение величины y для определенного объекта данной звездной системы, если нам известны все составляющие его скорости и значение параметра β . Это позволит указать, по крайней мере, нижний предел орбитального эксцентриситета данного объекта. Дело в том, что y для данного значения эксцентриситета не может превзойти определенный максимум (см. рис. 1, 2). отождествление этого максимума с мгновенным значением даст нам нижний предел. Между тем, так как функция $y(x)$ является почти постоянной, этот нижний предел мало отличается от действительного эксцентриситета. Для будущего предлагается применить сформулированный здесь критерий к объектам сферической подсистемы нашей Галактики.

On Evaluating of the Orbital Eccentricity. A criterion for orbital eccentricity evaluating for objects moving in a spherically symmetric force field with mass distribution $\mathfrak{M}(r) \propto r^3$, based on the radial component rate in total kinetic energy is proposed. The latter quantity preserves a nearly constant value over a sufficiently large fraction of the orbit, admitting thus its instantaneous value to be a measure of the eccentricity.

6 декабря 1984

Астрономическая обсерватория,
Белград, Югославия

С. НИНКОВИЧ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, Л. П. Осипков, А. Д. Черник, Динамика и эволюция звездных систем, вып. 4, сер. «Проблемы исслед. Вселенной», ред. К. Ф. Огородников, М.—Л., 1975, стр. 289.

УДК: 524—327

УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МОДЕЛИ ЗВЕЗДНОЙ СИСТЕМЫ

Устойчивость нестационарных, сферически-симметричных, гравитирующих систем по отношению к переходу в эллипсоид зависит от величины хаотических движений [1, 2] и от момента вращения. Если хаотические движения противодействуют этому переходу, то вращение способствует

ему. Цель настоящей работы — количественно оценить, на примере двухпараметрической нестационарной модели шара Фримана, влияние этих факторов на устойчивость относительно возмущения шар—эллипсоид.

Функция распределения невозмущенной модели имеет вид:

$$f_0 = \frac{\rho_0}{\pi a^2} \frac{Q}{\sqrt{l^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) - a^2 \left(z - \frac{\dot{a}}{a} z \right)^2}}, \quad (1)$$

$$Q = \alpha \delta \left(\dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x - \frac{l}{a^2} y \right) \delta \left(\dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y + \frac{l}{a^2} x \right) + \\ + \beta \delta \left(\dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x + \frac{l}{a^2} y \right) \delta \left(\dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y - \frac{l}{a^2} x \right),$$

где $\alpha = 1 - e \cos \eta$, $t = \eta - e \sin \eta$, $0 \leq e \leq 1$, $l = \sqrt{1 - e^2}$, ρ_0 , r_0 — плотность и радиус модели в момент времени, соответствующий $\eta = \frac{\pi}{2}$,

$\alpha + \beta = 1$, $\frac{4}{3} \pi G \rho_0 = 1$. Полная энергия семейства моделей не зависит

от параметров l , $\beta - \alpha$: $E_T = -\frac{2}{5} \pi \rho_0 r_0^5$, полный момент равен $M_T =$

$= \frac{8}{15} \pi \rho_0 r_0^5 l (\beta - \alpha)$, энергия хаотических движений в единицах полной

энергии равна $E_x / |E_T| = \frac{1}{3} l^2 (1 + 8\alpha\beta) / a^2$.

Возмущенную функцию распределения представляем в виде [3]:

$$f = \frac{\rho_0}{\pi a^2} \left[\alpha \left(\frac{\delta(\tilde{\theta}_x^-) \delta(\tilde{\theta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma - \varepsilon \chi_1}} + \frac{\varepsilon}{a} B_1 \frac{\delta'(\tilde{\theta}_x^-) \delta(\tilde{\theta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma}} + \frac{\varepsilon}{a} C_1 \frac{\delta(\tilde{\theta}_x^-) \delta'(\tilde{\theta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma}} \right) + \right. \\ \left. + \beta \left(\frac{\delta(\tilde{\theta}_x^+) \delta(\tilde{\theta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma - \varepsilon \chi_1}} + \frac{\varepsilon}{a} B_2 \frac{\delta'(\tilde{\theta}_x^+) \delta(\tilde{\theta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma}} + \frac{\varepsilon}{a} C_2 \frac{\delta(\tilde{\theta}_x^+) \delta'(\tilde{\theta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma}} \right) \right], \quad (2)$$

где $\tilde{\theta}_x^\pm = \dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x \pm \frac{l}{a^2} y$, $\tilde{\theta}_y^\pm = \dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y \pm \frac{l}{a^2} x$, $\Gamma = l^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) - a^2 \left(z - \frac{\dot{a}}{a} z \right)^2$, χ_j , B_j , C_j ($j = 1, 2$) — функции от t , x , y , z , \dot{z} .

Линяризуя кинетическое уравнение и переходя затем к переменным $\bar{r} = \bar{r}/a$, $t' = \int \frac{dt}{a^2}$, получим следующие уравнения для χ_j , B_j , C_j ($j = 1, 2$):

$$\left\{ \begin{aligned} L'\chi_1 &= 2[l^2(r_0^2 - r'^2) - \vartheta_z^2] \left(\frac{\partial B_1}{\partial x'} + \frac{\partial C_1}{\partial y'} \right) + \\ &+ 2l^2(B_1x' + C_1y') + \alpha^2 2\vartheta_z \cdot \frac{\partial \Phi_1}{\partial z'}, \\ L'B_1 + C_1l &= \alpha^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x'}, \\ L'C_1 - B_1l &= \alpha^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial y'}, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где $L' = \frac{\partial}{\partial t'} + ly' \frac{\partial}{\partial x'} - lx' \frac{\partial}{\partial y'} + \vartheta_z \cdot \frac{\partial}{\partial z'} - l^2 z' \frac{\partial}{\partial \vartheta_z}$, $\vartheta_z = \frac{dz'}{dt'}$. Уравнения для χ_2 , B_2 , C_2 получаются из (3) заменой l на $-l$.

Возмущение потенциала выберем в виде

$$\Phi_1 = (x' + iy')^m \frac{\psi(t')}{\alpha} \quad (4)$$

Смещения границы, обусловленные возмущением каждого из компонентов, вращающихся в противоположные стороны, равны $\Delta_j r = -\frac{\chi_j^0}{2l^2}$, где $\chi_j^0 = \chi_j \left(z = \frac{a}{\alpha} z, r = a \right) = \chi_j(\vartheta_z = 0, r' = 1)$; без ограничения общности мы положили $r_0 = 1$. При переходе через слой с поверхностной плотностью σ производная потенциала, непрерывного на границе, терпит разрыв величины $4\pi G\sigma$. В нашем случае $\sigma = \frac{P_0}{\alpha^2} (\alpha\Delta_1 r + \beta\Delta_2 r)$. Таким образом имеем уравнения:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=a+0} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=a-0} &= -\frac{3}{2\alpha^2 l^2} (\alpha\chi_1^0 + \beta\chi_2^0), \\ \Phi_1 \Big|_{r=a+0} &= \Phi_1 \Big|_{r=a-0}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Подставляя в первое уравнение (5) χ_1^0 , χ_2^0 , полученные решением уравнения (3) и соответствующих уравнений для χ_2 , приходим к интегральному уравнению для $\psi(t')$ вида:

$$\begin{aligned} \frac{2m+1}{3m} \psi(t') &= \alpha \int_{-\infty}^{t'} \left[e^{ilm(t'-t_1)} \int_{-\infty}^{t_1} e^{i(lm-2l)(t_1-t_2)} \alpha \psi(t_2) dt_2 \right] dt_1 + \\ &+ \beta \int_{-\infty}^{t'} \left[e^{-ilm(t'-t_1)} \int_{-\infty}^{t_1} e^{-i(lm-2l)(t_1-t_2)} \alpha \psi(t_2) dt_2 \right] dt_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Ограничимся, в соответствии с нашими целями, бароподобным возмущением ($m = 2$). Дифференцируя трижды уравнение (6) и сравнивая с исходным, получаем (учитывая, что $\psi(-\infty) = 0$):

$$\frac{d^3 \psi}{dt'^3} + \left(4l^2 - \frac{6}{5} a\right) \frac{d\psi}{dt'} - \left(\frac{12i}{5} l(\alpha - \beta) a + \frac{6}{5} \frac{da}{dt'}\right) \psi = 0$$

или, перейдя к переменной η ,

$$\psi''' + 3 \frac{a'}{a} \psi'' + \left(2 \frac{a'^2}{a^2} + \frac{5l^2}{a^2} - \frac{11}{5a}\right) \psi' - \left(\frac{12i}{5} l \frac{(\alpha - \beta)}{a^2} + \frac{6}{5} \frac{a'}{a^2}\right) \psi = 0. \quad (7)$$

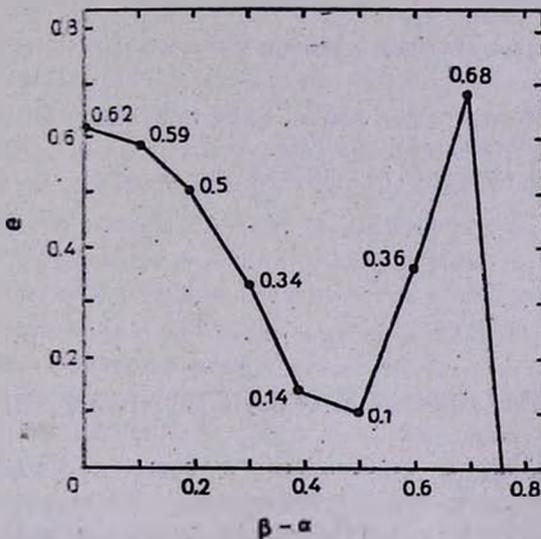


Рис. 1. Верхняя граница первой зоны устойчивости нестационарной двухпараметрической модели шара Фримана. По осям отложены значения параметров модели $\epsilon = \sqrt{1 - P}$, $\beta - \alpha$, связанные с усредненной энергией вращения и энергией хаотического движения следующими соотношениями: $\langle E_{br} / E_T \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{1 - \epsilon^2} (\beta - \alpha)^2$,

$$\langle E_r / E_T \rangle = \sqrt{1 - \epsilon^2} \left[1 - \frac{2}{3} (\beta - \alpha)^2 \right].$$

На рис. 1 изображена верхняя граница первой зоны устойчивости, полученная численным расчетом показателей Ляпунова уравнения с периодическими коэффициентами (7) для $0 \leq \beta - \alpha \leq 1$ с шагом 0.1, с последующей линейной интерполяцией. Для стационарных моделей ($\epsilon = 0$) неустойчивость наступает при значении $\beta - \alpha = 0.76$. Невращающиеся ($\beta - \alpha = 0$) модели устойчивы также при значениях $0.88 \leq \epsilon < 0.91$. При остальных значениях $\beta - \alpha$ точек, соответствующих устойчивым моделям,

выше изображенной на рис. 1 кривой обнаружить не удалось. Если другие зоны устойчивости и существуют, то они очень узкие.

Stability of a Pulsating Rotating Model of a Stellar System. The stability of a nonstationary two-parametry model of the Freeman sphere with respect to perturbation leading the sphere to the ellipsoidal form is investigated.

22 октября 1984

Астрофизический институт
АН КазССР

Е. А. МАЛКОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, С. Н. Нуридинов, *Астрон. ж.*, 58, 1158, 1981.
2. С. Н. Нуридинов, *Астрон. ж.*, 60, 40, 1983.
3. А. Г. Морозов, В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 51, 75, 1974.

УДК: 524.354.6—333

МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА ПИОННЫХ ЗВЕЗД

Для астрофизики, в особенности в свете космогонических идей В. А. Амбарцумяна [1], было бы весьма заманчиво существование макрокусков сверхплотных тел, удерживаемых, в отличие от нейтронных звезд, не гравитационными, а ядерными силами. Однако хорошо известно, что обычные ядерные силы не допускают существования таких объектов (отсутствие синглетного дейтрона и, как следствие, бинейтрона [2]). Возможность образования в ядерном веществе при сверхядерных плотностях пионной конденсации (п.к.) в ряде моделей приводит к возникновению гигантских ядерных нейтральных капель с массовым числом $A \geq 10^5$ [3—6]. Масса таких объектов сверху может быть ограничена только эффектами общей теории относительности, что делает возможным существование космических самоудерживающихся тел, с массой порядка массы Солнца — пионных звезд [6—8]. Образование таких тел обусловлено возникновением второго отрицательного минимума функции $\varepsilon(n)$ (ε — энергия на барион, n — число барионов в см^{-3} . Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер). $\varepsilon(n)$ зависит от целого ряда условий, определяемых теорией в настоящее время неоднозначно. Так, обычно

$\varepsilon(n)$ представляется в виде: $\varepsilon(n) = \varepsilon_b(n) + \varepsilon_\pi(n)$, где ε_b — энергия на барион при отсутствии п. к., а ε_π — энергия п. к. Каждая из этих величин определяется из условия своей экстремальности. Но такой подход является некорректным, т. к. необходимо искать экстремум ε , а не отдельных слагаемых. Кроме того, как ε_b , так и ε_π определяются лишь на основе отдельных моделей и зависят от значения недостаточно точно известных констант. Все эти трудности обусловлены отсутствием точной теории сильного взаимодействия многих частиц.

В [7] были вычислены максимальные значения массы сверхплотных звезд для ряда моделей ε_b и двух моделей ε_π . Было показано, что из рассмотренных моделей второй отрицательный минимум $\varepsilon(n)$ образуется только в том случае, если для ε_b принять результаты [9], а для ε_π — модель развитого п. к. [10]. Для этого случая максимальная масса сверхплотных звезд оказывается меньше, чем масса двойного пульсара PSR 1916 + 13, измеренная наиболее точно и равная $1.41 M_\odot$ [11]. Из этого факта делалось заключение, что второго отрицательного минимума $\varepsilon(n)$ нет, т. е. как самоудерживающиеся космические тела — пионные звезды, так и гигантские ядерные капли — сверхплотные ядра, не могут образоваться. В этой связи отметим следующее. В случае наличия второго отрицательного минимума $\varepsilon(n)$ область существования нейтронных звезд ограничивается их центральными плотностями, соответствующими не максимуму массы (точка Ландау—Оппенгеймера—Волкова), а порогу рождения пионного конденсата [8]. Но в настоящее время нельзя строго доказать, что при такой центральной плотности масса нейтронной звезды будет меньше, чем максимальная масса пионных звезд. Даже если принять это, вообще-то неочевидное заключение, то из сравнения с наблюдательными данными можно опровергнуть ту или иную модель, но делать категорические заключения насчет явления в целом до создания точной теории — неоправдано. Другое дело, если результаты наблюдений будут противоречить количественным данным, полученным из общих физических требований. С этой целью поставим такую задачу: вычислим верхний предел максимальной массы пионных звезд, и если окажется, что во всей возможной области плотностей существования таких объектов этот предел будет меньше, чем значение массы PSR 1916 + 13, то можно утверждать, что такие объекты не существуют. Верхний предел максимальной массы можно найти, если в пионной звезде из-за большой несжимаемости ядерного вещества будет осуществляться предельно допустимое жесткое уравнение состояния, т. е. когда после образования второго отрицательного минимума $\varepsilon(n)$ на всей ее восходящей ветви скорость звука равна скорости света ($\partial P/\partial \rho = 1$, P — давление, $\rho = \rho_\pi$ — плотность энергии). В этом

случае уравнение состояния имеет вид* $P = \rho - \rho_s$, где плотность на поверхности ρ_s соответствует второму отрицательному минимуму кривой $\epsilon(n)$ ($\rho_s = n \epsilon_{\min}$). При данном подходе это есть единственный свободный параметр теории, который соответствует плотности в сверхплотных ядрах. Из экспериментального факта отсутствия пионного конденсата в обычных ядрах следует, что $\rho_s > \rho_0$ (ρ_0 — ядерная плотность). Придавая ρ_s различные значения и проинтегрировав уравнения равновесия релятивистской гидродинамики — уравнения TOV [14], дополненные уравнениями для определения релятивистского момента инерции [15], мы получим зависимость массы, радиуса, момента инерции от центральной плотности для различных серий конфигураций. В табл. 1 приведены значения

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИЙ ПИОННЫХ ЗВЕЗД С МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ В СЛУЧАЕ ПРЕДЕЛЬНО ЖЕСТКОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

n_s/n_0	$\rho_s (10^{15} \text{ г/см}^3)$	$\rho_c (10^{15} \text{ г/см}^3)$	$M (M_\odot)$	$R (\text{км})$	$I (10^{45} \text{ г}\cdot\text{см}^2)$
3	0.85	2.70	2.30	9.53	3.68
5	1.42	4.59	1.78	7.37	1.72
7	1.98	6.02	1.51	6.28	1.04
8	2.21	6.78	1.43	5.94	0.88
9	2.41	7.33	1.37	5.69	0.76
10	2.59	8.39	1.32	5.46	0.70

Примечание. n_s — плотность числа барионов на поверхности звезды, $n_0 = 0.17 \text{ ф}^{-3}$ — ядерная плотность, ρ_s и ρ_c — плотности полной энергии соответственно на поверхности и в центре, M — масса, R — радиус, I — релятивистский момент инерции.

этих величин в случае максимальной массы, т. е. предельно допустимых устойчивых конфигураций. Все три величины с увеличением ρ_s падают. Таблица исключает возможность существования пионных звезд и сверхплотных ядер, если плотность в последних больше ядерной в девять раз, т. к. в этом случае $M_{\max} < 1.41 M_\odot$. Однако утверждать это для всей возможной области изменения ρ_s нельзя. Более точное определение из наблюдений параметров нейтронных звезд с большими массами [16] может сузить возможно допустимую область существования сверхплотных ядер.

* В [12, 13] предельно жесткое уравнение состояния было использовано для оценки верхнего предела массы нейтронных звезд. Однако в случае нейтронных звезд такое уравнение состояния может осуществляться лишь в ее центральных областях, а не во всей звезде, как в рассматриваемом здесь случае.

Maximum Mass of Pionic Stars. To check the existence of superdense nucleus-like self-confined cosmic objects (pionic stars) in the case of a highly hard equation of state ($\partial P/\partial \rho = 1$) we have calculated the maximum values of their masses of various densities at the surface. For such configurations the values of the radius and the relativistic moment of inertia are also calculated.

8 января 1985

Ереванский государственный
университет

Ю. Л. ВАРТАНЯН
Г. Б. АЛАВЕРДЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, том II, Ереван, 1960.
2. Л. Д. Ландау, Я. А. Смородинский, Лекции по теории атомного ядра, Гостехиздат, М., 1955.
3. А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, Г. А. Сорокин, Ж. эксперим. и теор. физ., 72, 1247, 1977.
4. Д. Н. Воскресенский, Г. А. Сорокин, А. И. Черноуцан, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 26, 495, 1977.
5. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 16, 305, 1980.
6. J. V. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Astrophys. J., 199, 471, 1975.
7. P. Haensel, M. Proszynski, Astrophys. J., 258, 306, 1982.
8. Ю. Л. Вартамян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
9. V. R. Pandharipande, Nucl. Phys., A 178, 123, 1971.
10. D. Campbell, R. Dashen, J. Manassah, Phys. Rev., D 12, 979, 1010, 1975.
11. J. H. Taylor, in "IAU Symposium 95, Pulsars", ed. W. Sieber, R. Wielibinski, Dordrecht, Reidel, 1981.
12. R. C. Malone, M. B. Johnson, H. A. Bethe, Astrophys. J., 199, 741, 1975.
13. D. J. Hegyi, T. S. H. Lee, J. M. Cohen, Ann. N. Y. Acad. Sci., 262, Seventh Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1975, p. 404.
14. J. R. Oppenheimer, G. H. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
15. J. V. Hartle, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
16. S. Rappaport, P. S. Joss, in "X-Ray Astronomy", Proc. of HEAD-AAS Meeting, ed. Giacconi, Dordrecht, Reidel, 1981, p. 123.



CONTENTS

ON THE V 351 ORI QUASIPERIODIC MICRO VARIABILITY	<i>G. U. Kovalchuck</i> 213
UBVRI PHOTOMETRY OF DWARF NOVAE SS AURIGAE	<i>Yu. S. Efimov, G. H. Tovmassian, N. M. Shakhovskoy</i> 227
ON THE NATURE OF VARIABILITY OF TZ ORI	<i>E. S. Parsamian, G. A. Pogostan</i> 239
THE SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS. III. MOLECULAR ABSORPTION BANDS: QUANTITATIVE ANALYSIS	<i>S. E. Nerstislian, R. Ch. Hovhanneslian</i> 245
ON THE CONNECTION OF H II-REGIONS WITH MOLECULAR CLOUDS OF GALAXY	<i>L. V. Mirzoyan, V. V. Ambarlian</i> 257
CHARACTERISTICS OF THE COLD COMPONENTS OF SYMBIOTIC STARS	<i>L. Luud, L. Leedj�rvi</i> 265
THE MAGNETIC MOMENTS OF NEUTRON STARS WITH VARIOUS EQUATIONS OF STATE	<i>D. M. Sedrakian, A. H. Movsislian</i> 279
EVOLUTION OF CLOSE BINARES UNDER THE ASSUMPTION OF MOMENTUM LOSS BY MAGNETIC STELLAR WIND	<i>Z. T. Kratcheva, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson</i> 287
ABOUT OBSERVATIONAL MANIFESTATION OF PION STARS	<i>G. S. Hajian, Yu. L. Vartanian</i> 301
LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM: THE INTERSTELLAR EXTINCTION CURVES	<i>N. V. Voshchinnikov, A. E. Il'in, V. B. Il'in</i> 307
POSSIBLE ROLE OF DWARF GALAXIES AND GLOBULAR CLUSTERS IN THE FORMATION OF L _α AND 21 CM ABSORPTION LINES IN THE SPECTRA OF DISTANT QSO	<i>B. V. Komberg</i> 321
SURFACE BRIGHTNESS DISTRIBUTIONS IN SEYFERT GALAXIES. I. THE SAMPLE. RESULTS OF SCANNING	<i>V. L. Afanas'ev, V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebtzh</i> 333
SPECTROPHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF NGC 3353	<i>A. N. Burenkov, E. Ye. Khachikian</i> 349
THE INVESTIGATION OF EXISTENCE OF LARGE-SCALE ANISOTROPY IN THE METAGALACTIC SPACE	<i>R. R. Andreassian</i> 363
THE STABILITY OF THE SPHERICAL COLLAPSE OF THE COLLISIONLESS GRAVITATION SYSTEMS	<i>E. A. Malkov</i> 377
ON THE THEORY OF GRAVITATION TAKING INTO ACCOUNT THE ROLE OF VACUUM. I	<i>L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian</i> 387
IS THERE A Σ(D)-DEPENDENCY FOR SUPERNOVA REMNANTS?	<i>A. O. Allakhverdtyev, O. H. Guseinov, F. K. Kasimov</i> 397
NOTES	
ON EVALUATING OF THE ORBITAL ECCENTRICITY	<i>S. Ninkovitch</i> 411
STABILITY OF A PULSATING ROTATING MODEL OF A STELLAR SYSTEM	<i>E. A. Malkov</i> 416
MAXIMUM MASS OF PIONIC STARS . <i>Yu. L. Vartanian, G. B. Alaverdian</i>	420

СО Д Е Р Ж А Н И Е (продолжение)

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ NGC 3353 <i>А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян</i>	349
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОПРОСА О НАЛИЧИИ КРУПНОМАСШТАБНОЙ АНИЗОТРОПИИ В МЕТАГАЛАКТИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ <i>Р. Р. Андрвасян</i>	363
К ВОПРОСУ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРИЧЕСКОГО КОЛЛАПСА БЕГ- СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ <i>Е. А. Малков</i>	377
О ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С УЧЕТОМ РОЛИ ВАКУУМА. I <i>А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян</i>	387
СУЩЕСТВУЕТ ЛИ $\Sigma(D)$ -ЗАВИСИМОСТЬ ДЛЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД? <i>А. О. Аллахвердиев, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов</i>	397
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
К ОЦЕНКЕ ОРБИТАЛЬНОГО ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА <i>С. Нинкович</i>	411
УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ. ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МОДЕЛИ ЗВЕЗД- НОЙ СИСТЕМЫ <i>Е. А. Малков</i>	416
МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА ПИОННЫХ ЗВЕЗД <i>Ю. Л. Вартамян, Г. Б. Аливердян</i>	420