

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 30

ФЕВРАЛЬ, 1989

ВЫПУСК 1

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПЕРЕМЕННОСТЬЮ VL Lac В РАДИО И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ . . . В. Н. Белов, В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко	7
ДЕТАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ С ПОЛЯРНЫМ КОЛЬЦОМ NGC 2685 В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева	15
СОПОСТАВЛЕНИЕ НЕОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ С НЕОТОЖДЕСТВЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД И. Е. Вальц	27
ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛАКТИК В ОПТИЧЕСКОМ И ИК-ДИАПАЗОНАХ Ю. И. Изотов, И. Ю. Изотова	34
ФОРМИРОВАНИЕ И РАННЯЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК: ОГРАНИЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ГОРЯЧИХ ПРОТОГАЛАКТИК В. Г. Берман, А. А. Сучков	48
ЭВОЛЮЦИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК . . . С. Г. Симаков, С. Ф. Шандарин	60
СТРУКТУРА СКОПЛЕНИЙ. ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ АНАЛИЗА Б. И. Фесенко	71
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ПЛЕЙОНЫ В 1972—1986 гг. В. Т. Дорошенко	79
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Hg—Mn ЗВЕЗДЫ α Спс. I. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В. М. Добричев, Д. В. Райкова, Т. А. Рябчикова, Г. П. Топильская	91

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբաքլի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիցին, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուկոս, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանիշ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սախալյան, Վ. Յու. Տերերիծ, Ա. Տ. Ջալիլյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոլարշուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սերգև (նախագահ)։

Редакционная я коллекция: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбачевый (зам. главного редактора), В. П. Гринин, В. В. Иванов, А. Т. Каллагаян (отдел. секретарь), Н. С. Кардашев, Л. С. Лууд, А. Г. Масович, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Теремин.

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирзоян, В. В. Соболев (председатель), 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, сопрядаемым с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանգիս է, որ հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանգիսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգրամածությունների ու միգրամատային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղափայլական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանեկից բնագավառների գծով: Հանգիսը հախտանված է գիտական աշխատակիցների, աստղագետների և բարձր կարգի ուսանողների համար:

Հանգիսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ա. 80 կ. մեկ տարեկան: Բաժանորդագրվել կարելի է «Մոյուգրեշտ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ աստղափայլական՝ «Միջմանեղրեշտ» կնիքով՝ Գրգծակալության միջոցով, Մասկվա, 200.

© Издательство АН Арм.ССР, Астрофизика, 1989.

УДК: 524—56—77

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПЕРЕМЕННОСТЬЮ BL Lac В РАДИО И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ

В. Н. БЕЛОВ, В. А. ГАГЕН-ТОРН, С. Г. МАРЧЕНКО

Поступила 15 февраля 1988

Принята к печати 16 марта 1988

Проводится сопоставление изменений потоков в оптическом и радио диапазонах у BL Lac по данным в полосе B и на 3.7 см за период 1968—1984 гг. Установлено присутствие корреляции между радио и оптической переменностью при запаздывании вариаций в радиодиапазоне на ≈ 480 дней. Это указывает на общность причин переменности и дает сведения о различиях в пространственной структуре оптического и радиосточника. Сопоставление поляризованных данных в оптике и радио указывает на наличие у BL Lac крупномасштабного стабильного магнитного поля, охватывающего области, излучающие и в оптике, и в радио.

1. Введение. Одним из характерных свойств лацертид является переменность их потока как в оптическом, так и в радио диапазонах. Изучение связи между этими изменениями может дать важную информацию об источнике, ответственном за переменность. Существование корреляции между изменениями потоков в разных диапазонах может свидетельствовать об общности причин, вызывающих эти изменения, а величина временной задержки дает сведения о пространственной структуре источника.

В литературе имеются указания на наличие корреляции между изменениями потока в радио и оптическом диапазонах у лацертид. Так, OJ 287 по данным за 1970—75 гг. отмечена такая корреляция при задержке вариаций радиопотока относительно оптического на 0.9 года [1], а у AO 0235+164 уверенно зарегистрированы две одновременные вспышки (в 1975 г. и в 1979 г.) большой амплитуды в радио и оптическом диапазонах [2].

Имеются некоторые указания на наличие подобных корреляций и у BL Lac. Так, в работе Хекни и др. [3] по данным за период с апреля 1968 г. по декабрь 1971 г. было отмечено запаздывание радиовспышек на 2.8 см по отношению к оптическим (в полосе B) на 2—8 месяцев. В работе Помфри и др. [1], в которой проводилось сопоставление изменений потоков в радио и оптическом диапазонах для целого ряда активных внегалактических объектов, изучена и BL Lac. Для нее по данным за 1968—76 гг.

отмечено возможное существование корреляции между изменениями потоков в оптике и на 2.8 см с запаздыванием в радиодиапазоне примерно на 0.5 года.

В 80-х годах у BL Lac была отмечена повышенная активность в радиодиапазоне. На сантиметровых волнах зарегистрирован целый ряд вспышек: наиболее сильная — в середине 1980 г., следующая — в начале 1981 г., третья — в конце 1982 г. и четвертая — в середине 1983 г. [4, 5]. Нами в этот период велись фотометрические наблюдения BL Lac в полосе B [6]. Таким образом, для BL Lac в настоящее время имеется богатый наблюдательный материал для проведения поисков взаимной корреляции в изменениях потоков в радио и оптическом диапазонах. Этому вопросу и посвящена настоящая статья.

2. Построение сводных кривых блеска в радио и оптическом диапазонах. Основу исследуемого ряда наблюдений BL Lac в оптике составляют оценки блеска в полосе B , полученные в Астрономической обсерватории Ленинградского университета в рамках обширной программы фотометрического патрулирования компактных внегалактических объектов. Этот ряд был дополнен данными других авторов. Большая часть их наблюдений также выполнена в полосе B , но нами использовались и оценки блеска в полосе V . Для этого на основании фотоэлектрических оценок блеска BL Lac в полосах B и V была изучена связь между показателем цвета $B-V$ и величиной V (соответствующий график приведен в нашей работе [7]). Эта связь была представлена линейной зависимостью, по которой по величине V находился показатель цвета $B-V$, а затем величина B . Для фотоэлектрических наблюдений (которых немного по сравнению с фотографическими оценками блеска) проводилась коррекция результатов к диафрагме диаметром 7", для чего были использованы результаты наблюдений BL Lac с разными диафрагмами из работы Кинмана [8]. Сводная кривая блеска BL Lac в полосе B , построенная нами по данным 1968—1982 гг. [9], была дополнена данными работы [6].

Величины B переводились в плотности потока в миллианских с использованием абсолютной калибровки Джонсона [10]. Полученный ряд оценок плотностей потока BL Lac в полосе B за период с 1968 г. по 1984 г., насчитывающий 1089 точек, изображен графически на рис. 1а. Ошибки оценок плотностей потока в оптике не превышают 0.5 мЯн.

Данные для радиодиапазона представляют собой оценки плотностей потока в ясных на 3.7 см. Результаты за 1968—76 гг. найдены по таблице, содержащейся в работе [11], в которой приведены плотности потоков на 2.8 см и 4.5 см. Данные на 3.7 см получены интерполяцией с учетом спектрального индекса, найденного в тех случаях, когда имеются одновременные наблюдения на 2.8 см и 4.5 см. За период с 1979 г. по 1984 г. данные

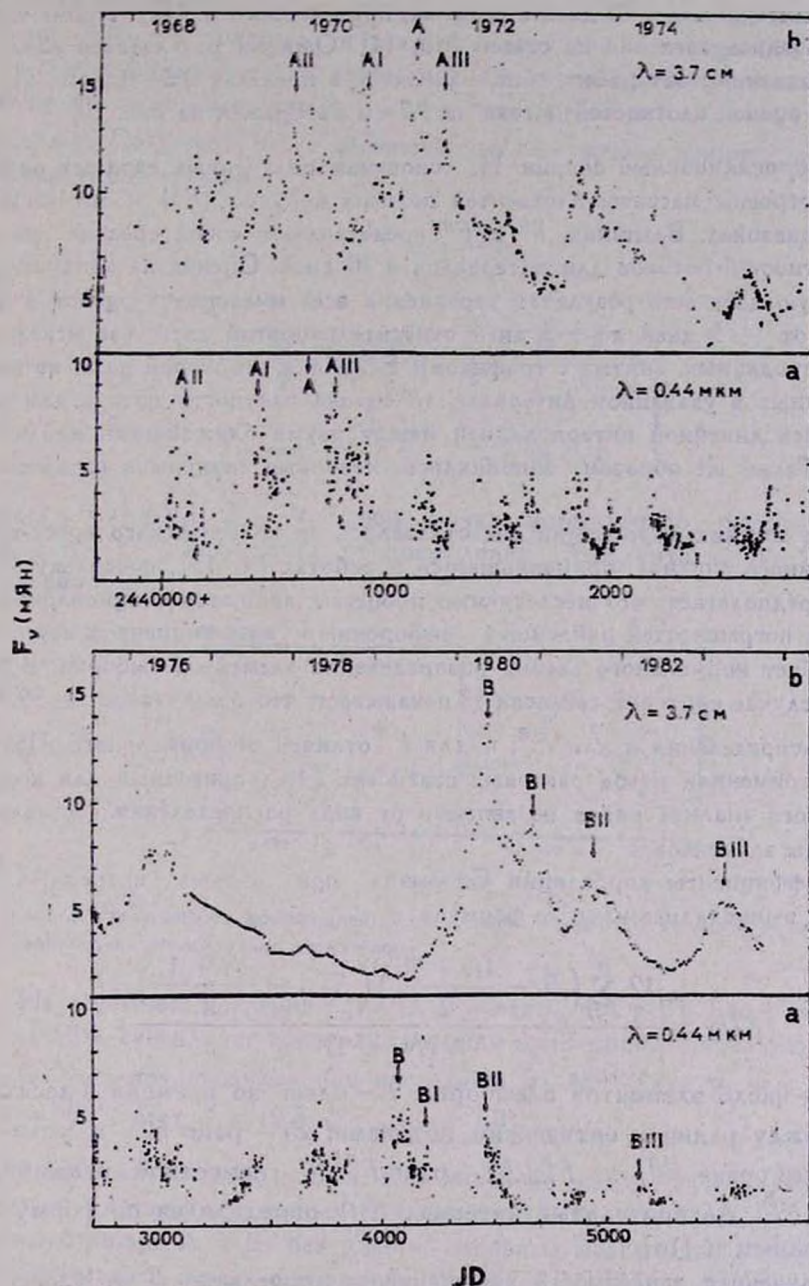


Рис. 1. Изменение со временем плотности потока BL Lac: а) в оптическом диапазоне; б) в радиодиапазоне.

сняты с интервалом в 10 дней с графика, приведенного в [12]. Кроме того использовались сведения из статей [13, 14]. Ошибки результатов наблюдений, указанные авторами работ, находятся в пределах 0.2—0.5 Ян. Полный ряд оценок плотностей потока на 3.7 см изображен на рис. 1б.

3. *Корреляционный анализ.* На основании полученных сводных рядов были построены массивы плотностей потоков в радио $\{F^R\}$ и оптическом $\{F^B\}$ диапазонах. Величины F^R и F^B представляют собой средние значения плотностей потоков для интервалов в 10 дней. Оценка на конкретную юлианскую дату есть результат усреднения всех имеющихся оценок в интервале от -5 дней до $+5$ дней относительно этой даты (за исключением радиоданных, снятых с графиков). Если для некоторой даты не имелось данных в указанном интервале, то оценка плотности потока для нее получалась линейной интерполяцией между двумя ближайшими наблюдениями. Таким же образом заполнялись сезонные лакуны в оптическом ряду.

При поисках корреляции мы отказались от классического кросс-корреляционного анализа, применявшегося в работах [1, 15], поскольку этот метод предполагает, что исследуемые процессы являются стационарными, а оценка погрешностей найденных выборочных коэффициентов корреляции требует нормального закона распределения элементов выборки. В нашем же случае критерий согласия χ^2 показывает, что с вероятностью 99.9% закон распределения и для F^R , и для F^B отличается от нормального. Поэтому мы применили метод ранговых статистик [16], пригодный для корреляционного анализа рядов независимо от вида распределения составляющих: ряды элементов.

Коэффициенты корреляции Спирмена при разных временных задержках вычислялись нами по формуле

$$S(t) = \frac{12 \sum_{i=1}^N \left(B_i - \frac{N+1}{2} \right) \left(R_{i+t} - \frac{N+1}{2} \right)}{N(N^2 - 1)}, \quad (1)$$

где N — число элементов в выборке; t — сдвиг по времени в десятках дней между радио и оптическими потоками; B_i — ранг F_i^B в совместной ранжировке $F_1^B, \dots, F_N^B$; R_i — ранг F_i^R в совместной ранжировке $F_1^R, \dots, F_N^R$. Доверительный интервал $S(t)$ определялся по формулам, приведенным в [16].

Полученная зависимость коэффициента корреляции S от сдвига по времени между радио и оптическими потоками представлена на рис. 2. Вертикальной чертой отмечена величина доверительного интервала для S при уровне значимости $\alpha = 0.01$. Максимальное значение S ($0.63 \pm$

± 0.12) достигается при времени запаздывания радиопотока на 480^d . Можно оценить, является ли указанное значение коэффициента корреляции достаточным для того, чтобы принять гипотезу о существовании корреляции между изменениями радио и оптического потоков при найденной задержке. Согласно [16], с вероятностью $1-\alpha$ можно принять рассматриваемую гипотезу, если

$$J > J_{(\alpha, N-2)}, \quad (2)$$

где

$$J = \frac{S}{2} \left(\sqrt{N-1} + \sqrt{\frac{N-2}{1-S^2}} \right), \quad (3)$$

$$J_{(\alpha, N-2)} = \frac{1}{2} Z_{\alpha_1} + \frac{1}{2} T_{(\alpha_2, N-2)}$$

здесь $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$; Z_{α_1} — α_1 %-ная точка нормального распределения; $T_{(\alpha_2, N-2)}$ — α_2 %-ная точка распределения Стьюдента с $N-2$ степенями свободы.

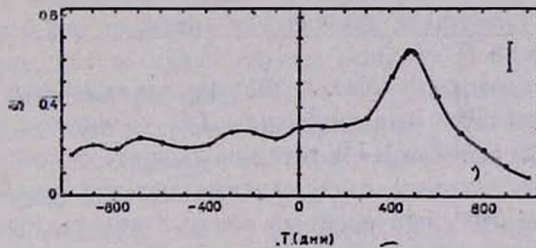


Рис. 2. Зависимость коэффициента корреляции Спирмена от времени запаздывания радиопотока относительно оптического.

На основании критерия (2) можно считать, что у BL Lac с вероятностью 99.8% существует корреляция между изменениями оптического и радио потоков при запаздывании последнего на 480^d (для $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.001$ и $N = 500$ будет $J = 12.8$, $J_{(\alpha, N-2)} = 3.3$).

4. Обсуждение результатов. Как видно из рассмотрения рис. 1, и в радио, и в оптических данных выделяются две группы вспышек. Они отмечены буквами А и В: без цифр — основные максимумы, с цифрами — максимумы до и после основного (будем называть их боковыми). Обе группы вспышек имеют одинаковую продолжительность в оптическом и радио диапазонах: $A \sim 4$ лет, $B \sim 2.5$ лет. Максимальная плотность потока, зафиксированная на длине волны 3.7 см во время вспышки А

(14.8 Ян), является самой большой за весь исследуемый период. Основной максимум в оптике (если считать, что запаздывание радиопотока равняется 480^d) должен приходиться на период, когда оптические наблюдения отсутствуют, но ближайшее к этому моменту зарегистрированное значение плотности потока (9.5 мЯн) также является максимальным в полосе В за 1968—84 гг.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВСПЫШЕК В ОПТИЧЕСКОМ И
РАДИО ДИАПАЗОНАХ

Вспышка	Момент. J. D. 2440000+		Сдвиг, дни	Амплитуда	
	Оптика	Радио		Оптика	Радио
A I	42	575	533	0.86	0.81
A II	411	907	486	0.86	0.83
A	592	1128	536	1.0	1.0
A III	774	1253	479	0.88	0.90
B	4070	4470	400	1.0	1.0
B I	4200	4670	470	0.56	0.65
B II	4460	4900	440	0.77	0.50
B III	5130	5530	400	0.27	0.39

В табл. 1 приведены моменты наблюдаемых основных и боковых максимумов и их относительные амплитуды (по сравнению с максимальной для данной группы вспышек). Из таблицы следует, что моменты наблюдаемых максимумов в радиодиапазоне запаздывают относительно максимумов в оптике на 400^d — 540^d , причем имеет место довольно хорошее сходство в относительных амплитудах вспышек, что свидетельствует в пользу общности причины их появления.

Такая картина может наблюдаться, если первоначально событие проявляется в области, ответственной за оптическое излучение. Оценка размеров этой области, полученная по скорости переменности, составляет $R \lesssim 10^{14} \div 10^{15}$ см [17]. Выброшенные релятивистские электроны достигают области, ответственной за радиоизлучение, за время, равное задержке изменений потока в радиодиапазоне по отношению к оптическому. При красном смещении $z = 0.07$ [18], время запаздывания в системе источника будет 450^d . Считая, что скорость электронов $v \sim (0.5 \div 0.8) c$, получим оценку расстояния между оптическим и радиоисточником $d \simeq 0.2$ пк.

В работе Филлипса и Мьютела [19] приведены карты распределения радиояркости BL Lac, полученные при наблюдениях со сверхдлинной базой на $\lambda = 2.8$ см в две эпохи: 1980.93 (декабрь 1980 г.) и 1981.44 (июнь

1981 г.). На обеих картах источник имеет вытянутую структуру и состоит из двух компонентов (обозначенных авторами «А» и «В»). Из сопоставления этих карт авторы статьи делают вывод о существовании быстрого расширения источника с видимой скоростью, превышающей 5 с (при $H_0 = 55$ км/с/Мпк и $q_0 = 0.05$), причем есть основания предполагать, что компонент «В» удаляется от стационарного компонента «А» («В» «выброшен» из «А»). Если считать, что скорость компонента «В» постоянна, то момент его «выброса» приходится приблизительно на JD 2444300, что совпадает с началом группы вспышек В на $\lambda = 3.7$ см (рис. 1b).

Итак, общий сценарий события можно представить себе следующим образом. В результате взрыва на центральном объекте, природу которого мы не конкретизируем, происходит выброс релятивистских электронов, которые менее, чем за день (а возможно и сразу же) достигают области, дающей оптическое излучение (согласно [20] это излучение синхротронное). Радиоизлучающая область отстоит от излучающей в оптике на расстоянии ≈ 0.2 пк. По достижении электронами этой области (через ≈ 450 дней) начинается вспышка в радиодиапазоне. В этот момент в радиоструктуре появляется компонент, который в дальнейшем фиксируется при наблюдениях со сверхдлинной базой (компонент «В»). Кажущаяся сверхсветовая скорость его движения объясняется релятивистскими эффектами.

Отметим еще, что во время группы вспышек В были выполнены наблюдения линейной поляризации BL Lac на сантиметровых длинах волн [5] и установлено, что степень поляризации у BL Lac увеличилась до 10%, а направление поляризации менялось очень мало. Коррекция направлений поляризации, полученных на разных длинах волн, на оптическую область с использованием меры фарадеевского вращения в Галактике $RM = -198$ рад/м², найденной для BL Lac в [21], дает направления в интервале $20^\circ \div 30^\circ$. Ранее нами было установлено [17], что в оптическом диапазоне у BL Lac существует преимущественное направление поляризации $\theta_0 \approx 20^\circ$. Можно считать, таким образом, что у BL Lac имеется крупномасштабное стабильное магнитное поле, охватывающее области как оптического, так и радиоизлучения.

5. *Заключение.* Основные результаты этой работы можно резюмировать следующим образом. У BL Lac присутствует корреляция между радио и оптической переменностью при запаздывании вариаций в радиодиапазоне на ≈ 480 дней. Это указывает на общность причин переменности и дает сведения о различиях в пространственной структуре оптического и радиоисточника. Сопоставление поляризационных данных в оптике и в радио указывает на наличие у BL Lac крупномасштабного стабильного магнитного поля, охватывающего области, излучающие и в оптике, и в радио. Усиление активности в радиодиапазоне сопровождается появлением в ра-

диоструктуре компонента, фиксируемого впоследствии по данным интерферометрии со сверхдлинной базой.

Ленинградский государственный
университет

CORRELATION BETWEEN RADIO AND OPTICAL FLUX VARIATIONS OF BL LAC

V. N. BELOV, V. A. HAGEN-THORN, S. G. MARCHENKO

Comparison is carried out of BL Lac flux variations (1968—1984) in optical (B) and radio (3.7 cm) wavelengths. The correlation is found with time delay of ≈ 480 days for radio fluxes. This is an evidence of common origin of variability. It gives some information on differences in space structure of optical and radio sources. Optical and radio polarization data on BL Lac indicate that both optical and radio sources are embedded in stable large-scale magnetic field.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. B. Pomphry, A. G. Smith, R. J. Leacock, C. N. Olsson, R. L. Scott, J. T. Pollock, P. Edwards, *Astron. J.*, 81, 489, 1976.
2. T. J. Balonek, W. A. Dent, *Astrophys. J.*, 240, L3, 1980.
3. R. L. Hackney, K. R. Hackney, A. G. Smith, G. H. Folsom, R. J. Leacock, R. L. Scott, E. E. Epstein, *Astrophys. Lett.*, 12, 147, 1972.
4. H. D. Aller, P. E. Hodge, M. E. Aller, *Astrophys. J.*, 274, L19, 1983.
5. H. D. Aller, M. E. Aller, P. A. Hughes, *Astrophys. J.*, 298, 296, 1985.
6. В. А. Гаген-Торн, Н. С. Денисенко, Т. М. Максимова, С. Г. Марченко, О. Б. Миколайчук, *Тр. АО ЛГУ*, 41, 96, 1987.
7. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрон. ж.*, 61, 925, 1984.
8. T. D. Kinman, *Astrophys. J.*, 197, L49, 1975.
9. В. А. Гаген-Торн, *Джессертация*, ЛГУ, 1986.
10. H. L. Johnson, *Com. LPL*, 3, 79, 1965.
11. B. H. Andrew, J. M. MacLeod, G. A. Harvey, W. J. Medd, *Astron. J.*, 83, 863, 1978.
12. E. B. Waltman, B. J. Geldzahler, K. J. Johnston, J. H. Spencer, P. E. Angerhofer, D. R. Florkowski, F. J. Jostles, D. D. McCarthy, D. N. Matsakis, *Astron. J.*, 91, 231, 1986.
13. H. D. Aller, M. E. Aller, P. E. Hodge, *Astron. J.*, 86, 325, 1981.
14. K. J. Johnston, B. J. Geldzahler, J. H. Spencer, E. B. Waltman, W. J. Klepczynski, F. J. Jostles, P. E. Angerhofer, D. R. Florkowski, D. D. McCarthy, D. N. Matsakis, *Astrophys. J.*, 277, L30, 1984.
15. М. К. Бабаджанян, Е. Т. Белоконь, В. А. Горохов, *Астрофизика*, 22, 247, 1985.
16. М. Холлендер, Д. А. Вульф, *Непараметрические методы статистики*, Финансы и статистика, М., 1983.
17. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрофизика*, 22, 5, 1985.
18. T. X. Thuan, J. B. Oke, J. E. Gunn, *Astrophys. J.*, 201, 45, 1975.
19. R. B. Phillips, R. L. Mutel, *Astrophys. J.*, 257, L19, 1982.
20. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрофизика*, 25, 485, 1986.
21. L. Rudnick, T. W. Jones, B. K. Edgar, J. A. Pedetly, *Astron. J.*, 89, 316, 1984.

УДК: 524.7—862:520.82

ДЕТАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ
С ПОЛЯРНЫМ КОЛЬЦОМ NGC 2685

В. В. МАКАРОВ, В. П. РЕШЕТНИКОВ, В. А. ЯКОВЛЕВА

Поступила 27 июля 1988

Принята к печати 20 августа 1988

Приведены результаты детальной поверхностной *UBV*-фотометрии пекулярной галактики NGC 2685. Определены стандартные фотометрические параметры: интегральные величины и показатели цвета главного тела галактики, системы полярных колец, внешней оболочки, найдены параметры приближения главного тела двухкомпонентной моделью (балдж+экспоненциальный диск). Показано, что цвета системы полярных колец ($U-B = -0.05$, $B-V = +0.5$) близки к цветам Sb-Sc-галактик, что, возможно, свидетельствует о ее возникновении в результате взаимодействия спиральной и S0-галактик. Внешняя оболочка состоит из двух подсистем, вероятно, различного происхождения.

1. *Введение.* Пекулярная галактика NGC 2685 принадлежит к недавно выделенному классу объектов, получивших в литературе название «галактики с полярными кольцами» [1]. Спектральные и фотометрические наблюдения галактик этого класса (например, [1, 2]) показывают, что обычно это видимая почти с ребра галактика типа S0, вокруг которой в плоскости, близкой к полярной, вращается кольцо или диск, состоящий из газа, пыли и звезд. Сложность наблюдений галактик с полярными кольцами обусловлена тем, что они, как правило, имеют небольшие угловые размеры и низкую поверхностную яркость. В этом отношении NGC 2685 является исключением: она расположена ближе всех галактик из списка [1] и поэтому может быть более детально изучена.

Как известно [3, 4], в структуре NGC 2685 выделяются три компонента: 1) вытянутое веретенообразное главное тело размером $\sim 25'' \times 120''$, 2) система колец или волокон, расположенных примерно перпендикулярно большой оси галактики и проявляющихся в виде темных полос в северо-восточной части главного тела, а вне его переходящих в светлые кольца, и 3) внешняя слабосветящаяся оболочка, которая обнаруживается лишь на глубоких снимках. Большинство имеющихся спектральных [5—7], фотометрических [4] и поляризационных [8, 9] наблюдательных данных от-

носятся к главному телу. В радиодиапазоне ($\lambda = 21$ см) NGC 2685 была исследована Шейном [10], обнаружившим две кинематические системы нейтрального водорода, одна из которых связана с системой полярных колец, а вторая — с протяженной внешней оболочкой. Оптические данные о системе колец и слабой внешней оболочке очень скудны. Целью данной работы является исследование внешней малоконтрастной оболочки и восполнение недостающих сведений о распределении поверхностной яркости и показателей цвета в кольцах.

2. *Наблюдательный материал и его обработка.* В настоящей работе использован тот же наблюдательный материал, что и в [4] (9 *UBV*-фотопластинок, по три в каждом цвете, полученных в прямом фокусе 2.6-метрового телескопа БАО АН Арм.ССР). Обработка фотопластинок была произведена заново. Измерение и запись на магнитную ленту были осуществлены на автоматическом микроденситометре АМД-1 в САО АН СССР. Размер измерительной диафрагмы составлял 30×30 мкм (0.65×0.65), шаг записи по сканам и отсчетам — 30 мкм, размер записанного участка — 512×512 .

Дальнейшая обработка была выполнена в ВЦ ЛГУ на ЕС-1033 с помощью комплекса программ цифровой обработки изображений протяженных объектов [11]. Она включала стандартные процедуры: переход от плотностей почернения к относительным яркостям, учет фона неба, сложение нескольких изображений, стандартизацию, определение показателей цвета. Для повышения точности поверхностной фотометрии и выявления слабой малоконтрастной внешней оболочки была произведена сглаживающая линейная фильтрация каждого изображения (частота среза фильтра $\omega_c = 4.4$ цикла/мм) и полиномиальная аппроксимация фона неба. Константы стандартизации определялись привязкой к фотоэлектрическим измерениям яркости фона неба, полученным одновременно со снимками галактики [4]. Точность определения констант стандартизации в полосах *B* и *V* ~ 0.1 — 0.2 , в полосе *U* — несколько хуже. Константы стандартизации показателей цвета найдены с точностью ~ 0.1 , так как при их определении меньше сказываются систематические ошибки.

Результаты нашей фотометрической обработки для главного тела хорошо согласуются с полученными ранее в работе [4]. Хорошо согласуются они также и с фотоэлектрическими измерениями Дресслера и Сендиджа [12] (см. далее рис. 6).

3. *Результаты.* Изофоты NGC 2685 в цветовых полосах *U*, *B* и *V* представлены на рис. 1—3. Распределение показателя цвета *B—V* дается на рис. 4.

3.1. *Главное тело.* Фотометрическое исследование главного тела NGC 2685 было выполнено в работе [4], здесь же мы остановимся на ранее не обсужденных его особенностях.

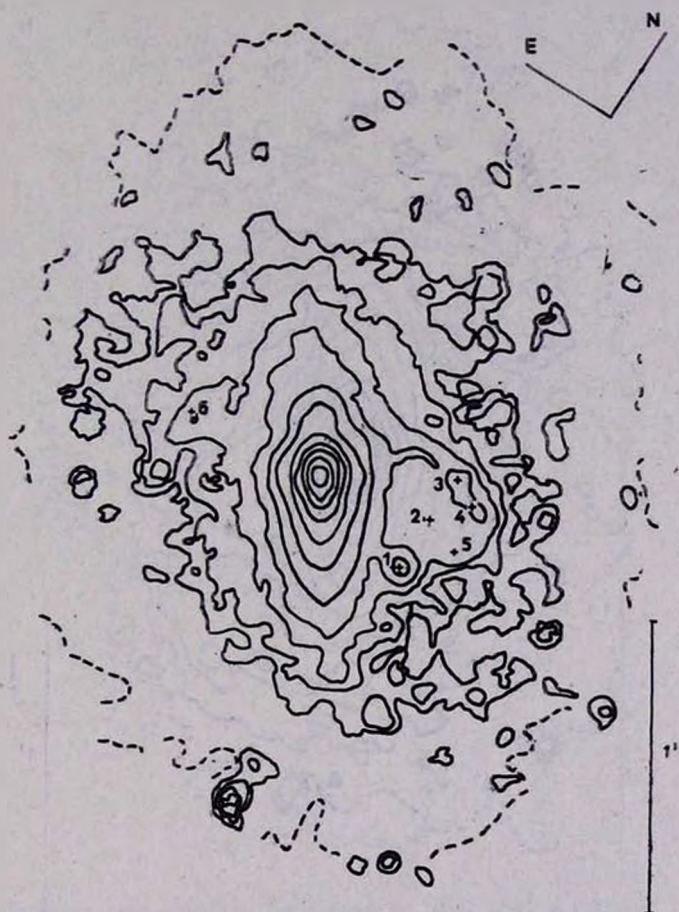


Рис. 1. Распределение поверхностной яркости NGC 2685 в цветовой полосе U . Ярчайшая непрерывная изофота соответствует поверхностной яркости 19.0, крайняя — 24.5, пунктир — 25.5. Шаг изофот — 0.5.

Поглощение света в темных полосах NE-части главного тела проявилось на наших картах в искривлении изофот и в увеличении градиента яркости, особенно заметного в цвете U . Сами полосы не выделились, так как после линейного сглаживания всех обрабатываемых изображений минимальный размер сохранившихся деталей $\sim 5''$.

О форме изофот главного тела галактики можно судить по ее не искаженной поглощением SW-половине. В цвете B и особенно в V форма изо-



фот близка к эллиптической. Рис. 5 иллюстрирует изменение ориентации эллипсов в картинной плоскости и их сжатия с изменением расстояния от центра. Позиционный угол большой оси p (штриховая линия) меняется

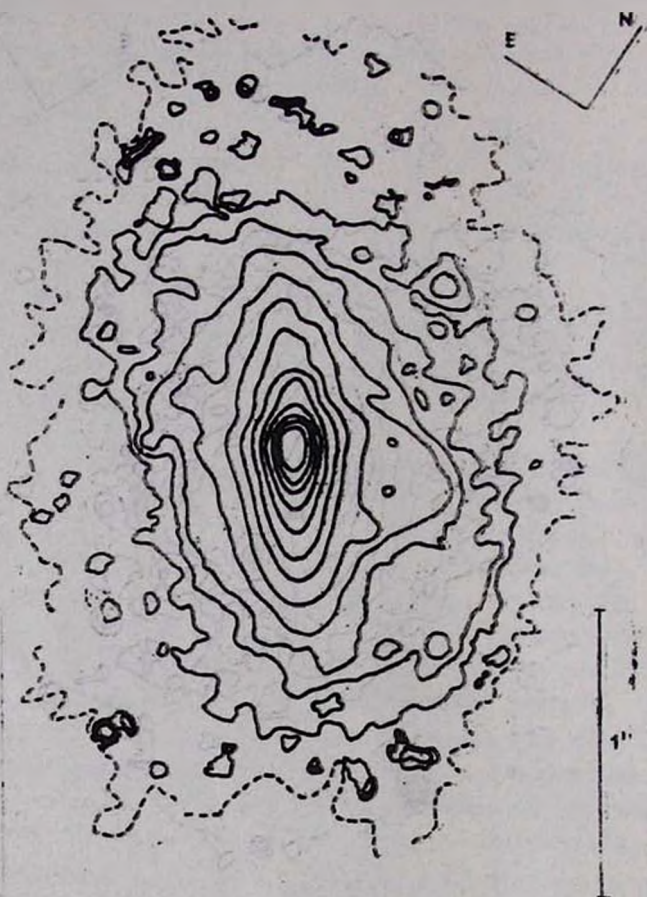


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости NGC 2685 в цветовой полосе В. Центральная непрерывная изофота — 19.0, крайняя — 24.5, пунктир — 25.5. Шаг изофот — 0.5.

мало — с удалением от центра он монотонно возрастает от 34° при $r = 10''$ до 40° на расстоянии $60''$. Сплошной линией на рисунке представлено поведение отношения размеров малой и большой полуосей. Внешний вид изофот, фотометрические разрезы вдоль большой и малой оси [4], высокая скорость вращения звездной составляющей и низкая дисперсия скоростей [7] — вся эта совокупность данных свидетельствует о линзовидности галактики. Еще одним подтверждением этого служит ход зависимости

отношения b/a от r на рис. 5. Зависимости такого вида характерны для двухкомпонентных систем типа S0, содержащих балдж и диск.

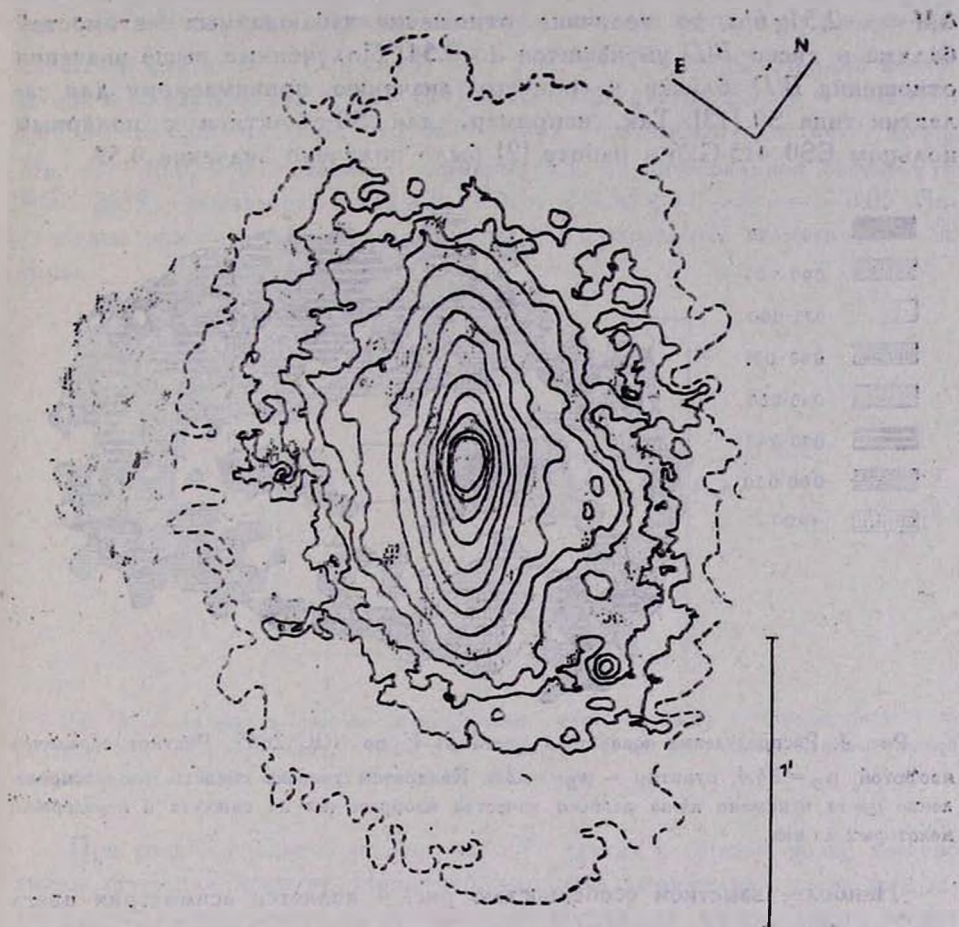


Рис. 3. Распределение поверхностной яркости NGC 2685 в фильтре V. Центральная непрерывная изобота — 18,5, крайняя — 24,0, пиксель — 25,5, шаг — 0,5.

Приняв стандартные распределения поверхностной яркости для балджа ($\sim r^{1/4}$) [и диска ($\sim e^{-ar}$)] мы представили фотометрический разрез вдоль большой оси галактики в цвете B суммой этих компонентов (рис. 6). Параметры балджа и диска, найденные методом наименьших квадратов, приведены в табл. 1.

Наблюдаемые абсолютные звездные величины балджа и диска в полосе B при $R = 17$ Мпк [10] составляют — 18,52 и — 18,60 соответственно. Абсолютная звездная величина главного тела NGC 2685 оказывается равной — 19,3.

Отношение наблюдаемой светимости балджа к светимости диска составляет в фильтре B 0.93. Если ввести поправку за наклон по формуле $\Delta M = -2.5 \lg b/a$, то величина отношения наблюдаемых светимостей балджа и диска B/D уменьшится до 0.54. Полученные выше значения отношения B/D близки к среднему значению, принимаемому для галактик типа $S0$ [13]. Так, например, для $S0$ -галактики с полярным кольцом $ES0\ 415-G26$ в работе [2] было получено значение 0.52.

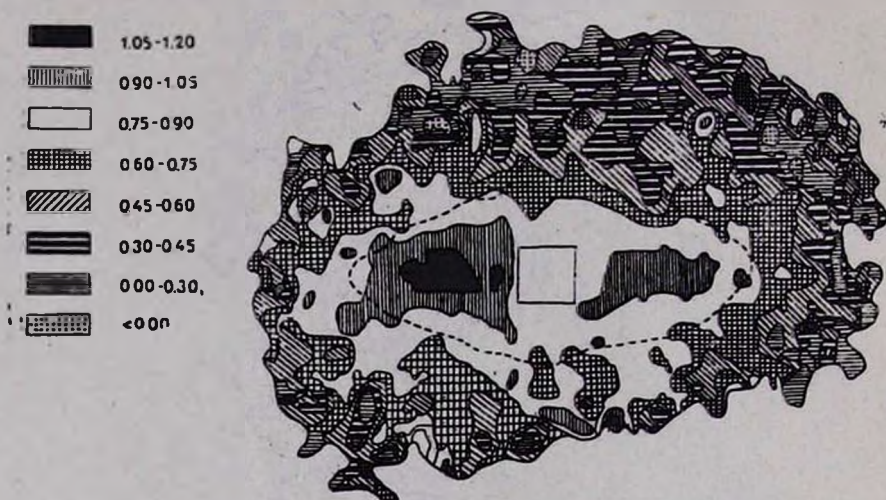


Рис. 4. Распределение показателя цвета $B-V$ по NGC 2685. Рисунок ограничен изофотой $\mu_B = 24.4$, пунктир — $\mu_B = 22.8$. Квадратом указана область, где распределение цвета искажено из-за разного качества изображения на снимках и передержки некоторых из них.

Наиболее заметной особенностью рис. 4 является асимметрия цвета относительно малой оси: NE-половина главного тела краснее ($B-V \approx +1.05$), чем SW-половина ($B-V \approx +0.95$), что объясняется селективным поглощением света пылью в области темных полос. Отметим, что наиболее красные части главного тела разделены в центре относительно более голубой полосой ($B-V \approx +0.8$), примерно совпадающей по направлению с малой осью. Цвет $B-V$ SW-части главного тела довольно постоянен и изменяется от $+1^m0$ до $+0^m8$ при изменении расстояния от ядра вдоль большой оси от $10''$ до $50''$.

3.2. Полярные кольца. Структура системы колец хорошо видна в цветах U и B . Размер большой оси самого яркого светящегося кольца в пределах изофоты $\mu_B = 23.0$ составляет около $80''$, позиционный угол $p \approx$

$\approx 100^\circ$. При определении интегральных характеристик кольца учитывались все детали, выступающие над главным телом галактики до изофоты $\mu_U = 23.0$. Получены следующие значения видимой яркости и средних показателей цвета: $B = 15.3$, $\overline{B-V} = +0.54$, $\overline{U-B} = -0.02$. Приняв поглощение в Галактике $A_B = 0.15$ [14] и избытки цветов $E_{B-v} = +0.04$ и $E_{U-v} = +0.03$, находим, что абсолютная светимость системы колец $M_{B_v} = -16.0$, что составляет примерно 3% от интегральной светимости NGC 2685, а показатели цвета $(B-V)_0 = +0.50$ и $(U-B)_0 = -0.05$. Полученные показатели цвета характерны для спиральных галактик Sb—Sc типов.

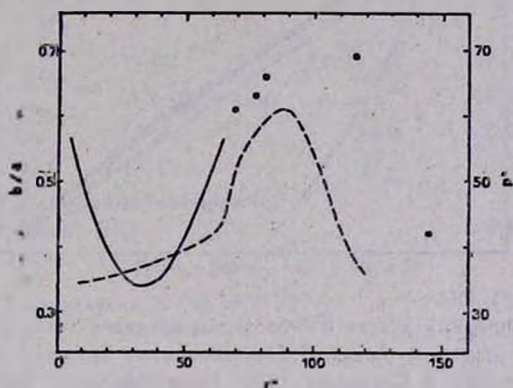


Рис. 5. Зависимость светимости (всперывная линия, кружки) и позиционного угла большой оси (пунктир) изофот NGC 2685 в полосе B от расстояния вдоль большей оси. Измерения выполнены по SW-половине галактики.

При тонкой градации изофот на UBV -картах в системе колец хорошо видны сгущения яркости. Например, наиболее выраженная часть (западная) кольца имеет довольно резкий край, состоящий из отдельных сгущений. Фотометрические характеристики наиболее ярких сгущений приведены в табл. 2, где в последнем столбце указана изофота, до которой производилось суммирование для данной конденсации. Номера сгущений приведены в соответствии с рис. 1. Звездочкой в таблице отмечен двойной сгусток.

Следует отметить, что приведенные в табл. 2 значения светимостей являются лишь нижней оценкой истинной светимости этих образований, так как нам не известна величина поглощения в самих кольцах. Существование же пыли в системе колец подтверждается, во-первых, обнаружением поляризации [8] с направлением, перпендикулярным к направлению колец и, во-вторых, наличием темных полос в NE-части главного тела, являющихся продолжением светлых волокон. Цвета и абсолютные величин-

ны сгущений яркости (их средние величины $\overline{B-V} = +0.45$, $\overline{U-B} = -0.3$ и $M_B = -12.6$) типичны для гигантских областей H II в ветвях спиральных галактик.

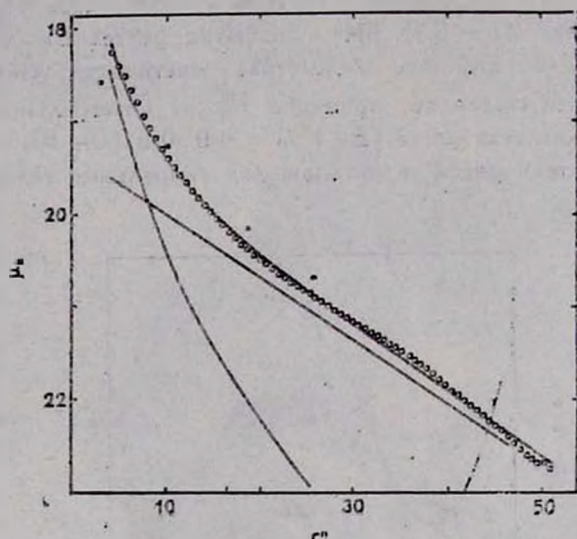


Рис. 6. Фотометрический разрез SW-полюсности главного тела галактики NGC 2685 вдоль большой оси в цветовой полосе B (незаполненные кружки). Заполненные кружки — измерения Дресслера и Сандиджа [12]. Непрерывными линиями изображены распределения яркости в блиде и диске (см. раздел 3.1), а также результирующее приближение наблюдаемого профиля яркости.

3.3. Слабосветящаяся оболочка. Изофота 25.5 лишь приблизительно очерчивает внешнюю оболочку (см. рис. 1—3). Четкой границы у нее нет и, по-видимому, в северном направлении она простирается за обработанную нами область фотоснимков. Если называть внешней оболочкой всю протяженную слабосветящуюся область, поверхностная яркость которой в полосе B не превышает 23.5, то, по нашему мнению, ее следует разделить на две подсистемы.

1) Внутренняя относительно яркая оболочка ($23.6 \leq \mu_B < 24.4$), развернутая на 20° относительно главного тела (обозначена (A) в табл. 1). Ей соответствует максимальное значение позиционного угла большой оси при $r = 90''$ на рис. 5. Размер большой оси в пределах изофоты 24.4 около $155''$. Видимая звездная величина и средняя поверхностная яркость этой подсистемы в фильтре B равны соответственно 14.65 и 24.0, а $M_B = -16.65$. По-видимому, эта оболочка имеет сравнительно резкий край и состоит из отдельных голубых волокон и аморфных уярчений, хорошо видимых на картах B и U . В цвете V оболочка кажется более однородной.

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ NGC 2685

Галактика в целом:

Расстояние, R (Мпк) [10]	17
Поглощение в Галактике, A_B [14]	0.15
Абсолютная зв. величина, M_B	-19.6
$(B - V)_T$ [16]	+0.85

S0-компонент:

Размер ($\mu_B = 23.5$)	$\sim 30'' \times 120''$
$(B - V)_0$	+0.95
$(U - B)_0$	+0.3
M_{B_0}	-19.45
Балдж μ_B^B 19.32	Диск μ_0^B 19.43
a_* 5.9 (0.49 кпк)	a^{-1} 16.1 (1.32 кпк)
b/a 0.6:	b/a 0.35
M_{B_0} -18.67	M_{B_0} -18.75

Отношение наблюдаемых светимостей

балджа и диска, B/D 0.93

Полярные кольца:

Большая полуось, a ($\mu_B = 23.0$)	40'' (3.3 кпк)
$(B - V)_0$	+0.50
$(U - B)_0$	-0.05
M_{B_0}	-16.0

Внешняя оболочка:

(A) 23.6 < μ_B < 24.4	(B) 24.4 < μ_B < 25.5
a ($\mu_B = 24.4$) 80'' (6.6 кпк)	a ($\mu_B = 25.5$) 2.5 (12.4 кпк)
μ_B 24.0	μ_B 24.8
M_{B_0} -16.65	$(B - V)_0$ +0.45
	M_{B_0} -16.5

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНДЕНСАЦИЙ В NGC 2685

№	B	B_0	$(B - V)_0$	$(U - B)_0$	M_{B_0}	μ_B
1	17.63	17.5	+0.4	-0.4	-13.7	22.5
2	18.72	18.6	+0.4	-0.1	-12.6	22.6
3	18.52	18.4	+0.4	-0.1	-12.8	22.6
4*	18.48	18.3	+0.5	-0.4	-12.9	22.7
5	19.34	19.2	+0.4	-0.3	-12.0	22.7
6	19.58	19.4	+0.5	-0.4	-11.8	22.9

Показатели цвета внутренней оболочки близки к средним показателям цвета полярного кольца, но имеется и ряд более голубых аморфных уярчений. Наряду с этим в западной части оболочки наблюдаются детали с показателем цвета $U-B$ более красным, чем $+0.^m4$. Эти области частично захватывают SW-край галактики. На прямых снимках NGC 2685 (см., например, [15]) в этом районе заметно падение яркости и, возможно, здесь тоже проходит пылевая полоса.

Приняв во внимание разворот внутренней оболочки относительно главного тела, наличие пыли и совпадение показателей цвета со средними значениями для полярных колец, мы пришли к заключению, что эта подсистема скорее связана с полярными кольцами, чем с внешней эллиптической оболочкой.

2) Наружная более слабая оболочка, ограниченная изофотами $24.4 < \mu_B \leq 25.5$ (обозначена (B) в табл. 1). Возможно, оболочка простирается и дальше, но ее край очень размыт и при определении видимой звездной величины и других ее характеристик суммирование производилось до изофоты $\mu_B = 25.5$. Средняя поверхностная яркость этой оболочки 24.8, а ее абсолютная светимость $M_B = -16.5$. Размер большой оси оболочки около $5'$, а направление вытянутости примерно совпадает с направлением большой оси главного тела (черный кружок на рис. 5, соответствующий $\gamma = 145''$). Отметим, что в цвете U сжатие оболочки меньше, чем в B и V . На снимках в B на северо-восток и, вероятно, на юго-запад от примерно эллиптической оболочки тянутся слабые хвосты. Слабое волокно, тянущееся на северо-восток, совпадает с вытянутостью на радиокarte в линии 21 см [10].

Характерный цвет $B-V$ наружной оболочки $+0.45$, но дисперсия значений велика. Показатель цвета $U-B$ изменяется в широких пределах от -0.6 до $+0.2$, более красные участки редки. Частично большой разброс значений объясняется плохой точностью фотометрии для столь низких значений поверхностной яркости, однако можно утверждать, что средние значения показателей цвета внешней оболочки близки к цветам, полученным для сгущений яркости в системе колец.

На карте в полосе B (рис. 2) обращает на себя внимание цепочка конденсаций, имеющих неправильную, часто вытянутую форму. В NE-части оболочки большая часть этих сгущений ложится на дугу эллипса. Для двух средних по яркости сгущений были найдены интегральные характеристики: их абсолютные светимости в B оказались равными -10.5 — -10.8 , а показатель цвета $B-V \approx +0.2$. По этим характеристикам сгущения яркости близки к ассоциациям молодых звезд в БМО.

Полученные в настоящей работе фотометрические характеристики NGC 2685 и ее подструктур суммированы в табл. 1.

4. **Обсуждение.** Из восьми галактик с полярными кольцами, приведенных в [1], лишь у NGC 2685 размер системы колец существенно меньше размера главного тела. По своей структуре система кольцевых волокон в этой галактике также заметно отличается от подобных образований в других, более далеких S0-галактиках — геометрически тонких и, как правило, одиночных колец или дисков. Эти очевидные отличия приводят к выводу о том, что система полярных колец в NGC 2685 находится, вероятно, в стадии формирования или, наоборот, разрушения.

Среди гипотез образования полярных колец наибольшее число сторонников имеет гипотеза об образовании колец вследствие аккреции вещества из межгалактического облака или из соседней галактики. Различаются две возможности: 1) захват и погружение соседней карликовой галактики, богатой газом и пылью, и 2) аккреция части вещества сближающейся галактики вследствие приливного взаимодействия. Шейн [10], вслед за Тумре [17], рассматривает захват карликовой галактики или межгалактического облака, двигавшегося почти параллельно оси вращения S0-галактики. В этом случае эффект дифференциальной прецессии незначителен, основная масса газа не может быстро осесть к экваториальной плоскости галактики, но динамическое трение с газом в дисковой составляющей линзы, а также взаимодействие со звездным ветром приводят к потере углового момента. Так может появиться туго закрученная спираль из газа и пыли, охватывающая главное тело. Перечислим основные трудности, с которыми встречается эта гипотеза в случае NGC 2685:

1) Если считать кольца спирали лежащими в одной плоскости, то ее истинные размеры должны заметно превосходить видимые.

2) Центр галактики не совпадает с центром системы спиральных волокон.

3) Относительное положение светящихся ветвей и пылевых полос на фоне NE-части главного тела имеет систематическое различие, характерное для спиральных галактик.

4) Средние цвета выступающих над телом галактики частей кольца характерны для спиралей Sb—Sc-типов. Цвета и абсолютные звездные величины сгущений яркости в кольце типичны для гигантских областей H II в ветвях спиральных галактик.

Последние три обстоятельства позволяют предположить, что наблюдаемая картина скорее объясняется столкновением линзовидной галактики со спиральной. Остаются загадочными возможная некомпланарность колец и вращение звезд и газа вдоль малой оси в разных направлениях.

Что же касается внешней оболочки, то кажется вполне разумным предположение Шейна [10], считающего, что внешнее кольцо может быть значительно более старым, чем полярные кольца и могло быть образовано

в результате столкновения с межгалактическим облаком или сохраниться с эпохи формирования галактики.

Для дальнейшего продвижения в исследовании NGC 2685, на наш взгляд, большое значение имеет изучение структуры протяженной внешней оболочки и динамики системы полярных колец, для чего необходимы новые фотометрические и спектральные наблюдения высокого качества.

Ленинградский государственный
университет

DETAIL SURFACE PHOTOMETRY OF THE GALAXY WITH POLAR RING NGC 2685

V. V. MAKAROV, V. P. RESHETNIKOV, V. A. YAKOVLEVA

Absolute surface *UBV*-photometry of the peculiar galaxy NGC 2685 is provided. Integral magnitudes and colour indices of the "main body", polar rings and outer envelope are obtained. The buldge and disk components are distinguished in the spindle and this is one more argument that NGC 2685 is a normal lenticular galaxy seen nearly edge-on. The colours of the polar rings ($U-B = -0.05$, $B-V = +0.50$) are very similar to those of Sb-Sc galaxies. These rings may be caused by interaction of the spiral galaxy with a S0 companion. The outer envelope consists of two subsystems, probably of different origin.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Schweizer, B. C. Whitmore, V. C. Rubin, *Astron. J.*, 83, 909, 1983.
2. B. C. Whitmore, D. B. McElroy, F. Schweizer, *Astrophys. J.*, 314, 439, 1987.
3. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Astrophys. J.*, 130, 20, 1959.
4. В. А. Газен-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, *Астрофизика*, 19, 599, 1983.
5. M.-H. Demoulin, *Comp. Rend. Acad. Sci.*, 260, 3287, 1965.
6. M.-H. Ulrich, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 87, 965, 1975.
7. P. L. Schechter, J. E. Gunn, *Astron. J.*, 83, 1360, 1978.
8. A. Elvius, *Astrophys. and Space Sci.*, 55, 49, 1978.
9. В. А. Газен-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 8, 1979.
10. W. W. Shane, *Astron. and Astrophys.*, 82, 314, 1980.
11. В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева, *Тр. АО АГУ*, 41, 112, 1987.
12. A. Dressler, A. Sandage, *Astrophys. J.*, 265, 664, 1983.
13. F. Simien, C. de Vaucouleurs, *Astrophys. J.*, 302, 564, 1986.
14. D. Burstein, C. Heiles, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 33, 1984.
15. A. R. Sandage, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Washington, 1961.
16. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. Texas, Austin, 1976.
17. A. Toomre, in "The Evolution of Galaxies and Stellar Populations", ed. B. Tinsley, R. B. Larson, New Haven. Yale Univ. Observ., 401, 1977.

УДК: 524—355

СОПОСТАВЛЕНИЕ НЕОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ЛИНИЙ
ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ
С НЕОТОЖДЕСТВЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ
В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД

И. Е. ВАЛЬЦ

Поступила 21 октября 1987

Принята к печати 14 января 1988

В работе рассматривается возможность отделить часть неотожествленных линий спектров квазаров от «леса Ly » путем сопоставления их с неотожествленными линиями спектров звезд. В случае квазара 2351—154 для уверенной абсорбционной системы с $z_a = 2.6775$ наблюдается превышение числа совпадений линий спектра квазара с линиями спектра ζ Pup. Восемь линий спектра квазара, которые совпали с линиями спектра ζ Pup, ранее не были отождествлены.

Абсорбционные линии в оптических спектрах квазаров в настоящее время являются практически единственным источником сведений о физическом состоянии вещества в межгалактической среде. Несмотря на большое количество квазаров, обнаруженных к настоящему времени (более 3000 на 1987 г.), квазаров с линиями поглощения известно не более 500. Для них опубликовано всего около 100 спектров, причем не более 50 имеют число линий, достаточное для отождествления с некоторой степенью надежности.

С хорошим спектральным разрешением — $\Delta\lambda \approx 0.8 \text{ \AA} - 2 \text{ \AA}$ — получено не более трети абсорбционных спектров; обычно в них отождествляются несколько абсорбционных систем, насчитывающих от двух до десяти линий, в исключительных случаях — больше десятка линий. Уверенных систем в каждом спектре — одна-две, остальные системы относятся к системам низкой степени надежности. В работе [1] мы обратили внимание на то, что системы, отождествленные с низкой степенью надежности, не подтверждаются при улучшении спектрального разрешения.

Таким образом, строго говоря, наблюдательный материал по абсорбционным линиям в спектрах квазаров, на основе которого можно было бы сделать более или менее правильные выводы о физических свойствах поглощающего газа, в настоящий момент довольно беден. В теоретических

работах привлекают к анализу все системы линий поглощения, как правило, с одинаковым весом, не обращая особого внимания на различные градации надежности отождествления систем. Такой подход сильно снижает ценность теоретических моделей. Поэтому повышение степени надежности отождествления линий и увеличение числа отождествленных линий — задача не последней важности в спектроскопии квазаров.

Одной из главных трудностей в отождествлении абсорбционных линий в спектрах квазаров является, конечно, разброс по z . Однако в звездных спектрах, все линии которых находятся в системе покоя, тоже имеются неотожествленные линии. Например, на 200 отождествленных линий в спектре звезды ζ Pup [2] приходится 52 неотожествленных, на 252 отождествленных в спектре ζ Oph [3] — 45 неотожествленных. Возможно, что в случае ζ Oph и некоторых других звезд неотожествленные линии являются слабыми линиями железа Fe II, других низкоионизованных атомов, например, Si, или линиями молекул, силы осцилляторов которых определены не очень надежно. В случае ζ Pup, на которую проектируется менее плотное облако, спектр поглощения формируется более высокоионизованными ионами, для линий которых спектроскопические таблицы должны быть достаточно полными. Поэтому ситуация с ζ Pup остается неясной [2].

Если считать, что большинство узких абсорбционных линий в спектрах квазаров формируется в межзвездной среде галактик, находящихся на луче зрения между наблюдателем и квазаром, можно ожидать, что спектры линий поглощения квазаров и звезд Галактики будут подобны. В общих чертах спектры линий поглощения звезд ζ Oph (плотное холодное облако) и ζ Pup (разреженная межоблачная среда, зона H II) можно было бы считать эталонными для сравнения со спектрами «низкоионизованных» систем и систем «промежуточной» стадии ионизации, характерных для абсорбционных спектров квазаров. При этом возможно, что сходными окажутся не только отождествляемые линии спектров, но и те детали, которые не удастся отождествить по причине недостаточно высокого качества спектроскопических таблиц. В данной работе мы решили сопоставить именно неотожествленные детали спектров квазаров с неотожествленными деталями спектров звезд (сопоставление с отождествленными линиями мы приведем в другой работе).

Списки звездных линий, которые мы брали для сравнения, приводятся в работах Мортонa [2] — ζ Pup и [3] — ζ Oph. Поскольку длины волн неотожествленных линий звездных спектров заключены в пределах от 960 Å до 1390 Å, имеет смысл проводить сопоставление этих линий с линиями в спектрах квазаров только для самых далеких абсорбционных систем. Мы отобрали для нашей цели квазары (см. ниже), в которых имеются абсорбционные системы с $z_a > 2$ и спектры которых получены с раз-

решением $\Delta\lambda$ не хуже 2.0 Å. Отождествление линий проводилось по стандартной методике: вычислялась длина волны $\lambda_i = \lambda_0 \cdot (1+z)$ и сопоставлялась с наблюдаемой. Линия считалась отождествленной, если $|\lambda_i - \lambda_0| \leq \Delta\lambda$. Процедура проводилась не по всему спектру квазара, а только в рамках абсорбционных систем: $z_a \pm 0.01$, шаг процедуры $\Delta z \approx 0.0001$ (зависит от разрешения).

Перейдем к описанию результатов.

PKS 0424—131. Спектр из работы Робертса и др. [4], $z_e = 2.165$. Имеется 18 абсорбционных систем с z_a от 0.7472 до 2.1752. Поскольку z_a малы, сопоставление возможно только с линиями ζ Pup (спектр неотжествленных линий ζ Pup более длинноволновый, чем ζ Oph). Превышение числа совпадений над средним уровнем около 3σ заметно для уверенной системы с $z_a = 2.1333$ (на $z_a = 2.1281$ совпало 10 линий из 26 возможных; средний уровень совпадений, — 3—4 линии) и около 2σ для возможной системы с $z_a = 2.1505$ (на $z_a = 2.1504$ совпало 8 линий из 26 возможных при том же среднем уровне).

MC5 0824+110. Спектр работы Робертса и др. [4], $z_e = 2.278$. 11 абсорбционных систем, из них 4 уверенных: $z_a = 0.4990, 1.6229, 2.1090, 2.1803$. 2 далекие системы формируются в высокоионизованных областях, поэтому совпадений линий с линиями спектров звезд, вообще говоря, быть не должно. В самом деле, ни для одной из систем не наблюдается превышения числа совпадений линий над средним уровнем

MC 1226+105. Спектр из работы Робертса и др. [4], $z_e = 2.296$, 4 системы линий поглощения. Подходящая по z_a для нашего исследования относится к классу возможных ($z_a = 2.1981$), отождествлена по трем линиям — L_a и дублету C IV, представляющему собой широкую десталь в спектре. Превышения числа совпадений линий квазара с линиями ζ Pup над средним уровнем не обнаружено.

PKS 0457+024. Спектр из работы Робертса и др. [4], $z_e = 2.384$. 8 абсорбционных систем, 2 системы с достаточно большими z_a (2.3385 и 2.8567) низкой степени надежности. Превышение числа совпадений над средним уровнем ($> 2\sigma$) имеется для системы с $z_a = 2.3385$ при $z_a = 2.3410$ и для системы с $z_a = 2.8567$ при $z_a = 2.8504$ при сравнении со спектром ζ Pup.

Q 0453—423. Спектр из работы Саржента и др. [5], $z_e = 2.656$. 6 абсорбционных систем, 4 уверенных. Спектр получен с разрешением 0.8 Å, средний уровень случайных совпадений низкий. Незначительное превышение над средним уровнем ($> 2\sigma$) обнаружено только для уверенной системы с $z_a = 2.2765$ на $z_a = 2.2705$ при сравнении со спектром ζ Pup.

MC 2351—154. Спектр из работы Робертса и др. [4], $z_e = 2.665$. 11 абсорбционных систем, из них 3 имеют достаточно большие z_a : 2.0949, 2.6447 — системы низкой достоверности и 2.6775 — уверенная система. В пределах этой системы с несколько смещенным z_a (2.6786) имеется максимум, выходящий за уровень 3σ при сопоставлении спектра квазара со спектром ζ Pup.

PHL 957. Мы скомпилировали спектр из двух спектров, полученных с разным разрешением: от $\lambda = 3100 \text{ \AA}$ до $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ — спектр Колемаана и др. [6]; от $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ до $\lambda = 5100 \text{ \AA}$ — спектр Саржента и др. [7]. Разрешение в первой части спектра $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA}$, во второй — $\Delta\lambda = 0.8 \text{ \AA}$; $z_e = 2.69$. По Колеману, спектр содержит 5 абсорбционных систем, данная система с $z_a \sim 2.30$, отождествленная Колеманом как «уверенная», подтвердилась Саржентом при улучшении разрешения. Превышение числа совпадений на уровне $> 2\sigma$ при сравнении со спектром ζ Pup имеется для $z_a = 2.3182$: отличие от z_a уверенной системы довольно велико.

Q 0002—422. Спектр из работы Саржента и др. [5] $z_e = 2.763$. 5 абсорбционных систем, 3 далеких: $z_a = 2.1683$ (возможная), $z_a = 2.3018$ (уверенная), $z_a = 2.4641$ (вероятная). Незначительное превышение числа совпадений над средним уровнем ($\approx 2\sigma$) наблюдается для системы $z_a = 2.4641$ при $z_a = 2.4587$.

PKS 0528—250. Спектр из работы Мортон и др. [8], $z_e = 2.765$. Имеются 3 системы линий поглощения: $z_a = (2.81322 \text{ и } 2.81100)$, 2.53758, 2.14077. Ни в одном случае не обнаружено превышение числа совпадений $> 2\sigma$ ни для спектра ζ Ori, ни для спектра ζ Pup.

4C 0534. Спектр из работы Чен-Ян-шента и др. [9], $z_e = 2.8772$, 5 систем линий поглощения: 2 уверенных, $z_a = 2.87717$ и $z_a = 2.47568$; три возможных с $z_a < 2$. Превышения числа совпадений $> 2\sigma$ имеются в пределах системы $z_a = 2.47$ для ζ Ori и ζ Pup и в пределах системы $z_a = 2.87$ для ζ Pup на нескольких значениях z_a , поэтому, даже если какой-либо максимум является реальным, его трудно отличить от случайного, т. к. все максимумы приблизительно одинаковой величины.

MC5 0830+115. Спектр из работы Робертса и др. [4], $z_e = 2.974$. 3 абсорбционные системы с $z_a = 2.1247$, 2.2168 (уверенные) и с $z_a = 2.7664$ — вероятная. Превышение числа совпадений на уровне 2σ имеется только для системы $z_a = 2.7664$ при $z_a = 2.7090$ для спектра ζ Ori.

PKS 2126—158. Спектр из работы Янга и др. [10], $z_e = 3.28$. 5 систем линий поглощения, из них 4 — с $z_a < 2$: 2.3938 (4 линии), 2.6381 (14 линий, уверенная система), 2.7685 (16 линий, уверенная система), 3.1668 (6 линий). Превышения числа совпадений над средним уровнем не обнаружено.

Перейдем к обсуждению результатов. Из исследованных нами 35 абсорбционных систем в абсолютном большинстве случаев превышение числа совпадений над средним уровнем не выходит за уровень 2σ и, скорее всего, носит случайный характер. Мы остановимся подробнее только на одной абсорбционной системе: квазар 2351—154, уверенная абсорбционная система $z_a = 2.6775$, спектр звезды ζ Pup.

В спектре этого квазара имеется 114 линий поглощения, из которых отождествлено 42 линии с низкой степенью надежности. Уверенная система при $z_a = 2.6775$ включает в себя 7 линий: L_a , одну блендированную линию дублета NV 1238 — другая не обнаружена, две линии дублета C IV, одну линию Si III 1206 (в бленде) и две линии дублета Si IV ($\lambda\lambda$ 1393, 1402). Система, таким образом, формируется в области высокоионизованного газа. Сопоставление возможно только с 30 линиями ζ Pup, для которых $\lambda > 1133 \text{ \AA}$. При $z_a = 2.6786$ совпали следующие линии:

Таблица 1

2351—154	ζ Pup	$\lambda_{\text{кв}} - \lambda_{\text{зв}}$
$\lambda_{\text{набл.}} (\text{\AA})$	$\lambda_{\text{набл.}} (\text{\AA})$	(\AA)
4194.6	1140.269 1140.521	0.00 —0.69 при $z_a = 2.684$
4283.23	1164.177 1164.275 1164.462	0.68 0.91 —0.35
4490.45	1120.502 1220.752	0.72 —0.20
4511.1	1226.246	—0.22
4542.36	1235.014	—0.75
4655.0	1265.378	0.17
4880.22	1326.732	—0.29
5088.03	1383.720	—0.25

Ни одна из линий спектра квазара, приведенная в табл. 1, не была отождествлена ранее. Средний уровень совпадений при данном z составляет 2—4 линии. Поскольку уверенная система $z_a = 2.6775$ содержит всего 7 линий, 4—5 линий, которые можно было бы приписать ей на основании подобного сопоставления, составили бы значительную долю отождествлений в системе — около 30%. Некоторое расхождение в z_a можно объяснить неточностью в определении центров линий, неточностью в определении красных смещений или реальным несовпадением поглощающих областей. Так как система $z_a = 2.6775$ формируется, по-видимому, в области высокоионизованного газа, а облако, проектирующееся на ζ Pup — более

холодное и может ассоциироваться с близкой к основному z_a , но другой поглощающей областью. То есть несовпадение поглощающих областей в данном случае вполне допустимо.

Выводы. Итак, мы рассмотрели возможность сопоставления неотожествленных линий спектров квазаров и неотожествленных линий спектров звезд. Поскольку большинство линий поглощения в спектре ζ Ori имеет длину волны короче 1000 Å, практически можно было проводить сопоставление только с линиями поглощения ζ Pup. Существенных превышений числа совпадений над средним уровнем не обнаружено, но в случае квазара 2351—154 число таких совпадений в пределах уверенной системы несколько выше, чем для других спектров. Интересно, что все выделенные нами линии спектра этого квазара относятся к числу неотожествленных.

Конечно, подобное сопоставление абсорбционных линий спектров квазаров и линий спектров звезд можно рассматривать только как слабую попытку «отвоевать» у «леса L_a » хотя бы несколько линий в пользу абсорбционных систем. Однако для более далеких абсорбционных систем, которые, возможно, будут обнаружены, этот метод может сыграть роль более существенную.

Институт космических исследований
АН СССР

COMPARISON OF UNIDENTIFIED ABSORPTION LINES OF QUASAR SPECTRA WITH UNIDENTIFIED LINES OF STELLAR SPECTRA

I. E. VAL'TTS

A possibility to separate part of unidentified lines in QSO spectra from "Lyman- α forest" by comparing them with unidentified lines in stellar spectra is discussed. The higher number of line coincidences between QSO spectrum and ζ Pup spectrum over their mean value is observed for the certain absorption system with $z_a = 2.6775$ in the case of QSO 2351-154. Eight QSO lines which coincide with lines of ζ Pup spectrum have not been identified earlier.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Вальтц. Препр. ИКИ АН СССР, № 1224, 1987.
2. D. C. Morton, *Astrophys. J.*, 222, 863, 1978.
3. D. C. Morton, *Astrophys. J.*, 197, 77, 1975.

4. *D. H. Roberts, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, A. H. Crowne et al.*, *Astrophys. J.*, **224**, 344, 1978.
5. *W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, R. F. Carswell, J. A. J. Whelan*, *Astrophys. J.*, **230**, 49, 1979.
6. *G. Coleman, R. F. Carswell, P. A. Strittmatter et al.*, *Astrophys. J.*, **207**, 1, 1976.
7. *W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, D. Tytler*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **42**, 41, 1980.
8. *D. C. Morton, Chen Jian-sheng, A. E. Wright, B. A. Peterson, D. L. Jauncey*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **193**, 359, 1980.
9. *Chen Jian-sheng, D. C. Morton, B. A. Peterson, A. E. Wright, D. L. Jauncey*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **196**, 715, 1981.
10. *P. J. Young, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, R. F. Carswell, J. A. J. Whelan*, *Astrophys. J.*, **229**, 891, 1979.

УДК: 524.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛАКТИК В ОПТИЧЕСКОМ И ИК-ДИАПАЗОНАХ

Ю. И. ИЗOTOB, И. Ю. ИЗOTOBA

Поступила 16 марта 1988

Принята к печати 1 мая 1988

Проведено статистическое исследование галактик Маркаряна в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах. Результаты исследования сравниваются с данными, полученными для галактик из скопления Девы. Построены функции ИК-светимости галактик Маркаряна, учитывающие верхние границы измеренных потоков. Показано, что зарегистрированные и не зарегистрированные спутником IRAS сейфертовские галактики по своим светимостям в оптическом и дальнем ИК-диапазонах не различаются, тогда как H II-галактики, не зарегистрированные на IRAS, имеют в среднем меньшие светимости как в оптическом, так и в дальнем ИК-диапазонах. Галактики Маркаряна имеют большие температуры пыли, чем галактики в Деве. Скорость звездообразования в галактиках Маркаряна в несколько раз выше, чем в нормальных спиральных галактиках.

1. Введение. Галактики Маркаряна, характеризующиеся избытками излучения в ультрафиолетовом диапазоне, привлекают в последние годы внимание как объекты, в которых происходят процессы активного звездообразования. Некоторые из них содержат активные ядра и относятся к сейфертовским галактикам, однако большинство галактик имеют спектры с узкими эмиссионными линиями, характерными для зон ионизованного водорода. С появлением наблюдений, проведенных на инфракрасном спутнике IRAS, представилась возможность детального исследования галактик Маркаряна в дальнем ИК-диапазоне, наиболее удобном для изучения областей звездообразования.

Такие исследования свойств галактик Маркаряна в дальнем ИК-диапазоне проводились в ряде работ. В [1] показано, что светимость галактик Маркаряна со вспышками звездообразования в дальнем ИК-диапазоне L_{FIR} в ~ 5 раз больше светимости спиральных галактик из скопления Девы. Отношение светимости L_{FIR} к светимости в оптическом диапазоне L_B в сейфертовских галактиках в несколько раз больше, чем у нормальных

галактик из мини-обзора по каталогу Shapley-Ames [2, 3]. В [4] показано, что излучение сейфертовских галактик в дальнем ИК-диапазоне не связано с активным ядром, а обусловлено переработкой пылью излучения молодых массивных звезд в областях звездообразования. Галактики с активным звездообразованием (H II-галактики) по своим свойствам в дальнем ИК-диапазоне не отличаются от сейфертовских галактик [2]. Однако в [5] показано, что галактики Sy 2 имеют большие, чем галактики типа Sy 1 и H II, избытки инфракрасного излучения L_{FIR}/L_B , что, по-видимому, связано с экранированием активного ядра пылевым слоем. В [6] установлено, что излучение голубых компактных галактик в дальнем ИК-диапазоне, часть из которых входит в список Маркаряна, обусловлено излучением пыли в областях ионизованного водорода, а не в гигантских молекулярных облаках.

В работе [7] исследуются процессы формирования звезд в активных карликовых галактиках. Установлена тесная корреляционная связь $L_{FIR}-L_B$; сравниваются коротко- и долгопериодичная скорости звездообразования; показано, что эффективность звездообразования у активных карликовых галактик и Галактики сравнима.

В перечисленных работах исследования проводились для отдельных выборок из списка Маркаряна. В данной работе делается сравнительный анализ физических характеристик галактик из всего списка Маркаряна в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах, получены функции светимости в ИК-диапазоне. Более половины галактик Маркаряна не были зарегистрированы при наблюдениях на IRAS. Одной из задач данной работы является выяснение причины их ненаблюдаемости.

2. *Данные каталога точечных источников IRAS.* В каталоге точечных источников IRAS содержатся данные о потоках излучения для 622 галактик Маркаряна, зарегистрированных, по крайней мере, в одной из четырех полос на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм. Информация об ИК-излучении галактик была предоставлена Центром астрономических данных Астрономического совета АН СССР. Результаты наблюдений в оптическом диапазоне содержатся в работах [8—23]. Формулы расчета абсолютных характеристик излучения галактик в оптическом и инфракрасном диапазонах приведены в приложении.

Для анализа характеристик галактик Маркаряна в настоящей работе отобраны объекты с уверенно измеренными потоками излучения на длинах волн 60 и 100 мкм. Все галактики в соответствии с [12] были разделены на две группы. К первой группе отнесены галактики Сейферта, условно обозначим их IRS (78 объектов), ко второй — IRE-галактики с узкими эмиссионными линиями в спектре, представляющие, в основном, H II-галактики (271 объект).

Аналогично, незарегистрированные в дальнем ИК-диапазоне галактики Маркаряна также разделены на 2 группы: галактики Сейферта ndS (78 объектов) и Н II-галактики ndE (381).

Для расчета верхних пределов светимостей L_{FIR} галактик, не зарегистрированных в дальнем ИК-диапазоне, были приняты, согласно [3], пороговые значения плотностей потоков на 60 и 100 мкм, равные соответственно 1 и 2 Ян.

3. *Функции светимости галактик Маркаряна в оптическом диапазоне.* Данные о звездных величинах галактик Маркаряна неоднородны и включают фотометрические, фотографические значения, а также грубые оценки для слабых объектов. Поэтому для выяснения причины ненаблюдаемости ndS и ndE -галактик аппаратурой IRAS были исследованы только галактики с фотометрическими звездными величинами.

Таблица 1

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА С ИЗВЕСТНЫМИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ЗВЕЗДНЫМИ ВЕЛИЧИНАМИ

Тип	T_d K	$B-V$	$U-B$	$\lg L_B$ врг с ⁻¹	$\lg L_{\text{FIR}}$ врг с ⁻¹	$\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_B}$	m_B
IRS	39.9(64)	0.75(63)	-0.07(63)	44.9(58) 44.4(80)*	44.2(58)	-0.7(58) - .2*	13.9
IRE	37.0(70)	0.60(70)	-0.13(70)	44.2(70) 43.3(97)	43.8(70)	-0.5(70) + .5	13.9
ndS		0.74(53)	-0.23(53)	44.7(53) 44.0(55)	44.0(53)	-0.7(55) 0	14.9
ndE		0.56(55)	-0.14(55)	43.3(55) 41.9(55)	42.9(55)	-0.5(55) +1.0	15.1

*Среднее значение с учетом селекции наблюдений.

Средние характеристики галактик с известными фотоэлектрическими звездными величинами m_B приведены в табл. 1. В среднем незарегистрированные галактики Маркаряна на одну звездную величину слабее, что может быть вызвано двумя причинами: либо большей удаленностью, либо меньшей светимостью. Средние величины, приведенные в табл. 1, из-за эффектов селекции, обусловленных ограниченной чувствительностью наблюдений, не совсем отражают истинную картину. Необходимо получить функцию светимости (ФС), учитывающую эффекты селекции наблюдений. Детальное исследование функции светимости сейфертовских галактик проведено в работах [24—26]. Для определения функции светимости в настоящей работе использован метод Неймана и Скотт [27], усовершенствованный и подробно описанный Терезижем [24].

В данной работе по методу, использованному в [24], исследована полнота выборки галактик Маркаряна. Получено, что выборки для IRS и IRE-галактик полные до $m \leq 13^m.5$, для ndS и ndE-галактик — до $m \leq 14^m.5$.

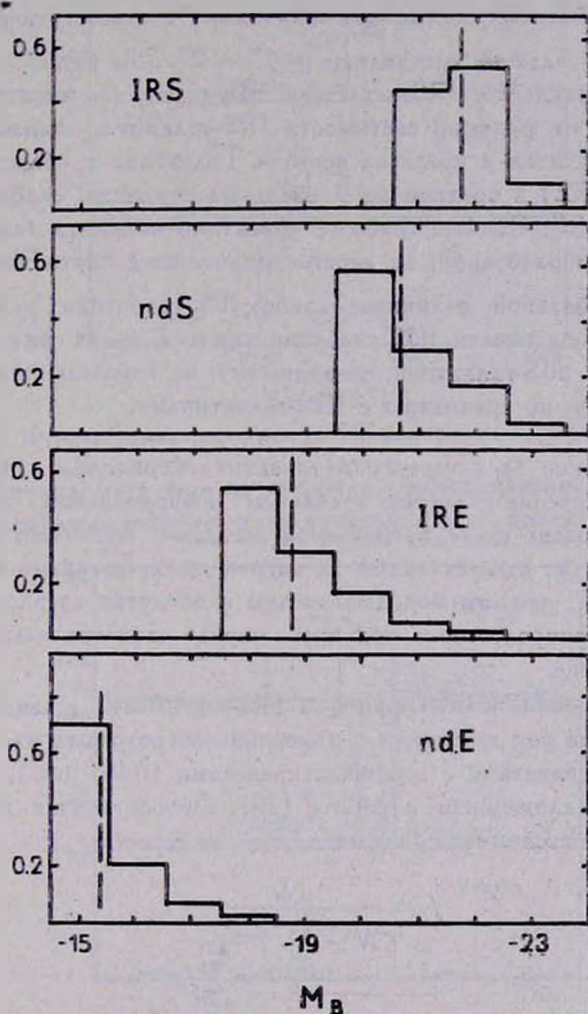


Рис. 1. Дифференциальные функции оптической светимости галактик Маркаряна.

На рис. 1 приведены дифференциальные функции светимости в интервале $-15^m.5 \geq M_B \geq -24^m.5$ и средние значения M_B для всех типов галактик. Вид функции светимости существенно зависит от распределения галактик низкой светимости и может быть подвержен случайным ошибкам. Поэтому при расчете функции светимости не учитывались те интервалы с галактиками низкой светимости, в которых

число галактик меньше 5. Сравнение результатов с учетом и без учета наблюдательной селекции показывает, что среднее значение M_V для всех IRE-галактик, входящих в каталог Маркаряна, без учета селекции занижено на 2—3^m, для IRS-галактик — на ~ 1^m. Для галактик с известными фотоэлектрическими звездными величинами соответствующие значения для IRE и IRS-галактик составляют ~ 1^m — 2^m. Как видно из рис. 1, самыми яркими являются IRS-галактики. Функция светимости pdS-галактик отличается от функции светимости IRS-галактик, однако различия невелики и находятся в пределах ошибок. Галактики с областями звездообразования (IRE) в среднем на 3 звездные величины слабее сейфертовских галактик IRS. Самыми слабыми объектами являются галактики с областями звездообразования, не зарегистрированные спутником IRAS, которые на 3^m5 звездной величины слабее IRE-галактик. Таким образом, причина ненаблюдаемости pdE-галактик связана с их низкой светимостью, тогда как pdS-галактики, по-видимому, не наблюдаются из-за большей удаленности, по сравнению с IRS-галактиками.

4. Физические характеристики галактик Маркаряна в инфракрасном диапазоне. Излучение галактик в дальнем инфракрасном диапазоне обусловлено свечением пыли, нагреваемой звездами. Возникает вопрос — являются ли звезды, ответственные за нагрев пыли, звездами старого населения галактики, или это молодые звезды в областях звездообразования? Ответ на этот вопрос можно получить, изучая свойства галактик в дальнем ИК-диапазоне.

Для построения полной функции ИК-светимости галактик Маркаряна, учитывающей как галактики с измеренными потоками излучения (IRS и IRE), так и галактики с верхними пределами (ndS, ndE), воспользуемся методом, предложенным в работе [28]. Относительная доля галактик в i -ом интервале светимости равна

$$f_i = \frac{I_i}{N - \sum_{j=1}^i \frac{U_j}{1 - \sum_{k=0}^j f_k}}, \quad (1)$$

где $f_0 = 0$, I_i — количество галактик в i -ом интервале ИК-светимости, U_j — количество галактик, у которых верхние пределы светимостей попадают в j -й интервал, N — полное количество галактик. Полные функции светимостей L_{FIR} сейфертовских IRS + ndS и галактик с областями звездообразования IRE + ndE приведены на рис. 2. Здесь же дана функция светимости галактик из скопления Девы с измеренными потоками излучения в дальнем ИК-диапазоне. Как следует из рис. 2, светимость галак-

тик Сейферта в ИК-диапазоне заключена в более узком интервале и в ~ 5 раз выше, чем у галактик с областями звездообразования, которые, в свою очередь, в среднем в ~ 3 раза ярче галактик из скопления Девы.

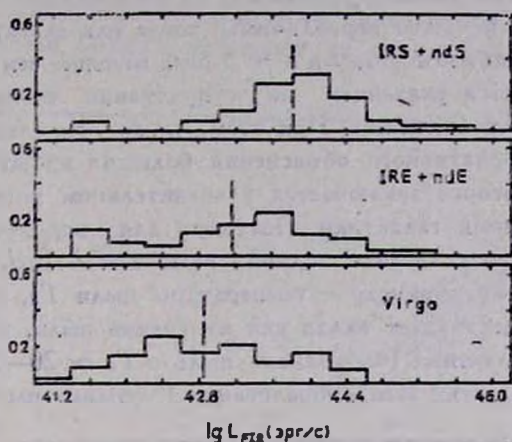


Рис. 2. Дифференциальные функции ИК-светимости галактик Маркаряна.

Однако величина L_{FIR} еще не является исчерпывающей характеристикой скорости звездообразования в галактиках. Более показательным, как от-

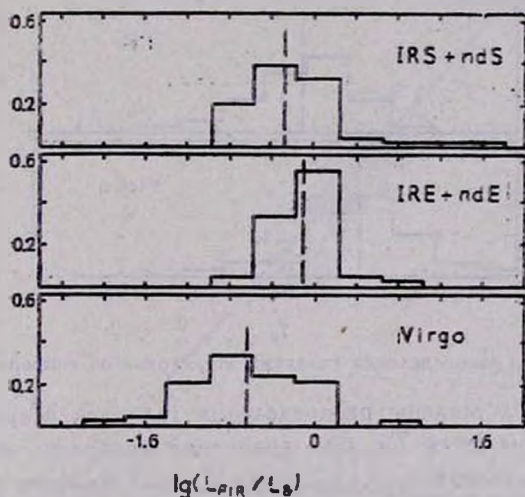


Рис. 3. Гистограммы распределения галактик Маркаряна по инфракрасным избыткам L_{FIR}/L_B .

мечается в ряде работ, является отношение инфракрасной светимости к оптической L_{FIR}/L_B . На рис. 3 приведены распределения галактик IRS + ndS и IRE + ndE по избыткам инфракрасного излучения L_{FIR}/L_B .

Здесь так же, как и в случае полных функций ИК-светимостей, учтены галактики с верхними пределами с использованием формулы (1). Несмотря на большие различия в функциях светимостей сейфертовских галактик и галактик с областями звездообразования, их распределения по L_{FIR}/L_B на уровне значимости $q = 0.01$ неразличимы, тогда как галактики из скопления Virgo имеют избытки L_{FIR}/L_B в ~ 3 раза меньше, чем IRE + pdE галактики, что является указанием на существенно более высокий темп звездообразования у последних. При этом, однако, не следует забывать о возможности альтернативного объяснения больших избытков инфракрасного излучения, которое заключается в значительном поглощении пылью оптического излучения галактики. Поэтому для определения скорости звездообразования в галактике одной величины L_{FIR}/L_B недостаточно. Необходим еще один параметр — температуры пыли T_d , поскольку в инфракрасную светимость дает вклад как излучение пыли, нагреваемой старым населением галактики («холодная» пыль с $T_d \sim 20\text{--}30\text{K}$), так и излучение пыли в областях звездообразования («теплая» пыль с $T_d \sim 40\text{K}$).

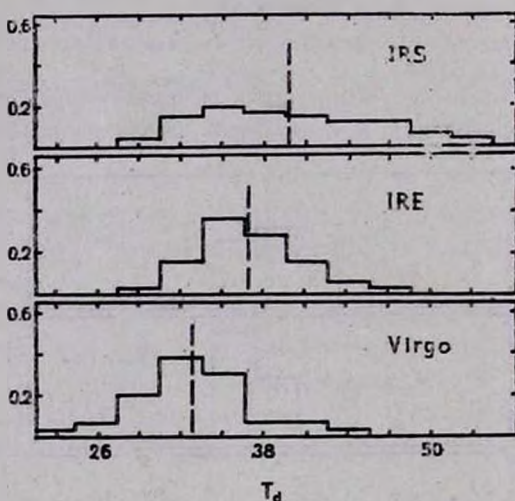


Рис. 4. Гистограммы распределения галактик Маркьяна по температурам пыли T_d .

На рис. 4 представлены распределения галактик Маркьяна по значениям температуры пыли T_d . Для сравнения приведено соответствующее распределение для галактик из скопления Девы. Обращает внимание большой диапазон изменения T_d для сейфертовских галактик, что, по-видимому, может объясняться значительным вкладом в инфракрасное излучение сейфертовских галактик «горячего» компонента пыли с $T_d \sim 10^2\text{K}$ в окрестной области, нагреваемой нетепловым излучением ядра [29]. Значения температуры пыли в IRE-галактиках заключены в более узком интервале, для которых среднее значение равно 36.7 K.

Спиральные галактики из скопления Девы имеют самые низкие значения температур (среднее значение ~ 32 К).

Распределения по T_d галактик скопления Девы и IRE-галактик на уровне значимости $q = 0.01$ статистически различаются, что в сочетании с малыми значениями L_{FIR}/L_B указывает на низкий уровень звездообразования у первых.

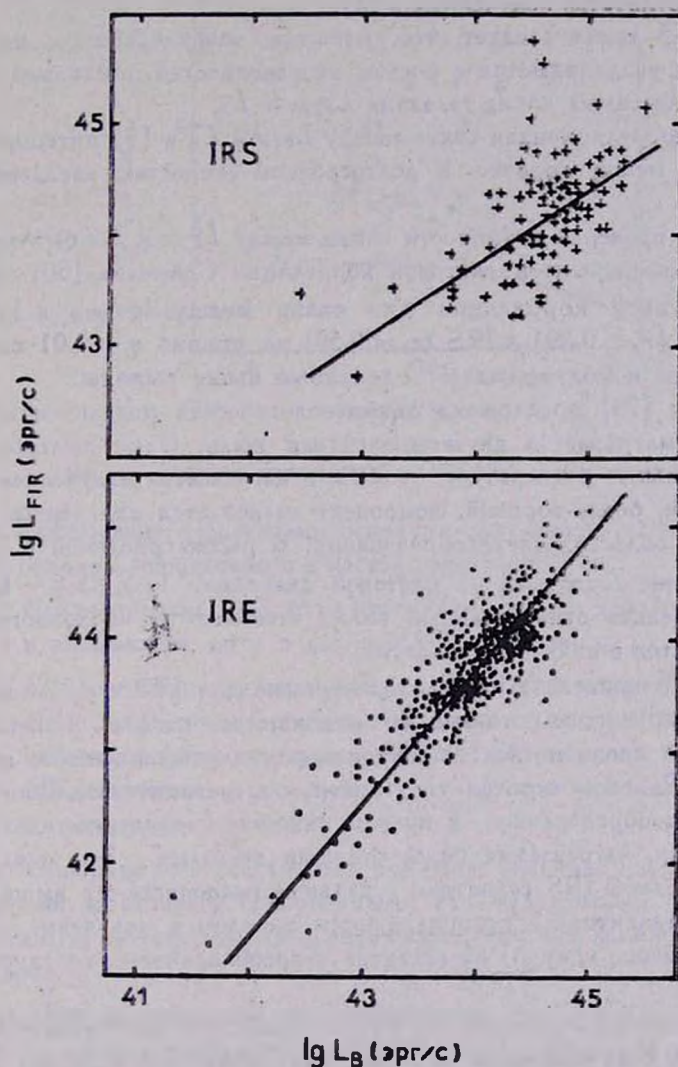


Рис. 5. Зависимость между инфракрасной L_{FIR} и оптической L_B светимостями для IRS и IRE-галактик.

Рассмотрим еще ряд отличий между галактиками Сейферта и HII-галактиками в дальнем ИК-диапазоне. На рис. 5 представлены зависимо-

сти инфракрасной светимости от оптической светимости для обоих типов объектов. Для H II-галактик линейная корреляционная связь между L_{FIR} и L_B очень тесная (коэффициент линейной корреляции $r \approx 1$), тогда как для галактик Сейферта связь значительно слабее ($r = 0.59$). Это различие объясняется тем, что в сейфертовских галактиках оптическое излучение слабо связано с областями звездообразования. Такой вывод подтверждает результаты, полученные в [4].

Из рис. 5 также следует, что избытки инфракрасного излучения IRE-галактик увеличиваются с ростом их светимостей, поскольку $L_{FIR} \sim \sim L_B^{1.28}$, и для самых ярких галактик $L_{FIR} \approx L_B$.

Тесная корреляционная связь между L_{FIR} и L_B в [7] интерпретируется как связь между коротко- и долгосрочной скоростью звездообразования.

С целью проверки истинности связи между L_{FIR} и L_B был использован метод коэффициентов ранговой корреляции Спирмена [30]. Коэффициенты ранговой корреляции для связи между $\lg L_{FIR}$ и $\lg L_B$ для HII-галактик ($r_s = 0.79$) и IRS ($r_s = 0.50$) на уровне $q = 0.01$ статистически значимы и подтверждают сделанные выше выводы.

В работе [23] предложена феноменологическая модель галактики, в которой рассматривается двухкомпонентная пыль. Один пылевой компонент имеет низкую температуру ~ 30 К и нагревается излучением старых звезд. Второй, более горячий, компонент нагревается излучением массивных звезд в областях звездообразования. В рассматриваемой в [23] модели положение галактики на цветовой диаграмме $\lg S_{80}/S_{100} - \lg S_{12}/S_{25}$ позволяет оценить относительный вклад «теплого» и «холодного» пылевых компонентов в излучение галактик.

На рис. 6 приведена цветовая диаграмма для IRS и IRE-галактик с надежно измеренными потоками во всех четырех полосах. IRE-галактики располагаются вдоль последовательности нормальных галактик, приведенной в [23]. В левом верхнем углу диаграммы находятся галактики с активным звездообразованием, в правом нижнем — галактики, в которых излучает пыль, нагреваемая более старыми звездами. За исключением двух IRE и одной IRS галактики остальные располагаются выше кривой, отделяющей галактики с преобладающим вкладом в излучение «теплого» компонента (выше кривой) от галактик с преобладанием «холодного» компонента.

Сейфертовские галактики на рис. 6 находятся систематически выше HII-галактик и их излучение не может быть объяснено в рамках двухкомпонентной модели, поскольку эти галактики имеют менее крутые наклоны в спектрах и содержат «горячий» компонент пыли с $T_d \sim 10^2$ К, нагреваемый активным ядром [29].

Наконец, следуя работе [3], оценим скорость звездообразования в галактиках Маркаряна. В IRE-галактиках на образование O-звезд в среднем расходуется $3.3 M_{\odot}$ в год, в сейфертовских галактиках — $5.9 M_{\odot}$ в год. Для сравнения отметим, что в спиральных галактиках в среднем O-звезды преобразуется $1 M_{\odot}$ в год [3].

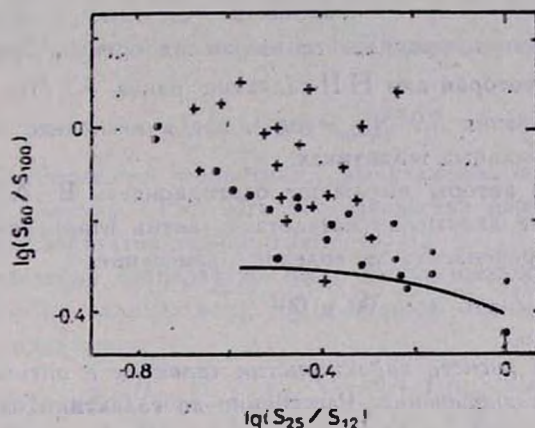


Рис. 6. Цветовая диаграмма для IRS (+) и IRE-галактик (•).

5. **Заключение.** Перечислим основные результаты исследования галактик Маркаряна, проведенного в настоящей работе:

1) Сейфертовские галактики относятся к числу ярчайших галактик не только в оптическом, но и в дальнем ИК-диапазонах.

2) Незарегистрированные аппаратурой IRAS сейфертовские галактики по своим оптическим характеристикам не отличаются от галактик Сейферта, наблюдавшихся спутником IRAS. Отсутствие зарегистрированного ИК-излучения у pdS-галактик объясняется их большей, чем IRS-галактики, удаленностью.

3) Обнаружено статистически значимое различие между зарегистрированными и незарегистрированными H II-галактиками. Последние имеют меньшую светимость как в оптическом, так и в дальнем инфракрасном диапазоне.

4) Инфракрасные избытки сейфертовских и H II-галактик слабо различаются между собой, что в сочетании с высокими значениями температуры пыли T_d в них свидетельствует о сравнимой активности звездообразования в обоих типах галактик.

5) Галактики Маркаряна имеют большие температуры пыли, чем галактики в скоплении Девы. Температура пыли в последних заключена в

узком интервале и ее нагрев производится не в областях звездообразования, а старым населением галактик.

6) Найдена тесная корреляционная связь между оптической и инфракрасной светимостью IRE-галактик. Инфракрасные избытки IRE-галактик увеличиваются с ростом светимости L_B и для самых ярких объектов $L_{FIR} \approx L_B$.

7) По мощности инфракрасного излучения оценена скорость образования О-звезд, которая для Н II-галактик равна $3.3 M_\odot \text{ год}^{-1}$, а для сейфертовских галактик $5.9 M_\odot \text{ год}^{-1}$, что в несколько раз выше, чем в нормальных спиральных галактиках.

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Липовецкому за предоставленные данные из каталога галактик Маркаряна [12] до их опубликования и рецензенту за полезные замечания.

Приложение

Формулы для расчета характеристик галактик в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах. Расстояние до галактики определяется по формуле

$$d = v/H_0, \quad (\text{П1})$$

где d — выражено в Мпк, v — лучевая скорость в км с^{-1} , H_0 — постоянная Хаббла, принятая равной 50 км с^{-1} Мпк $^{-1}$.

Светимости в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах равны соответственно

$$\lg \frac{L_B}{L_\odot} = 0.4 (30.4 - m_B + 5 \lg d), \quad (\text{П2})$$

$$L_{FIR} = 4\pi d^2 \Delta\nu_{80} S_{80}, \quad (\text{П3})$$

где m_B — видимая звездная величина в полосе B ,

$$S_{80} = \frac{\nu_{60} S_{60} + \nu_{100} S_{100}}{2\nu_{80}} \quad (\text{П4})$$

— плотность потока на длине волны 80 мкм, ν_{60} , S_{60} , ν_{100} , S_{100} — соответственно частоты и плотности потоков излучения на длинах волн 60 и 100 мкм, ν_{80} — частота излучения с длиной волны 80 мкм.

Из (П4) находим

$$S_{80} = 0.4 (S_{100} + 1.67 S_{60}), \quad (\text{П5})$$

где S_{60} , S_{80} и S_{100} выражены в Янских. В формуле (П3) $\Delta\nu_{80}$ — полоса, в которой регистрировалось излучение, принята равной

$$\Delta \nu_{90} = \frac{c \Delta \lambda_{90}}{\lambda_{90}^2} = \frac{c (\lambda_{100} - \lambda_{60})}{\lambda_{90}^2} = 1.88 \cdot 10^{12} \text{ Гц.}$$

Тогда окончательно получим

$$\frac{L_{FIR}}{L_{\odot}} = 6 \cdot 10^5 d^2 S_{90}, \quad (\text{П6})$$

где d выражено в Мпк, S_{90} — в Янских.

В работе [3] светимость галактик в ИК-диапазоне вычислялась по формуле

$$L_{FIR} = 4\pi d^2 \nu_{90} S_{90}. \quad (\text{П7})$$

В среднем светимость галактики, вычисляемая по (П7), в 1.8 раза выше, чем по формуле (П3). Это обстоятельство необходимо учитывать при сравнении результатов данной работы с [3].

При определении температуры пыли использовалось отношение плотностей потоков на длинах волн 100 и 60 мкм, S_{100}/S_{60} в предположении чернотельного излучения:

$$\frac{S_{100}}{S_{60}} = \frac{\kappa_{100} B_{100}}{\kappa_{60} B_{60}} = \left(\frac{\nu_{100}}{\nu_{60}} \right)^4 \exp \left[\frac{h(\nu_{60} - \nu_{100})}{k T_d} \right], \quad (\text{П8})$$

где κ_{60} и κ_{100} — непрозрачности на пыли, которые для „загрязненных“ силикатов равны $\kappa_{\lambda} = 2.4 \cdot 10^4 \lambda^{-1}$ [6], где λ выражена в мкм, B_{60} и B_{100} — значения функции Планка на длинах волн 60 и 100 мкм. Подставляя численные значения, находим

$$T_d = \frac{41.7}{\lg \left(\frac{S_{100}}{S_{60}} \right) + 0.89}. \quad (\text{П9})$$

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР
Киевский государственный
университет

STUDY OF FAR INFRARED EMISSION OF MARKARIAN GALAXIES. I. COMPARISON OF THE GALAXY CHARACTERISTICS IN OPTICAL AND FAR INFRARED RANGES

YU. I. IZOTOV, I. YU. IZOTOVA

The statistical study of Markarian galaxies in the optical and far infrared ranges is carried out. The obtained results are compared with the data for sample of the Virgo cluster galaxies. IR-luminosity functions

for Markarian galaxies incorporating both flux measurements and flux upper limits are obtained. Detected and undetected by IRAS Seyfert galaxies are shown to be undistinguished with their optical and far infrared luminosities. But undetected HII-galaxies have on the average lesser optical as well as far infrared luminosities in comparison with detected ones. The Markarian galaxies have dust temperature slightly greater than that of the Virgo galaxies. The star formation rate in the Markarian galaxies is shown to be several times larger than in the normal (non-active) spiral galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. K. Deutsch, S. P. Willner, *Astrophys. J.*, 386, L11, 1986.
2. J. M. R. Espinosa, R. J. Rudy, B. Jones, *Astrophys. J.*, 312, 555, 1987.
3. T. de Jong, P. E. Clegg, B. T. Soifer, M. Rowan-Robinson, H. J. Habing, J. R. Houck, H. H. Aumann, E. Raymond, *Astrophys. J.*, 278, L67, 1984.
4. J. M. R. Espinosa, R. J. Rudy, B. Jones, *Astrophys. J.*, 309, 76, 1986.
5. J. M. Mazzarella, V. A. Balzano, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 751, 1986.
6. D. Kanth, F. Sevre, *Inst. Astrophys. Prepr. N114*, Paris, 1985.
7. H. A. Thronson, C. M. Telesco, *Astrophys. J.*, 311, 98, 1986.
8. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981; 16, 5, 609, 1980; 19, 221, 1983; 20, 419, 1984.
11. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 22, 215, 1985.
12. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Сообщ. САО*, 1987 (в печати).
13. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
14. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970; 7, 177, 1971.
15. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972; 8, 325, 329, 1972; 9, 325, 1973.
16. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974; 19, 229, 1983.
17. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. А. Афанасьев, *Астрофизика*, 12, 665, 1976.
18. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрофизика*, 10, 483, 1974; 12, 189, 1976.
19. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Texas, 1976.
20. M. Dennefeld, F. Sevre, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 253, 1984.
21. M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, *Sci. Rep. Eur. South. Observ.*, N4, 1985.
22. M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 241, 1986.
23. G. Helou, *Astrophys. J.*, 311, L33, 1986.
24. В. Ю. Теребиж, *Астрофизика*, 16, 45, 1980.
25. Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 18, 580, 1982; 26, 301, 1987.
26. В. П. Решетников, *Астрофизика*, 24, 33, 1986.

27. J. Neyman, E. L. Scott, *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, Symp. No63 IAU, ed. Longair, 1974 (Русск. пер. Космология. Теория и наблюдения, Мир, М., 1978, стр. 173).
28. Y. Aout, A. Soltan, H. Tananbaum, G. Zamorant, *Astrophys. J.*, 238, 800, 1980.
29. M. H. K. de Grijs, G. K. Miley, J. Lub, T. de Jong, *Nature*, 314, 240, 1985.
30. М. Дж. Кендалл, А. Стюарт, *Статистические выводы и связи*, Наука, М., 1973.

УДК: 524.7—54

ФОРМИРОВАНИЕ И РАННЯЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК: ОГРАНИЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ГОРЯЧИХ ПРОТОГАЛАКТИК

В. Г. БЕРМАН, А. А. СУЧКОВ

Поступила 18 августа 1987

Принята к печати 11 января 1988

В рамках «горячей» модели формирования галактик показано следующее. 1) Для объяснения массы и химического состава межгалактической среды, массы звездного компонента и массы рентгеновских корон гигантских эллиптических и спиральных галактик ($M_* \sim 10^{11} M_\odot$) протогалактики должны были нагреваться до температур, примерно в пять раз превышающих «вириальную». 2) Рентгеновская, светимость корон моделей спиральных галактик оказывается меньше, чем у аналогичных моделей эллиптических галактик. При этом на единицу потенциала скрытой массы «звездная» масса спиральных галактик оказывается на порядок больше. 3) Если вначале «горячая» протогалактика компактна ($R \sim 20$ кпк), то звездный компонент формируется быстро, за время $t \approx 1 \cdot 10^9$ лет; если же протогалактика диффузна ($R \sim 100$ кпк), то $t \approx (5-7) \cdot 10^9$ лет. 4) В моделях теплопроводных протогалактик короны не образуются. 5) Скрытая масса не может быть образована звездами малых масс, которые рождаются в охлаждающихся течениях: такие течения не возникают, если скрытой массы нет изначально.

1. *Введение.* Данные о химическом составе и массе межгалактической среды (МГС) [1—3], о связи между химсоставом и массой галактик (см. [4]), о разрыве в возрасте между гало и диском нашей Галактики (см. [5, 6]) и вообще о наличии у галактик нескольких подсистем с резко отличающимися химическими, кинематическими и геометрическими характеристиками [7—13] привели к «горячей» модели формирования галактик [7, 8, 14—16]. Ее идея состоит в следующем. Сверхновые первых поколений звезд нагревают газ протогалактики до температур, превышающих «вириальную», и обогащают его тяжелыми элементами. Протогалактика становится «горячей» и начинает разлетаться. Ее внешние слои уходят в межгалактическое пространство, образуя горячую межгалактическую среду с почти нормальным содержанием железа. Внутренние слои, затормозившись в поле скрытой массы, через несколько миллиардов лет сжимаются к центру, охлаждаются и дают в итоге звездное население с нормальным

химическим составом. Промежуточные слои образуют квазистационарную горячую корону. При этом объясняется связь между массой и металличностью галактик, а также происхождение подсистем.

В настоящей работе мы исследовали динамику горячих протогалактик с целью получить ограничения на начальные параметры этих систем и выяснить, можно ли в рамках «горячей» модели объяснить непротиворечивым образом данные о галактиках и МГС. Идея работы состоит в том, чтобы найти такие модели «горячих» протогалактик, в которых возможно образование звездного компонента и короны, и при этом есть сброс массы, необходимой для объяснения горячей МГС.

2. *О скрытой массе в спиральных и эллиптических галактиках.* В «горячей» модели предполагается, что эволюция протогалактики протекает в потенциальной яме темного гало скрытой массы. Данные показывают, что в гигантских галактиках при одинаковой звездной массе, $M_* \sim 10^{11} M_\odot$, темное гало в случае эллиптических систем примерно на порядок компактнее, чем в спиральных: параметр «компактности» у Е-галактик равен $M_*/R_* \sim 10^{11} M_\odot/\text{кпк}$, а у S-галактик $M_*/R_* \sim 10^{10} M_\odot/\text{кпк}$, где M_* — масса темного гало, R_* — его радиус [17].

Есть основания считать, что и в спиральных, и в эллиптических галактиках скрытая масса распределена по закону $M \propto R$ (см., например, [17]). Ясно, что эта зависимость справедлива лишь до некоторой границы. Однако границу гало R_* непосредственно установить трудно. В S-галактиках темное гало удастся детектировать по кривым вращения до десятков, иногда до сотни килопарсек. В Е-галактиках с $M_* \sim 10^{11} M_\odot$ гало простирается по крайней мере до 10—30 кпк, как это следует из данных о горячих коронах [18]. Исходя из этого, мы и выбрали параметры темного гало для моделей гигантских S- и Е-галактик. Далее, можно думать, что к моменту, когда протогалактика становится горячей, темное гало успеет срелаксировать. Поэтому, пренебрегая влиянием гравитационного поля газа на распределение массы темного гало, мы считаем его поле стационарным. Что касается размеров горячей протогалактики, то разумно предположить, что они заключены в пределах 10—100 кпк. Мы рассмотрели два крайних случая, $R_{\text{го}} = 20$ кпк и $R_{\text{го}} = 100$ кпк (компактные и диффузные протогалактики), чтобы посмотреть, как величина $R_{\text{го}}$ влияет на результат. Была рассчитана также модель с $R_{\text{го}} = 200$ кпк, параметры которой соответствуют галактике M 87.

3. *Постановка задачи и основные результаты.* Для исследования сферически симметричных моделей протогалактик численно решались уравнения газовой динамики в лагранжевых массовых переменных:

$$\partial R / \partial t = u, \quad (1)$$

$$\partial u / \partial t = -4\pi R^2 (\partial p / \partial M) - GM/R^2 - f(R), \quad (2)$$

$$\partial \varepsilon / \partial t = -4\pi p [\partial (R^2 u) / \partial M] - \Lambda p / (2\mu m_H)^2, \quad (3)$$

где R — радиус, t — время, u — скорость, p — давление, $M = \int_0^R \rho(R') \times$

$\times R'^2 dR'$ — масса газа внутри сферы радиуса R , ρ — плотность, G — гравитационная постоянная, $f(R)$ — ускорение силы тяжести, создаваемой распределением скрытой массы $M_*(R)$, $\varepsilon = 3p/2\rho$ — внутренняя энергия, $\Lambda(T)$ — функция охлаждения [19], T — температура, $m_H = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г, $\mu = 0.6$ — молекулярный вес.

В качестве граничных мы принимали следующие условия: $u|_{M=0} = 0$, $p|_{M=M_{x_0}} = 0$, где M_{x_0} — полная масса газа. В начальный момент времени $u = u_0 = 0$, $T = T_{x_0} = \text{const}$; начальная плотность бралась в виде $\rho_{x_0} = \rho_c (1 + R^2/R_{ax})^{-1}$ или $\rho_{x_0} = \text{const}$ при $R \leq R_{x_0}$, $\rho_{x_0} = 0$ при $R > R_{x_0}$; R_{x_0} — начальный размер протогалактики.

Величина $f(R)$ задавалась следующим образом: при $R \leq R_{ax}$, $f(R) = \alpha R/R_{ax}^2$, при $R_{ax} \leq R \leq R_*$, $f(R) = \alpha/R$, при $R > R_*$, $f(R) = \alpha R_*/R^2$, где $\alpha = M_* G/R_*$, R_* — радиус темного гало.

Расчеты показали, что в эволюции моделей выделяется несколько характерных стадий и происходит ряд характерных структурных изменений. Вначале горячая «протогалактика» расширяется, скорость газа положительна. С некоторого момента внутренние слои начинают двигаться в обратном направлении, скорость вблизи центра становится отрицательной, плотность постепенно растет (рис. 1—3). При этом температура до каких-то пор везде остается высокой, лишь в несколько раз отличающейся от начальной. Но через некоторое время, когда плотность в центре достаточно увеличится, происходит, по существу, фазовый переход: температура в центре быстро падает на несколько порядков, плотность начинает катастрофически нарастать. В результате формируется плотное холодное ядро небольших размеров, $R_N \approx 3-5$ япк, в котором условия крайне благоприятны для звездообразования. Это ядро естественно считать будущим звездным компонентом галактики. Граница ядра очень резкая, за ней идет разреженная протяженная горячая оболочка, которую столь же естественно рассматривать как горячую корону галактики.

Параметры ядра и оболочки, характерное время их формирования и установления квазистационарного состояния зависят от начальных условий. В табл. 1—2 представлены результаты для некоторых моделей ко времени установления выхода на квазистационарное состояние. Модели

разбиты на две группы, смысл которых ясен из таблиц. Опишем основные результаты по каждой группе и обсудим их.

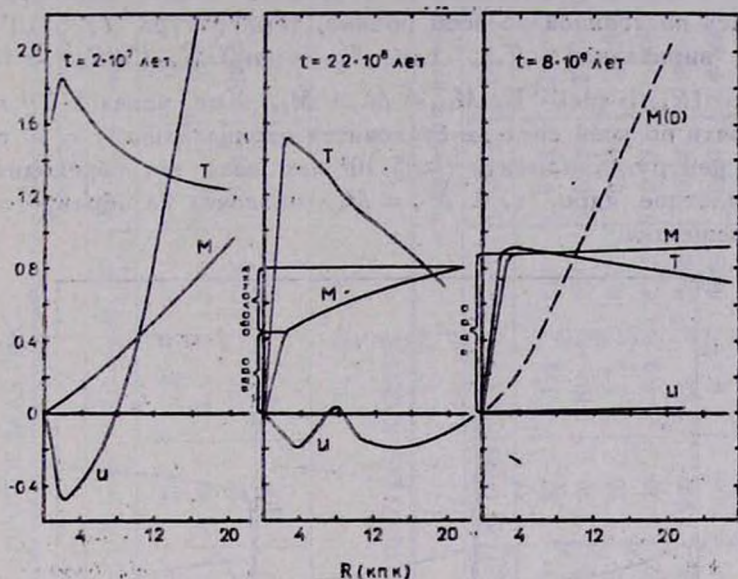


Рис. 1. Профили температуры T , массы M и скорости u для различных моментов времени t в модели КЭЗ. Единицы измерения: $T - 10^7$ К, $M - 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $u - 200$ км/с, $R - 1$ кпк. Штриховой линией изображено начальное распределение массы.

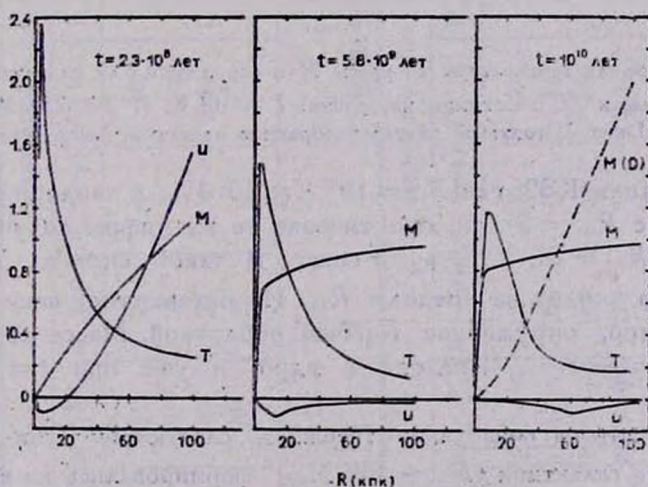


Рис. 2. Профили температуры T , массы M и скорости u для различных моментов времени t в модели ДЭ 1. Единицы измерения: $T - 10^7$ К, $M - 0.625 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $u - 200$ км/с, $R - 1$ кпк. Штриховой линией изображено начальное распределение массы.

1. Компактная «эллиптическая» (КЭ) протогалактика. В моделях КЭ1—КЭ3 средняя плотность газа при $t=0$ равна $\rho_{c,p} = 3M_{x0}/(4\pi R_{x0})^3 \approx \approx 2 \cdot 10^{-25}$ г/см³. В модели КЭ1 в начальный момент плотность газа задавалась постоянной во всем объеме, температура $T_{x0} = 10^7$ К равнялась «вириальной» T_{vir} , где $T_{vir} = \mu m_H GM_{tot}/(3kR_{x0}) \approx 10^7 (M_{tot}/10^{11} M_\odot) \cdot (R_{x0}/1 \text{ кпк})^{-1}$ К, $M_{tot} = M_* + M_{x0}$. Уже через $5 \cdot 10^7$ лет скорость почти по всей системе становится отрицательной, т. е. газ движется к центру. К моменту $t \approx 5 \cdot 10^8$ лет весь газ переходит в холодное плотное ядро, т. е. $M_N = M_{x0}$, оболочка не образуется и нет сброса вещества.

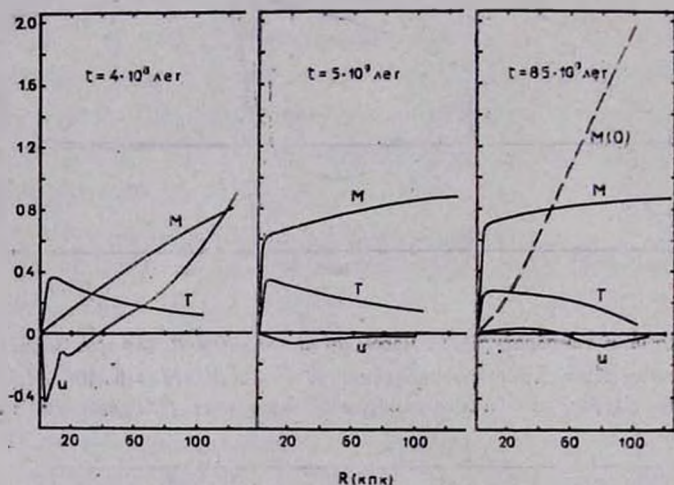


Рис. 3. Профили температуры T , массы M и скорости u для различных моментов времени t в модели ДС1. Единицы измерения: T — 10^7 К, M — $0.625 \cdot 10^{10} M_\odot$, u — 200 км/с, R — 1 кпк. Штриховой линией изображено начальное распределение массы.

Для модели КЭ2, где $T_{x0} = 10^8$ К $\approx 10 T_{vir}$, в таблице приведены результаты с $R_{ax} = 2$ кпк; практически те же цифры получились для варианта с $R_{ax} = \infty$, т. е. $\rho_{x0} = \text{const}$. В такой системе 75 % газа безвозвратно уходит за пределы R_{x0} . Из оставшегося вещества формируется ядро, окруженное горячей оболочкой. Масса оболочки M_x постепенно убывает, переходя в ядро, и уже при $t = 5 \cdot 10^8$ лет $M_x \approx 0$.

Эти результаты позволяют утверждать следующее. Если гигантские эллиптические галактики ($M_* \sim 10^{11} M_\odot$) формировались из компактных протогалактик, то температура протогалактик должна быть заключена в интервале от 10^7 К до 10^8 К; она в несколько раз, но не более, чем на порядок, должна превосходить вириальную температуру. Действительно, при

Таблица 1

МОДЕЛИ КОМПАКТНЫХ ПРОТОГАЛАКТИК

Параметры моделей									Результаты расчета			
Модель	$M_{x0}(M_{\odot})$	R_{x0} (кпк)	R_{ax} (кпк)	T_{x0} (К)	T_{x0}/T_{vir}	$M_v(M_{\odot})$	R_v (кпк)	R_{av} (кпк)	M_N/M_{x0}	M_x/M_{x0}	L_x (эрг/с)	M_e/M_{x0}
КЭ1	10^{11}	20	∞	10^7	1	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	1	0	0	0
КЭ2	10^{11}	20	2	10^8	10	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.25	0	0	0.75
КЭ3	10^{11}	20	2	$5 \cdot 10^7$	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.44	0.03	$0.8 \cdot 10^{41}$	0.53
КС1	10^{11}	20	2	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	100	6	0.78	0	0	0.22

Таблица 2

МОДЕЛИ ДИФФУЗНЫХ ПРОТОГАЛАКТИК

Параметры моделей									Результаты расчета			
Модель	$M_{x0}(M_{\odot})$	R_{x0} (кпк)	R_{ax} (кпк)	T_{x0} (К)	T_{x0}/T_{vir}	$M_v(M_{\odot})$	R_v (кпк)	R_{av} (кпк)	M_N/M_{x0}	M_x/M_{x0}	L_x (эрг/с)	M_e/M_{x0}
ДЭ1	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.4	0.03	$1.2 \cdot 10^{41}$	0.57
ДЭ2	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	10	0.4	0.03	$1.2 \cdot 10^{41}$	0.57
ДЭ3	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	50	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.33	0.03	$1.2 \cdot 10^{41}$	0.64
ДЭ4	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	$2 \cdot 10^7$	10	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.22	0.03	$1.2 \cdot 10^{41}$	0.75
ДЭ5	10^{12}	200	20	$2 \cdot 10^7$	1	$3 \cdot 10^{13}$	200	12	0.46	0.44	10^{43}	0.1
ДС1	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	100	6	0.35	0.07	$2.4 \cdot 10^{40}$	0.58

$T_{x0} \approx T_{vir}$ (модель КЭ1) весь газ коллапсирует на центр системы, и нельзя объяснить происхождение горячей МГС и корон галактик. В то же время при $T_{x0} \approx 10 \cdot T_{vir}$ (модель КЭ2) слишком много газа покидает галактику и слишком мало остается на формирование звездного компонента.

Этот вывод подтверждают расчеты модели КЭ3, в которой $T_{x0} = 5 \cdot 10^7 \approx 5 T_{vir}$. Как видно из рис. 1 и табл. 1, модель удовлетворяет требованиям, которые сформулированы во введении. 1) Часть массы газа, $M_N \approx 0.44 M_{x0} = 4.4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, образует холодное плотное ядро, интерпретируемое как область, где происходит образование звездного компонента галактики. 2) Ядро окружено горячей оболочкой, которую можно отождествить с рентгеновской короной. Масса оболочки $M_x \approx 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$, ее рентгеновская светимость $L_x \approx 0.8 \cdot 10^{41}$ эрг/с, температура $T_x \approx 10^7$ К и размер $R_c \approx 20$ кпк близки к данным, полученным для горячих корон эллиптических галактик (R_x практически совпадает с R_* , далее плотность газа заметно падает). 3) Половина начальной массы покидает галактику; такой сброс массы может объяснить происхождение горячей МГС.

II. Диффузная «эллиптическая» (ДЭ) протогалактика. В этих моделях начальная средняя плотность газа на два порядка меньше, чем в предыдущем случае: $\rho_{cp} \approx 2 \cdot 10^{-27}$ г/см³. На рис. 2 для разных моментов времени изображено поведение u , M , T в модели ДЭ1, в которой $T_{x0}/T_{vir} \approx 5$. Параметры ядра и оболочки, доля массы газа, покинувшего систему, в данной модели практически такие же, как и в модели КЭ3, в которой так же $T_{x0}/T_{vir} \approx 5$.

Любопытно следующее. В ядро, радиус которого составляет $R_N \approx 3-5$ кпк, вошел газ, занимающий в момент $t=0$ объем вплоть до $R \approx 50$ кпк. При этом в процессе эволюции часть газа сначала сильно растекается, достигая расстояний $R \approx 100$ кпк, и только потом возвращается обратно, стягиваясь в конце концов в ядро (см. также [21]).

В модели ДЭ1 величина скрытой массы внутри сферы радиуса $R=5$ кпк составляет примерно $5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. В модели ДЭ2 мы взяли $R_{a*} = 10$ кпк, при этом $M_{*|R=5 \text{ кпк}} = 10^{11} M_{\odot}$. Как видно из табл. 2, такое изменение почти не влияет на эволюцию системы.

Модель ДЭ4 отличается от ДЭ1 в два раза большей начальной температурой, $T_{x0} = 2 \cdot 10^7$ К. Масса ядра M_N получилась здесь в два раза меньше, чем в модели ДЭ1, масса газа M_{ej} , покинувшего галактику, возросла с 57% до 75%. Параметры оболочки T_x , M_x и L_x не изменились. В целом результаты расчетов модели ДЭ4 оказываются близкими к результатам модели КЭ2, у которой то же отношение начальной температуры к вириальной. $T_{x0}/T_{vir} \approx 10$.

III. «Спиральная» протогалактика. В данных моделях скрытая масса $M_* = 2 \cdot 10^{12} M_\odot$ распределена в пределах $R_* = 100$ кпк, так что отношение M_*/R_* по сравнению с моделями «эллиптических» протогалактик уменьшено в пять раз. Начальные параметры газа в модели компактной «спиральной» протогалактики (КС1) совпадают с моделью КЭ1, в модели ДС1 — с ДЭ1.

Несмотря на одинаковую величину $T_{x0}/T_{vir} \approx 5$, модели КС1 и ДС1 эволюционируют существенно по-разному. Если в КС1 быстро, за время $t \approx 5 \cdot 10^8$ лет, большая часть газа переходит в ядро ($M_N \approx 0.78 M_{x0}$) и только 22% покидает систему (см. табл. 1), то в модели ДС1 (см. табл. 2 и рис. 3) в МГС уходит уже примерно 58% массы газа, а 35% образует ядро. Внутри начальных размеров, $R_{x0} = 100$ кпк, остается $\approx 7\%$ массы газа. Его температура $T_x \approx 2 \cdot 10^8$ К близка к вириальной температуре. Рентгеновская светимость газа в области с радиусом $R = 40$ кпк составляет $L_x \approx 2.4 \cdot 10^{40}$ эрг/с, внешние слои оболочки лишь немного увеличивают это значение.

Сравнение модели ДС1 с моделью ДЭ1 показывает, что даже значительное уменьшение параметра компактности скрытой массы M_*/R_* при сохранении самой величины M_* почти не меняет значений сброшенной массы газа и массы ядра. Однако светимость горячей оболочки в модели ДС1 даже в пределах 40 кпк в пять раз меньше, чем в ДЭ1 в пределах 20 кпк.

Отсюда выводы: 1) Если спиральные и эллиптические галактики образовались из диффузных горячих протогалактик, то наши результаты объясняют, почему при одинаковой звездной массе, $M_* \sim 10^{11} M_\odot$, у Е-галактик есть мощные короны, а у S-галактик их нет или они слабы. 2) Одновременно в этом случае находит объяснение тот факт, что на единицу параметра компактности темного гало M_*/R_* (или потенциала $\phi M_*/R$) звездная масса спиральных галактик на порядок выше, чем эллиптических [17].

IV. Темп формирования «звездного» компонента. Зависимость скорости эволюции от степени компактности протогалактики. Сравнение поздних стадий эволюции моделей ДЭ1, ДЭ4 и моделей КЭ3 и КЭ2 показывает, что масса ядра M_N , сброшенная масса M_e и параметры оболочки в моделях эллиптических протогалактик слабо зависят от степени компактности и определяются, главным образом, отношением T_{x0}/T_{vir} . Оказалось, однако, что различия в степени компактности горячей протогалактики сказываются на темпе эволюции системы. На рис. 4 изображены зависимости массы ядра M_N от времени для моделей КЭ3, ДЭ1 и ДЭ3, у которых одинакова величина T_{x0}/T_{vir} (модель ДЭ3 отличается от ДЭ1 в пять раз

большим значением R_{ax} , т. е. в ней газ в начальный момент более равномерно распределен по системе). Как видно из рисунка, если в модели КЭЗ ядро формируется всего за $t \approx 1.5 \cdot 10^9$ лет, то в ДЭ1 — уже за $t \approx 7 \cdot 10^8$ лет, а в ДЭЗ этот процесс растягивается до $15 \cdot 10^8$ лет (75% массы ядра формируется за $8 \cdot 10^8$ лет). Окончательные массы ядер во всех трех моделях примерно одинаковы. Таким образом, увеличение размеров газового облака в пять раз приводит к замедлению темпа формирования ядра тоже примерно в пять раз, а пятикратное увеличение параметра R_{ax} замедляет этот процесс в два раза.

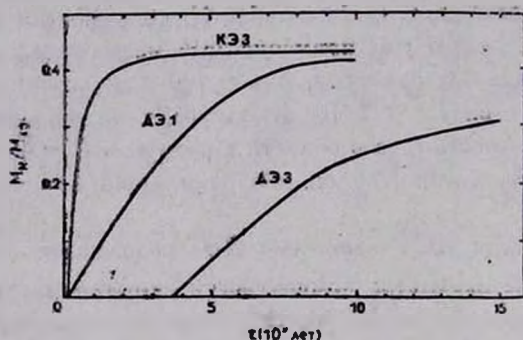


Рис. 4. Зависимость массы ядра от времени в моделях КЭЗ, ДЭ1 и ДЭЗ.

Приложение этих результатов к формированию галактик означает, что основное звездообразование в гигантских эллиптических галактиках может произойти очень быстро и завершится в течение первого миллиарда лет после начальной вспышки звездообразования, нагревшей протогалактику. В этом случае горячие протогалактики должны быть компактными. Если протогалактики были диффузными, то основное звездообразование могло растягиваться на $5\text{--}7 \cdot 10^8$ лет и больше.

Заметим, что возможное затягивание звездообразования в эллиптических галактиках на время $\sim 10 \cdot 10^8$ лет может быть обязано другому обстоятельству. Фаза горячей протогалактики может быть рекуррентной, так как звездообразование в конце одной фазы может дать начало следующей «горячей» фазе. Продолжение звездообразования отложится при этом до новой стадии формирования холодного ядра. Если последняя эпоха интенсивного звездообразования в эллиптических галактиках была всего лишь $5\text{--}7 \cdot 10^8$ лет назад [20], то такой механизм рекуррентности может объяснить столь позднее звездообразование.

Различие в динамике компактных и диффузных протогалактик обусловлено в первую очередь различием в плотности газа и связано с тем, что плотность определяет скорость объемных потерь энергии. Это хорошо видно при сравнении моделей КЭ1 и ДЭ5. У них одинаково отношение

T_{x0}/T_{vir} , но начальная средняя плотность в ДЭ5 на два порядка меньше, чем в модели КЭ1: у всех наших диффузных моделей, в том числе ДЭ5, $\rho_{ср} \approx 2 \cdot 10^{-27}$ г/см³. Как видно из табл. 1—2, в обеих моделях почти весь газ остается в пределах начальных размеров. Однако если в ДЭ5 он одинаково распределен между ядром и оболочкой, то в КЭ1 весь газ быстро остыл и перешел в ядро. Кстати, отметим, что параметры оболочки в модели ДЭ5 ($T_e \approx 2 \cdot 10^7$ К, $M_e \approx 5 \cdot 10^{11} M_\odot$, $L_e \approx 10^{43}$ эрг/с) согласуются с наблюдениями рентгеновской короны центральной галактики скопления Дева — галактики М87.

Самым заметным образом различия в начальных распределениях плотности сказываются на эволюции моделей «спиральных» протогалактик КС1 и ДС1. Здесь сильно разнятся и массы ядер M_N , и массы сброшенного газа M_{ej} (см. табл. 1 и 2). Несмотря на то, что в обеих моделях $T_{x0} \approx 5 T_{vir}$, т. е. достаточно велико, эффекты охлаждения в КС1 из-за большой начальной плотности оказались столь существенными, что в ядро перешло почти 80% всего вещества, и только около 20% смогло покинуть систему. Возможно, для того, чтобы получить в компактной «спиральной» протогалактике $M_N \approx M_{ej}$, следует T_{x0} брать в несколько раз больше принятой нами величины 10^7 К.

V. Теплопроводная протогалактика. Для учета теплопроводности в правую часть уравнения (3) добавляется член $4\pi\psi/\partial M$, где $\psi = 4\pi R^4 \chi \chi(T) (\partial T/\partial M)$, $\chi(T) = 5 \cdot 10^{-7} T^{5/2}$ эрг/с см К — коэффициент электронной теплопроводности. Оказалось, что теплопроводность существенно влияет на эволюцию протогалактики (см. также [21]). Во всех случаях имеет место следующая картина: достаточно быстро (в зависимости от начальных размеров системы) формируется центральное холодное ядро, а остальной газ покидает галактику; в короне газа не остается. При этом, например, в модели ДЭ2 M_{ej}/M_{x0} возрастает до 0.75, а M_N/M_{x0} падает до 0.25; в модели ДЭ5 M_{ej}/M_{x0} возрастает до 0.3, а M_N/M_{x0} — до 0.7. Такое поведение моделей связано, очевидно, с тем, что теплопроводность переносит тепло из центра на периферию, в результате чего внешние слои газа, получая энергию от внутренних, быстро уходят из системы, а внутренние соответственно быстро охлаждаются и коллапсируют.

Невозможность образования корон заставляет думать, что в горячей протогалактике существуют магнитные поля, подавляющие теплопроводность. Вероятно, они падают туда вместе с веществом сверхновых (см. [21]) и вместе с выброшенным газом протогалактики оказываются в МГС. Согласно [22], в гало скопления Персей поле равно $B \sim 10^{-7}$ Гс; этого более чем достаточно для подавления теплопроводности.

VI. *Протогалактика без скрытой массы.* Чтобы проверить гипотезу работы [23] о том, что «темное» гало образовалось из звезд малой массы, которые рождаются в охлаждающемся течении, мы рассмотрели следующие модели. Начальное поле задается распределением массы $M = 10^{11} M_{\odot}$ в пределах $R = 5$ кпк, что имитирует звездный компонент гигантских галактик. Эта масса погружена в газ с параметрами МГС: $T = 10^7 - 10^8$ К, $\rho = 10^{-27}$ г/см³. Согласно [23], следует ожидать, что здесь должно возникать охлаждающееся течение, способное за время $\sim 10^{10}$ лет превратить массу $M \sim 10^{12} M_{\odot}$ в невидимые звезды малых масс. Однако этого не происходит: ни в одной из моделей охлаждающееся течение не возникало. Результат достаточно очевиден. Температура газа значительно превышает вириальную температуру, $T_{vir} \sim 10^6$ К, поэтому газ не «чувствует» гравитационного поля галактики. Время охлаждения газа в пределах галактики такое же, как и в окружающей среде, и для типичных параметров МГС превышает хаббловское время. Таким образом, гипотеза [23] не подтверждается прямым расчетом соответствующих моделей, и скрытая масса вряд ли может формироваться за счет охлаждающихся течений.

Ростовский государственный
университет

FORMATION AND EARLY EVOLUTION OF GALAXIES: CONSTRAINTS ON THE PROPERTIES OF "HOT" PROTOGALAXIES

V. G. BERMAN, A. A. SUCHKOV

Within the frames of the "hot model" of the formation of galaxies the following is shown. 1) In order to account for the mass and metal abundance of the hot intracluster gas, the mass of stellar component and X-ray coronae of giant elliptical and spiral galaxies ($M_* \sim 10^{11} M_{\odot}$), one must assume that protogalaxies were heated up to temperatures of about five times greater than the virial temperatures. 2) The X-ray luminosity of coronae of spiral galaxies must be significantly smaller than that of massive elliptical galaxies. The stellar mass per unit of gravitational potential of dark halo in spirals must be ten times larger than in ellipticals. 3) Initially compact ($R_{*0} \sim 20$ kpc) hot protogalaxies form their stellar component in a short time, $t \approx 1 \cdot 10^9$ yr. For diffuse protogalaxies ($R_{*0} \sim 100$ kpc) this time stretches up to $(5-7) \cdot 10^9$ yr. 4) If a protogalaxy is thermally conductive it does not form a hot coronae. 5) The dark halos cannot be constituted of small mass stars forming in cooling flows: no cooling flows develop if massive dark halos are absent initially.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. Holt, R. McCrag, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 323, 1982.
2. R. Rothenflug, L. Vigroux, *et al.*, *Astrophys. J.*, 279, 53, 1984.
3. R. Rothenflug, F. Arnaud, *Astron. and Astrophys.*, 144, 431, 1985.
4. J. R. Mould, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 96, 773, 1984.
5. K. Janes, P. Demarque, *Astrophys. J.*, 284, 206, 1983.
6. В. А. Марсаков, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 62, 687, 1985.
7. В. А. Марсаков, А. А. Сучков, *Письма в Астрон. ж.*, 2, 381, 1976.
8. А. А. Sachkov, *Astrophys. and Space Sci.*, 77, 3, 1981.
9. G. Gilmore, R. F. G. Wyse, *Astron. J.*, 90, 2015, 1985; *Nature*, 322, 806, 1986.
10. J. Norris, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, No. 4, 1986.
11. J. Bahcall, M. Schmidt, *Sonstra*, *Astrophys. J.*, 265, 730, 1983.
12. P. C. van den Kruit, S. Searl, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
13. J.-L. Nieto, J.-L. Vidal, *Astron. and Astrophys.*, 135, 190, 1984.
14. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Галактика*, Наука, М., 1984, стр. 82, 194.
15. А. А. Сучков, *Астрон. циркуляр*, № 1421, 1986.
16. А. А. Сучков, В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров, *Астрон. ж.*, 64, 708, 1987.
17. А. А. Сучков, *Астрофизика*, 28, 279, 1988.
18. W. Forman, G. Jones, W. Tucker, *Astrophys. J.*, 293, 102, 1985.
19. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
20. R. W. O'Connell, *Astrophys. J.*, 236, 430, 1980; 257, 89, 1982.
21. А. А. Сучков, В. Г. Берман, *Астрофизика*, 28, 87, 1988; *Астрон. циркуляр*, № 1441, 1986.
22. M. M. Lau, E. C. M. Young, 19-th Int. Cosmic Ray Conf., 1, 230, 1985.
23. A. C. Fabian, K. A. Arnaud, *et al.*, *Astrophys. J.*, 305, 9, 1986.

УДК: 524.4—54

ЭВОЛЮЦИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

С. Г. СИМАКОВ, С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 24 октября 1987

Принята к печати 8 мая 1988

Обсуждается проблема эволюции ансамбля скоплений галактик. Иерархический и ближний сценарии образования крупномасштабной структуры предсказывают быстрое уменьшение характерной массы скоплений с ростом z . При этом иерархическая модель предсказывает рост числа скоплений с увеличением z , а ближняя модель — его уменьшение, что, в принципе позволяет выбрать модель на основе наблюдений. В обеих моделях эволюция столь быстрая, что ее, по-видимому, можно наблюдать даже при $z \leq 0.5$.

1. Введение. Исследование эволюции интегральных параметров скоплений галактик (таких, как их числа в единице сопутствующего объема, характерной массы и т. п.) должно дать важные сведения об образовании структуры Вселенной и о природе скрытой массы.

Скопления галактик, среди которых наиболее четко и однозначно выделяется класс богатых скоплений, или скоплений Эйбелла, являются наиболее массивными объектами, обособленными от общего (хаббловского) расширения Вселенной. Очень грубо богатое скопление характеризуется радиусом Эйбелла $r_A = 3h_{50}^{-1}$ Мпк, где h_{50} — безразмерная постоянная Хаббла, выраженная в единицах $50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, и массой, заключенной внутри этого радиуса $\sim 10^{15} M_{\odot}$. При этом основная доля массы скопления заключена в скрытом веществе, о чем говорит большое отношение массы к светимости $M/L \sim 200 (M/L)_{\odot} h_{50} [1]$.

Богатые скопления галактик являются протяженными рентгеновскими источниками, в которых основной вклад в рентгеновскую светимость дает горячий межгалактический газ скоплений.

Этой статьей мы хотим привлечь внимание к важнейшей особенности богатых скоплений, а именно — к их эволюции. Наряду с эволюцией, связанной с внутренними динамическими процессами релаксации, существенен процесс роста массы скоплений, который будет обсуждаться в данной работе.

Проблема эволюции скоплений и наблюдательного проявления этой эволюции обсуждалась в работе [2]. Отличие настоящей статьи состоит в более подробном анализе эволюции модели блинов, которая реализуется, когда в спектре малых возмущений плотности на линейной стадии присутствует крутой спад на масштабе богатых скоплений. Типичным примером такой модели является нейтринная Вселенная [3].

Рост характерной массы скоплений определяется двумя принципиально различными процессами: притоком темного вещества в виде галактик или газа, которые до этого не входили в скопления, и слиянием более мелких скоплений, образовавшихся на предшествующей стадии. Хотя оба процесса, вообще говоря, могут идти одновременно, приток вещества более характерен для сценария блинов на стадии хорошо развитой ячеистой структуры, тогда как слияние скоплений более типично для иерархической модели. В иерархической модели происхождение горячего газа в скоплениях, по-видимому, связано в основном со взрывами сверхновых в галактиках, входящих в скопления. Истечение газа из скопления, так же, как и аккреция первичного газа на скопления в этой модели, вероятно, играет менее важную роль.

Вначале будут даны простые оценки среднего числа скоплений в модели блинов, затем для сравнения мы приведем оценки числа и характерной массы скоплений в иерархической модели, в предположении, что спектр на линейной стадии имел простой степенной вид.

2. Скопления в модели блинов. Модель блинов описывает образование структуры при условии, что в спектре возмущений на линейной стадии на некотором масштабе образуется резкий спад со стороны коротких волн (больших k). Типичным примером блинного сценария является образование структуры в нейтринной модели Вселенной [3—5]. Все качественные черты блинного сценария сохраняются и в модели с нестабильными частицами [6], однако обсуждаемая здесь эволюция идет заметно медленнее.

В рамках приближенного решения Зельдовича с помощью расчетов, описанных в [7, 8], можно довольно хорошо оценить долю массы μ , вошедшую в блины, в зависимости от z и амплитуды возмущений, которая здесь характеризуется величиной $\delta_0 = \langle (\delta\rho/\rho)_{\text{лин.}} \rangle^{1/2}$ — возмущением плотности, рассчитанным по линейной теории, в момент $z = 0$. При этом стоит упомянуть, что доля массы, вошедшей в блины, нейтринного компонента μ_ν , вообще говоря, немного отличается от соответствующей доли массы барионного компонента μ_b (в начале процесса зарождения блинов $\mu_\nu \approx 1.5 \mu_b \ll 1$), но здесь мы не делаем различия между μ_ν и μ_b и считаем их примерно равными, $\mu_\nu \approx \mu_b \approx \mu$.

На рис. 1 показано, как μ эволюционирует с изменением z при разных δ_0 . Обращаем внимание на довольно сильную зависимость $\mu_0 = \mu(z=0)$ от δ_0 : при $\delta_0 = 1$ в блины входит более 20% вещества, а при $\delta_0 = 3$ $\mu_0 > 0.85$. Зависимость от z также очень сильная: при $z = 0.6$ при $\delta_0 = 1$ в блины входит только 1% массы, что, очевидно, очень трудно совместить с существованием галактик при $z \gtrsim 1$.

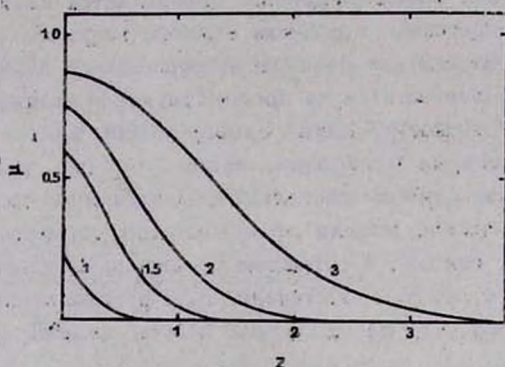


Рис. 1. Зависимость доли массы, вошедшей в блины μ от z при различной амплитуде неоднородностей при $z = 0$, рассчитанной по [линейной теории ($\Omega_0 = 1$)] Цифры у кривых — величина δ_0 : $\delta_0 = (\delta\rho/\rho)_{\text{лин.}}|_{z=0}^{1/2}$.

Следует подчеркнуть, что в блинной теории μ является абсолютной верхней границей доли массы, которая может содержаться в галактиках или скоплениях, так как галактики и скопления образуются только из вещества, испытывающего сжатие в блины. В действительности, учитывая, что от 50% (в барьонной Вселенной) до 80% (в нейтринной Вселенной) барионного газа остается горячим ($T > 10^6$ K) после сжатия в блинах, на долю галактик приходится значительно меньше барионного вещества, $\approx (0.1 \div 0.3) \mu$.

Немного позднее масса в блинах (т. е. скрытое вещество, галактики и барионный газ, не входящий в состав галактик) начинает перераспределяться, образуя сгущения в виде нитевидных структур, а затем и компактных концентраций — протоскоплений галактик [9].

Хорошо известно, что блины начинают образовываться в окрестности точек максимумов (в лагранжевых координатах) наибольшего главного значения тензора деформации α [10]. Как показано в работе [9], положения скоплений галактик (снова лагранжевы координаты), по-видимому, сильнее коррелируют с максимумами наименьшего главного значения γ (в каждой точке $\alpha \geq \beta$, $\beta \geq \gamma$). Блины зарождаются в момент времени когда

$$B(z) \cdot a_m = 1, \quad (1)$$

где $a_m B(z)$ — функция, определяющая рост возмущений в растущей моде линейной теории гравитационной неустойчивости (при $\Omega_0 = 1$, $B(z) = (1+z)^{-1}$), a_m — величина максимума. Аналогично, условие для момента зарождения скопления можно приближенно записать как

$$B(z) \cdot \gamma_m = 1, \quad (2)$$

где γ_m — величина максимума наименьшего собственного значения.

Если известны средние плотности максимумов a и γ различной высоты, то с помощью формул (1), (2) можно рассчитать среднюю плотность (число штук в единице объема) образовавшихся блинов или скоплений в зависимости от z . Плотность максимумов a была рассчитана в работах [7, 8], γ — в [11]. Для удобства соответствующие соотношения приведены в приложении.

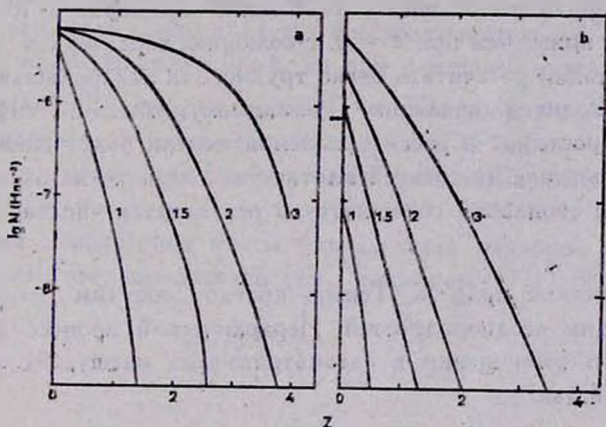


Рис. 2. Средняя плотность числа блинов (максимумов a) (рис. 2a) и скоплений (максимумов γ) (рис. 2b) в 1 Мпк^3 в зависимости от z . Цифры у кривых так же, как и на рис. 1, обозначают амплитуду возмущений. Стрелка у вертикальной оси обозначает наблюдаемое число скоплений Эйбелла в 1 Мпк^3 .

На рис. 2 показана зависимость средней плотности числа образовавшихся блинов и «скоплений» — максимумов γ — в 1 Мпк^3 , в зависимости от z , при различной амплитуде неоднородностей δ_0 , в модели с $\Omega_0 = 1$. В представленном диапазоне амплитуды $1 \leq \delta_0 \leq 3$ к моменту $z = 0$ образовались практически все блины, поэтому плотность числа блинов при $z = 0$ во всех трех случаях отличается мало: $N_p(\delta_0 = 1) \approx 3.6 \cdot 10^{-6} \text{ Мпк}^{-3}$, а $N_p(\delta_0 = 3) \approx 6.3 \cdot 10^{-6} \text{ Мпк}^{-3}$.

Совсем иная ситуация в случае скоплений (максимумов γ). Их плотность при $z = 0$ изменяется почти на два порядка: при изменении δ_0 от 1 до 3 она минимальная при $\delta_0 = 1$ $N_c \approx 9 \cdot 10^{-8}$, что примерно на порядок меньше плотности скоплений Эйбелла, а при $\delta_0 = 3$ $N_c \approx 5.5 \cdot 10^8$, что примерно в 8 раз больше плотности эйбелловских скоплений ($R \geq 1$). Согласие с наблюдениями достигается при $\delta_0 = 1.5$, что согласуется с данными численных расчетов [19]. Однако нужно отметить, что двухточечная корреляционная функция богатых скоплений, согласно численным расчетам [9], примерно в 10 раз меньше наблюдаемой даже при $\delta_0 = 2$.

Благодаря отмеченной высокой чувствительности плотности числа скоплений к амплитуде неоднородностей, можно с большой точностью указать амплитуду $\delta_0 = 1.5$. При этом $\delta_0 < 1.2$ и $\delta_0 > 2$ исключаются практически наверняка.

Эволюция плотности числа скоплений при $\delta_0 = 1.5$ с z происходит очень быстро: при $z = 0.5$ число скоплений примерно в 10 раз, а при $z = 1$ в 100 раз ниже, чем при $z = 0$. Эволюцию характерной массы скоплений на этой стадии рассчитать очень трудно, так как большая часть массы блинов не входит в скопления. По-видимому, убывание типичной массы скоплений с ростом z в рассматриваемой модели будет даже более быстрым, чем уменьшение их средней плотности. Указание на очень быструю эволюцию массы скоплений содержится в результатах численного моделирования [9, 13].

3. Иерархический процесс. Теперь кратко обсудим иерархическую картину эволюции неоднородностей. Иерархический процесс осуществляется, если спектр возмущений в рассматриваемых масштабах имеет сравнительно пологий наклон

$$\delta_k^2 \propto k^n, \quad -1 \leq n \leq 1. \quad (3)$$

Часто и при более крутых наклонах $-3 \leq n \leq -1$ и $1 < n \leq 4$ (3) считают, что процесс сгущивания является иерархическим, однако это не совсем точно, хотя некоторые черты иерархического процесса сохраняются и при $-3 \leq n \leq -1$, рассматривая нелинейную эволюцию всех меньших масштабов, нужно учитывать организующее влияние большого масштаба, где наклон спектра становится более пологим [14]. При отсутствии излома в спектре при малых k нарушается однородность по возмущениям потенциала, так как $\Delta_k^2 \propto k^{-4} \delta_k^2 \propto k^{n-4}$ растет слишком круто при $k \rightarrow 0$, если $n < -1$ (здесь Δ_k — спектр потенциала начальных возмущений $\delta\Phi$, $\partial\rho/\rho \propto (\partial^2/\partial q^2)\delta\Phi$).

При более строгом рассмотрении иерархическое образование крупных структур из мелких естественно разделяется на два случая:

1) Спектр длинных волн достаточно слаб, $\delta_k^2 \propto k^n$, $n > 1$, так что нелинейный процесс генерации длинных волн из коротких является более сильным, чем линейный рост неоднородностей, имеющих в этих масштабах.

2) Спектр длинных волн убывает сравнительно медленно при $k \rightarrow 0$ или даже растет, но также не слишком быстро $\propto k^n$, $-1 \leq n \leq 1$ (3). В этом случае структуры определенного масштаба возникают постольку и тогда, когда первичные возмущения в данном масштабе $\delta M/M$ достигают амплитуды порядка единицы. Это согласуется с общепринятой квазилинейной теорией иерархического процесса.

На каждом этапе иерархического процесса более крупные объекты образуются путем слияния менее массивных объектов, образовавшихся ранее. При этом, если среда является бесстолкновительной (слабо взаимодействующие частицы, галактики), то при слиянии отдельные объекты быстро ($t \sim (G\rho)^{-1/2}$) теряют свою индивидуальность, растворяясь в гладком распределении плотности, имеющем один максимум плотности в центре [15, 16]. Здесь мы не обсуждаем, как образуются самые первые объекты.

Эволюция характерной массы определяется наклоном спектра (3) и скоростью роста неоднородностей (см., например, [17]), ($\Omega_0 = 1$)

$$\frac{M_c(z)}{M_0} \approx (1+z)^{-\frac{6}{n+3}}, \quad (4)$$

где M_0 — характерная масса объектов в настоящее время ($z = 0$). Поскольку основная масса вошла в объекты еще на стадии образования самых маломассивных образований, то в рамках иерархического сценария основным источником роста характерной массы скоплений является слияние скоплений друг с другом. Поэтому в рассматриваемом случае рост характерной массы скоплений сопровождается соответствующим уменьшением их числа в единице сопутствующего объема, так что $M_c(z) \cdot N_c(z) \approx \text{const}$,

$$\frac{N_c(z)}{N_0} \approx (1+z)^{\frac{6}{n+3}}, \quad (5)$$

где N_0 — средняя плотность скоплений при $z = 0$.

В модели холодного скрытого вещества в масштабе скоплений спектр имеет наклон $n = -1$, поэтому в этой модели (при $\Omega_0 = 1$) $M_c(z) \propto$

$\propto (1+z)^{-3}$, а $N_c(z) \propto (1+z)^{-3}$ [2]. Таким образом, при $z \approx 1$ характерная масса скоплений должна быть в 8 раз меньше современного значения, а средняя плотность в единице сопутствующего пространства в 8 раз больше.

4. *Обсуждение.* Богатые скопления галактик являются наибольшими объектами Вселенной, которые уже полностью обособились от общего расширения Вселенной. При их образовании и эволюции главную роль играют гравитационные процессы. Газодинамические и тепловые процессы важны для газового компонента скоплений и рентгеновских свойств, но мало влияют на их общую эволюцию. Важнейшей чертой скоплений является чрезвычайно быстрый темп эволюции (см. также [2]).

Обе рассмотренные здесь модели образования структуры Вселенной (блинная и иерархическая) предсказывают уменьшение характерной массы скоплений с ростом z , но в блинной модели эволюция массы происходит быстрее. Однако средняя плотность скоплений в единице сопутствующего объема в обсуждаемых моделях эволюционируют различно: в иерархической модели в прошлом число скоплений было значительно больше, чем сейчас, а в модели блинов — значительно меньше. Темп эволюции настолько быстрый, что эволюцию ансамбля скоплений, по-видимому, можно заметить при сравнительно малых $z \approx 0.3 \div 0.5$.

Характерной чертой эволюции скоплений в иерархической модели является постоянство общей массы скоплений. Действительно, легко убедиться, что $M_c(z) \cdot N_c(z) = \text{const}$. Это, естественно, объясняется, если предположить, что еще на ранней стадии вся масса оказалась сосредоточенной в компактных сгущениях (например, галактиках), которые затем растут по массе только благодаря слияниям друг с другом.

Однако это предположение довольно приближенно, свидетельством чему является современная структура Вселенной — далеко не вся барионная масса галактики и газ сосредоточены в скоплениях галактик. Таким образом, гипотеза автомодельности, на которую опирается Кайзер в своей работе [2], требует дополнительного обоснования.

Как видим, простой подсчет числа скоплений (особенно богатых скоплений), т. е. установление зависимости $N_c(z)$, позволяет сделать выбор того или иного космологического сценария формирования крупномасштабной структуры. Например, путем сравнения результатов теоретического (численного) расчета с наблюдаемыми значениями $N_c(z)$. При этом необходимо более строго определить, как соотносятся «модельные скопления» с наблюдаемыми при различных z .

Трудности, возникающие при попытке количественного описания эволюции характеристик (параметров, массы, плотности и др.) скоплений галактик в рамках адиабатической модели на современном этапе, не позво-

ляют сделать сколько-нибудь точные и простые предсказания наблюдаемых свойств скоплений. Поэтому попытаемся найти их, исходя из наблюдательных данных.

Рентгеновские наблюдения скоплений галактик говорят, по-видимому, о том, что их светимость в рентгеновском диапазоне не возрастает с ростом z , т. е.

$$L_x(z) \propto (1+z)^{-m}, \quad m \geq 0. \quad (6)$$

Использование этой зависимости позволяет наложить ряд ограничений на поведение других параметров скоплений: массы M , радиуса R_c , температуры газа T_{gas} и дисперсии скоростей галактик σ_{gal} .

По-видимому, можно считать, что средняя по ансамблю плотность вещества в скоплениях меняется с течением времени пропорционально средней плотности Вселенной [2, 15],

$$\rho \propto (1+z)^3. \quad (7)$$

В пользу этой гипотезы можно привести следующий аргумент. Хотя плотность отдельно взятого скопления после завершения процесса бурной релаксации изменяется слабо вследствие внутренней эволюции, однако скопления эволюционируют благодаря столкновению и слиянию с другими. При этом, как уже было сказано, их средняя масса растет, а средняя плотность скоплений убывает.

Рентгеновская светимость скоплений оценивается известным соотношением

$$L_x \propto \rho_{\text{gas}} M_{\text{gas}} T_{\text{gas}}^{1/2}. \quad (8)$$

Естественно предположить, что газ и галактики находятся в одной и той же потенциальной яме (об этом говорят и наблюдения); следовательно, T_{gas} есть одновременно и вириальная температура $T_{\text{gas}} \propto \sigma_{\text{gal}}^2$, и поэтому (8) переписывается в виде

$$L_x \propto \rho_{\text{gas}} M_{\text{gas}} (M_t/R_c)^{1/2} = \rho_{\text{gas}}^{5/2} R_c^4. \quad (9)$$

Здесь $M_t = M_{\text{gas}} + M_{\text{gal}} + M_{DM}$ — полная масса скопления, $M_{\text{gas}} = \alpha' M_t$ ($\alpha' = 0.03 \div 0.1$). Подчеркнем, что речь идет о величинах, усредненных по ансамблю. Из (6), (8) и (9) следует, что характерный размер скоплений изменяется с z как

$$R_c \propto (1+z)^{\frac{2m+15}{8}}. \quad (10)$$

Соответственно масса, температура и дисперсия скоростей галактик скопления будут

$$M_t \propto (1+z)^{\frac{3(2m+7)}{8}},$$

$$T_{gal} \propto \sigma_{gal}^2 \propto (1+z)^{-\frac{2m+3}{4}}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что полученные ограничения, характеризующие ансамбль скоплений, носят довольно грубый предварительный характер, поскольку основная доля рентгеновской светимости обеспечивается центральными областями скоплений, где довольно большую роль могут играть различные процессы нагрева и охлаждения газа (см. подробности в работах [2, 18]).

Из приведенных формул видно, что при всех более или менее приемлемых m ($0 \leq m \leq 1$) характерный размер скоплений убывает в прошлое, что следует учитывать при интерпретации наблюдений. Действительно, процедура отбора скоплений (с классом богатства $R \geq 1$) сводится к подсчету числа галактик в пределах фиксированного (вйбелловского) радиуса $r_A = 3h_{50}^{-1}$ Мпк, так как скопления в прошлом были меньше (в среднем по ансамблю), то в число богатых зачисляются скопления с $R < 1$, просто потому, что относительный объем, в котором ведется подсчет, для них больше, чем для богатых скоплений.

В данной работе мы не затрагиваем важный вопрос о влиянии байсинга на процесс образования скопления галактик. По-видимому, можно считать, что наибольшие концентрации скрытой массы одновременно являются и самыми богатыми скоплениями галактик при различных формах байсинга [19]. Поэтому выводы, относящиеся в большей мере к свойствам скоплений скрытой массы, остаются в силе и по отношению к богатым скоплениям галактик.

В заключение приведем еще раз основные выводы:

- 1) Существует сильная временная эволюция плотности скоплений галактик, которая носит качественно различный характер в различных космологических сценариях.
- 2) Существует заметная эволюция усредненных по ансамблю характеристик скоплений.
- 3) Эволюционные эффекты ансамбля богатых скоплений во всех моделях структуры, основанных на гравитационной неустойчивости гауссовых возмущений плотности, столь сильны, что их можно обнаружить при сравнительно небольших $z \lesssim 0.5$.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность Я. Б. Зельдовичу и Р. А. Сюняеву за полезные обсуждения работы.

Приложение

Пространственная плотность максимумов α была рассчитана в [7, 8], где была приведена следующая аппроксимационная формула, используемая в данной работе,

$$n_\alpha(\alpha) = n_1 \chi(\alpha) \cdot \alpha^5 e^{-\alpha^2/2},$$

$$n_1 = \frac{\sqrt{15}}{7\sqrt{7}} \pi^{-2} r_c^{-3} \approx 0.02 r_c^{-3},$$

$$\chi(\alpha) \approx 0.65 + 0.22 \arctg(3\alpha - 13).$$

Для высоких максимумов $\alpha \rightarrow \infty$, $\chi(\alpha) \rightarrow 1$, и (3) представляет собой асимптотический закон; при $\alpha \sim 1$ $\chi(\alpha)$ приближенно аппроксимирует численные расчеты функции распределения $n_\alpha(\alpha)$. Аналогично [11]

$$n_\gamma(\gamma) \approx n_3 (\gamma^4 - 4\gamma^3 + 4\gamma^2 + 2\gamma + 1) \cdot e^{-0.9\gamma^2},$$

$$n_3 = \frac{709}{875} \cdot \frac{68}{9} \cdot \sqrt{\frac{3}{7}} (2\pi)^{-5/2} r_c^{-3} \approx 0.04 r_c^{-3}.$$

Выражение в скобках снова дает правильную асимптотику $n_\gamma(\gamma) \propto \gamma^4 \cdot e^{-0.9\gamma^2}$ при $\gamma \gg 1$ и аппроксимирует численные расчеты $n_\gamma(\gamma)$ при $\gamma \approx 1$. Величины α и γ приведены в единицах дисперсии компонентов тензора деформации, который фигурирует в формулах приближенной нелинейной теории. Масштаб r_c определяется формулой

$$r_c^2 = 3 \frac{\int_0^\infty \delta_k^2 k^3 dk}{\int_0^\infty \delta_k^2 k^4 dk},$$

где δ_k^2 — спектр возмущений плотности; r_c зависит не только от масштаба затухания R_+ , но и от вида начального спектра в длинных волнах. При начальном спектре типа Зельдовича-Гаррисона ($n=1$) $r_c \approx 17.6 m_{30}^{-1}$ Мпк, где m_{30} — масса нейтрино в единицах 30 эВ.

Институт физических

проблем АН СССР

Государственный астрономический

институт им. П. К. Штернберга

EVOLUTION OF CLUSTERS OF GALAXIES

S. G. SIMAKOV, S. F. SHANDARIN

The problem of the evolution of galaxy cluster ensemble is discussed. Both hierarchical clustering and pancake scenarios predict fast decrease of a typical cluster mass. However, the hierarchical model envisages the increase of the mean number of clusters in unit comoving volume in contrast to the pancake model predicting its decrease. The latter can be used as observational test discriminating the models. The evolution in both models is so quick that it can be observed at z as small as $z \leq 0.5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. O. Abell, *Astrophys. J.*, 213, 327, 1977.
2. N. Kaiser, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 222, 323, 1986.
3. A. G. Doroshkevich, M. Yu. Khlopov, R. A. Sangaev, A. S. Szalay, Ya. B. Zel'dovich, *Proc. X-th Texas Symp. Relativ. Astrophys.*, 1980.
4. Я. Б. Зельдович, *Итоги науки и техн., Астрономия*, 22, 4, 1983.
5. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, *Успехи физ. наук*, 139, 83, 1986.
6. А. Г. Дорошкевич, А. А. Клыпин, Э. В. Коток, *Астрон. ж.*, 63, 417, 1986.
7. A. G. Doroshkevich, S. F. Shandarin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 27, 1978.
8. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрон. ж.*, 55, 1144, 1978.
9. С. Ф. Шандарин, А. А. Клыпин, *Астрон. ж.*, 61, 837, 1984.
10. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 319, 1970.
11. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 61, 434, 1984.
12. A. A. Klypin, S. F. Shandarin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 891, 1983.
13. S. D. White, M. Davis, C. S. Frenk, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 209, 27, 1984.
14. С. Н. Гурбаев, А. Н. Саичев, С. Ф. Шандарин, *Докл. АН СССР*, 285, 323, 1985.
15. S. D. M. White, M. J. Rees, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 341, 1978.
16. T. A. McGlinn, A. C. Fabian, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 208, 709, 1984.
17. Ф. Дж. Э. Пиблс, *Структура Вселенной в больших масштабах*, Мир, М., 1983.
18. C. L. Sarazin, *Rev. Mod. Phys.*, 56, 1, 1986.
19. E. Braun, A. Dekel, P. R. Shapiro, *Prepr. WIS-87/61*, 1987.

УДК: 524.45

СТРУКТУРА СКОПЛЕНИЙ. ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ АНАЛИЗА

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 26 ноября 1987

Принята к печати 15 апреля 1988

По опубликованным данным изучено 14 богатых южных скоплений галактик с применением новых приемов анализа. Мелкие субструктуры в этих скоплениях не выделяются на фоне случайных флуктуаций. Обнаружено систематическое несовпадение центров галактик со скоростями, большими и меньшими средней скорости скопления. Положительная корреляция между коэффициентами асимметрии распределения координат членов этих групп свидетельствует об асимметричности сглаженных форм центральных областей некоторых скоплений.

1. Введение. При изучении скоплений галактик возникают, в частности, две проблемы, заключающиеся в исключении объектов переднего и заднего фона и в различении реальных субструктур на фоне случайных флуктуаций в распределении членов.

Известно, что скопления, отобранные для исследования, «предпочитают» располагаться в окнах межзвездной среды, числа же галактик фона оценивают, изучая произвольные области. К тому же в критерии отбора скоплений всегда отдается предпочтение тем случаям, когда в области случайно повышено число галактик фона. Это объясняется относительной малочисленностью богатых скоплений. Легче получить ложное богатое скопление в области небольшого реального скопления там, где имеется значительная положительная флуктуация чисел галактик фона.

При анализе второй проблемы необходимо учесть возможный эффект мелких субструктур, способный резко усилить роль случайных флуктуаций. При его наличии в скоплении, например, могут случайно возникнуть два больших сгущения. При отсутствии субструктур вероятность такого распределения галактик ничтожно мала. Если игнорировать возможность присутствия мелких субструктур, то можно прийти к ошибочному выводу о свойствах этого скопления.

Рассмотрим новый подход к изучению строения скоплений (он описан также в [1]). Используется некоторая функция от координат и/или

скоростей членов. Ее среднее значение для совокупности скоплений несет в себе такую информацию, которую другими методами получить было бы трудно, может быть, невозможно. Недостатком же такого подхода является невозможность судить об особенностях какого-то отдельного скопления. Выводы касаются лишь свойств совокупности скоплений.

Заметим, что субъективное впечатление о существовании субструктур, появляющееся иногда при разглядывании снимков скоплений (и даже используемое некоторыми авторами при классификации) — очень ненадежный способ доказательства, поскольку при этом неизбежно игнорируются флуктуации в распределении галактик.

Ниже основная идея, предложенная в [1], применяется к данным о 14 хорошо изученных скоплениях. При этом предлагается ряд новых приемов исследования, которые, по нашему мнению, будут полезны и при изучении других скоплений.

2. Материал. Рассмотрим выборку [2] богатых скоплений южного неба, данные о которых получены одними и теми же авторами, инструментами и методами. Эти весьма однородные данные включают лучевые скорости и координаты более 600 галактик в 14 скоплениях, причем изучались лишь центральные области. Лучевые скорости центроидов скоплений заключены в интервале от 14000 до 45000 км/с, а квадратные корни σ_v из дисперсии лучевых скоростей членов изменяются от 453 до 1180 км/с. В качестве членов рассматривались галактики обычно не далее 0.67 Мпк от центра ($H = 75$ км/с/Мпк). Такое ограничение сильно уменьшает примесь галактик фона. Кроме того, лучевые скорости членов, изученных нами, удовлетворяли условию:

$$|V - \langle V \rangle| < 3\sigma_v, \quad (1)$$

где значения $\langle V \rangle$ и σ_v оценены в [2].

3. Метод шестерок. В [1] для каждого из 43 скоплений (из числа изученных в [3]) по 6 ярчайшим членам определялась функция:

$$m = \left| \sum_{i=1}^6 \text{sign}(x_i - \langle x \rangle) \right|, \quad (2)$$

где x_i — одна из двух прямоугольных координат и $\langle x \rangle$ — среднее арифметическое из 6 значений. Аналогичная величина определялась для координат y_i . Усреднение по всем скоплениям дало $\langle m \rangle = 1.35 \pm 0.129$, тогда как значение, ожидаемое при отсутствии субструктур, составляет только 0.92.

Этот результат проверим здесь для наших 14 скоплений по галактикам, удовлетворяющим условию

$$|V - \langle V \rangle| < 300 \text{ км/с.} \quad (3)$$

Всего были выделены 48 взаимно независимых случайных шестерок. Получено значение: $\langle m \rangle = 0.79 \pm 0.155$. Поскольку в первом случае данные о скоростях не использовались, то различие с последним результатом может объясняться эффектом неучтенных галактик фона. Но возможны и другие объяснения.

4. *Микроструктура распределений в картинной плоскости.* Введем характерную длину:

$$l = 2 \sqrt{\sigma_x \sigma_y / N}, \quad (4)$$

где σ_x и σ_y — стандарты распределений координат x и y , N — число изучаемых членов скопления. Пусть n — число членов, имеющих ближайшего соседа не далее расстояния l , и $\sigma_x = \sigma_y$. В случае усеченно-нормального распределения по каждой координате и при отсутствии субструктур справедливо равенство:

$$\langle n \rangle / N = 1 - c^{-1} \int_0^A \exp \left(- \frac{2(N-1)}{N} \exp(-z) - z \right) dz, \quad (5)$$

где $c = 1 - \exp(-A)$ и A — параметр усечения. В каждом из 14 скоплений случайно выделялось по 20 галактик, подчиняющихся условию (1), и измерялись расстояния до ближайших галактик из той же выборки. Усреднение по всем скоплениям дало значение $\langle n \rangle / 20 = 0.60 \pm 0.015$ в прекрасном согласии с теоретическим значением при $A = 2.5$ (0.595).

Таблица 1

Интервал скоростей	Σ	Σ_1	Σ_2	Σ_3
1	116	30	86	10
2	91	22	69	9
3	78	25	53	1
4	94	19	75	12
5	113	29	84	10

5. *Распределение скоростей.* В табл. 1 в столбце Σ приводятся суммарные данные о распределении галактик по 20% интервалам скоростей, рассчитанным для нормального распределения (первый из них, например, соответствует значениям величины $(V - \langle V \rangle) / \sigma_V$ от $-\infty$ до -0.8416). Столбцы Σ_1 и Σ_2 соответствуют скоплениям с $\sigma_V < 700$ и $\sigma_V > 1000$ км/с. По критерию χ^2 отличие от нормального распределения статистически зна-

чимо в случаях Σ и Σ_2 . Наиболее разителен случай скопления С64 (случай Σ_3 в таблице), отчетливо разделившегося на два субскопления в пространстве скоростей. В картинной плоскости существенного разделения в данном случае не видно.

6. *Асимметрия.* 1) В качестве коэффициента, характеризующего асимметрию эмпирического распределения по координате x , используем величину

$$t_x = \sqrt{\frac{(N+1)(N+3)}{6(N-2)}} \cdot \frac{\langle (x - \langle x \rangle)^3 \rangle}{\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle^{3/2}}. \quad (6)$$

Аналогично определим величину t_y для координат y . Согласно [4] величины t_x и t_y имеют стандартное нормальное распределение — если величины x и y распределены по нормальным законам. В этом случае величина

$$\xi = \sum_{i=1}^{14} (t_{xi}^2 + t_{yi}^2), \quad (7)$$

где суммирование ведется по всем скоплениям, должна подчиняться χ^2 -распределению с 28 степенями свободы. Наблюдаемое значение ξ для галактик, удовлетворяющих условию (1), равно 30.14. При отсутствии субструктур вероятность получить случайно такое или большее значение равна 0.36, то есть достаточно велика. Напомним, что наличие субструктур должно приводить к повышенным значениям ξ .

2) Величину t_v , аналогичную величинам t_x и t_y , можно определить и для распределения скоростей. При тех же предположениях величина

$$\xi_v = \sum_{i=1}^{14} t_{vi}^2 \quad (8)$$

должна подчиняться χ^2 -распределению с 14 степенями свободы. Обработка данных наблюдений приводит к значению $\xi_v = 21.93$, случайное превышение которого может произойти с вероятностью 0.08. Впрочем, следует при-
нять во внимание, что использованное нами ограничение (1) ведет к зани-
жению флуктуаций величины t_v и к завышению вероятности.

7. *Подсистемы приближающихся и удаляющихся членов.* Галактики, подчиняющиеся условию (1), разобьем на группы А и В соответственно с $V > \langle V \rangle$ и $V < \langle V \rangle$, где усреднение выполнено по галактикам обеих групп. Сравнение этих двух выборок помогает ответить на интерес-
ные вопросы.

1) Если группы А и В принадлежат единому стационарному скоплению, то координаты их центроидов должны совпадать в пределах случайных флуктуаций. Для каждого скопления определим величину:

$$\eta = \frac{(\langle x \rangle_A - \langle x \rangle_B)^2}{\sigma_{xA}^2 + \sigma_{xB}^2} + \frac{(\langle y \rangle_A - \langle y \rangle_B)^2}{\sigma_{yA}^2 + \sigma_{yB}^2}, \quad (9)$$

где σ_{xA} , σ_{xB} и т. д. — эмпирические стандарты величин $\langle x \rangle_A$, $\langle x \rangle_B$ и т. д. В нашем случае каждая группа содержит в среднем 17.6 галактик — число достаточно большое, чтобы распределения величин $\langle x \rangle_A$, $\langle x \rangle_B$ и т. д. можно было считать нормальными независимо от вида распределения величин x и y (не очень сильно отличающегося от нормального). Тогда величина η должна приблизительно подчиняться χ^2 -распределению с двумя степенями свободы. Если мы просуммируем значения η для всех 14 скоплений, то сумма будет распределена по тому же закону, но число степеней свободы составит 28.

Значение σ_{xA}^2 определяется по формуле:

$$\sigma_{xA}^2 = (\langle x^2 \rangle_A - \langle x \rangle_A^2) / (N_A - 1). \quad (10)$$

Аналогичные формулы используются при вычислении величин σ_{xB}^2 и т. д. Если в скоплении присутствуют субструктуры, то число взаимно независимых координат уменьшится примерно в S раз, где S — типичная населенность субструктуры; примерно во столько же раз должна быть увеличена величина σ_{xA}^2 . Если этого не делать, то ожидаемое среднее значение величины η уже не будет равно двум, как раньше, а возрастет примерно в S раз.

Величина $\sum_{i=1}^{14} \eta_i$, определенная для 14 скоплений, оказалась равной

40.65. При отсутствии субструктур вероятность случайного получения такого или большего значения равна 0.058. Если рассмотреть только те четыре скопления, у которых $\sigma_v > 1000$ км/с, то для них сумма значений η должна иметь χ^2 -распределение с 8 степенями свободы. Наблюдаемая сумма равна 23.54. Вероятность случайного получения такого или большего значения составляет всего 0.0027. У остальных скоплений сумма значений η соответствует вероятности 0.65.

2) Существует ли тенденция галактик данной группы образовывать субструктуры? Ответ попытаемся получить сопоставляя средние числа галактик групп А и В в окрестности каждой галактики (в зависимости от принадлежности последней к той или иной группе). Определим величины:

$$\Delta_A = \langle n_{AA} \rangle - ((N_A - 1)/N_B) \langle n_{AB} \rangle$$

и

$$\Delta_B = \langle n_{BB} \rangle - ((N_B - 1)/N_A) \langle n_{BA} \rangle, \quad (11)$$

где N_A и N_B — числа галактик в группах A и B , n_{AA} — число галактик группы A в окрестности галактики той же группы; величины n_{BB} , n_{AB} и n_{BA} определяются аналогично (например, в случае n_{AB} подсчитываются объекты типа B в окрестности объектов типа A). Если галактики групп A и B перемешаны в скоплении случайно, то значения Δ_A и Δ_B должны быть близки к нулю. Для наших 14 скоплений значение величины $\Delta = (\Delta_A + \Delta_B)/2$ оказалось равным $+0.22 \pm 0.13$. Это означает, что данным методом эффект субструктур не выявляется. В качестве „окрестности“ рассматривался квадрат со стороной примерно равной $2l$ (см. (4)) и с центром в данной галактике.

3) Обусловлена ли асимметрия в распределении координат x и y только случайными флуктуациями? Ответ можно получить из сравнения значений t_x и t_y (см. (6)) в группах A и B . При полной симметрии априорного (или сглаженного за случайные флуктуации) распределения корреляции между значениями t_{xA} и t_{xB} , t_{yA} и t_{yB} быть не должно. Однако в 28 парах значений коэффициентов асимметрии коэффициент корреляции по Спирмену оказался равным $+0.478$. Вероятность случайного получения такого или большего значения составляет всего 0.0054.

8. Дисперсия скоростей и структура скопления. В табл. 2 приводятся значения σ_v , заимствованные из [2], а также рассчитанные нами значения η (см. (9)) и Δ (среднее арифметическое из значений Δ_A и Δ_B , определенных формулами (11)). Величина η характеризует сдвиг центроида группы A относительно группы B . Величина Δ является мерой тенденции галактик одной и той же группы располагаться рядом в скоплении. Эти величины взаимно связаны, хотя и не функционально (коэффициент корреляции по Спирмену равен $+0.912$). Как связаны они с дисперсией скоростей?

Коэффициент корреляции по Спирмену между величинами σ_v и η равен $+0.7055$. Вероятность случайно получить такое или большее значение при отсутствии реальной корреляции составляет всего 0.0033. Ранее, используя метод сумм значений η для разных скоплений, мы показали, что непомерно большой сдвиг центроидов групп A и B обнаруживается лишь у скоплений с $\sigma_v > 1000$ км/с.

Корреляция между величинами σ_v и Δ оказалась более слабой ($R = +0.618$), но все еще статистически значимой.

9. *Заключение.* Новый подход к анализу структуры скоплений галактик позволил получить три существенных результата.

1. Асимметрия в распределении координат 6 ярчайших членов скоплений заметно выше, чем ожидается при чисто случайных флуктуациях (см. [1]).

Таблица 2

Скопление	σ_V (км/с)	η	Δ
C02	547	1.52	-0.052
C03	1011	1.66	-0.033
C19	1030	5.98	+1.208
C20	854	1.48	-0.382
C21	631	1.02	-0.168
AC1	1072	5.43	+0.812
C30	615	2.88	+0.526
C31	769	2.22	-0.048
C37	927	3.07	+0.024
C39	453	0.52	-0.171
C52	1180	10.47	+0.864
C64	821	2.41	+0.452
C65	797	1.72	+0.074
C67	726	0.27	-0.088

2. У скоплений с дисперсиями лучевых скоростей, превышающими $(1000 \text{ км/с})^2$, центроиды галактик с $V > \langle V \rangle$ определенно смещены в картинной плоскости относительно центроидов галактик с $V < \langle V \rangle$. Такое смещение может иметь два объяснения: либо в этих скоплениях существуют пространственно обособленные структуры, движущиеся относительно центра с существенно различающимися скоростями, либо мы имеем дело с перекрывающимися на небе, но взаимно независимыми скоплениями. При $H = 75 \text{ км/с/Мпк}$ и $\Delta V \approx 1.5 \sigma_V$ расстояние между ними по лучу зрения должно быть порядка 20 Мпк. Напомним, что здесь не рассматривались галактики, которые в картинной плоскости находятся примерно далее 0.7 Мпк от центра сгущения; из тех же галактик, которые находятся на меньших расстояниях, не рассматривались объекты с $|V - \langle V| > > 3\sigma_V$.

3. Впервые получено объективное свидетельство того, что асимметрия в распределении координат членов скоплений имеет две составляющие.

Одна из них обусловлена случайной флуктуацией, а другая — реальной асимметрией сглаженного распределения галактик. Впрочем, этот результат нуждается в проверке на другом материале.

Поиски мелкомасштабных субструктур в скоплениях (например, двойных галактик) успехом не увенчались. Это может свидетельствовать об обманчивости субъективного впечатления, возникающего при разглядывании снимков скоплений.

На первый взгляд, наш вывод об асимметрии сглаженных форм хотя бы некоторых скоплений в проекции на картинную плоскость находится в противоречии с тем, что среднее значение квадратов коэффициентов асимметрии t_x и t_y (см. (6)) равно 1.08 ± 0.27 , то есть почти равно значению, ожидаемому при точной симметрии априорных распределений (асимметрия возникает только благодаря случайным флуктуациям). Однако большая ошибка наводит на предположение, что метод корреляций значений t в группах А и В просто оказался более чувствительным.

Горьковский педагогический
институт

STRUCTURE OF CLUSTERS — APPLICATION OF NEW METHODS OF INVESTIGATION

B. I. FESENKO

On the basis of published data 14 southern rich clusters of galaxies are studied with the use of new methods of investigation. Small substructures are not distinguished against random fluctuations. It was discovered that the centroids of the galaxies with velocities exceeding and not exceeding the mean velocity of cluster do not coincide. A positive correlation between the coefficients of the asymmetry in the coordinate distributions of the members of these groups is an evidence of the asymmetrical smoothed shape of some clusters.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Фесенко, Л. М. Фесенко, Новые приемы изучения строения скоплений галактик и результаты их применения (рукопись готовится к депонированию в ВИНТИ).
2. M. Colless, P. Hewett, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 224, 453, 1987.
3. A. Dressler, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 565, 1980.
4. Б. А. ван дер Варден, Математическая статистика, М., 1960.

УДК: 524.3—355:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ПЛЕЙОНЫ В 1972—1986 гг.

В. Т. ДОРОШЕНКО

Поступила 12 апреля 1988

Принята к печати 3 сентября 1988

На основе многолетних наблюдений Плеяды (1972—1986 гг.) со спектрометрами квантового раз разрешения получены распределения энергии в непрерывном спектре в $\text{эрг/см}^2 \text{ \AA}$ и эквивалентные ширины линий H_α — H_γ . Отмечено коррелированное (но со сдвигом по времени) изменение яркости в фильтре V и эквивалентной ширины эмиссионной линии H_α . Изменения балмеровского скачка и ультрафиолетового градиента хорошо коррелируют с изменением показателя цвета ($U-B$). Сопоставление наблюдаемого континуума с распределением энергии в звездах по моделям Курца и распределением энергии водородного газа показало, что вклад прозрачного в континууме газового компонента в суммарное излучение уменьшался от $\approx 2.7\%$ в 1970 г. до $\approx 0.8\%$ в 1975 г. Сильное развитие абсорбционного линейчатого спектра, образующегося в оболочке в 1977—1985 гг., способствовало блокировке звездного излучения на балмеровском скачке и понижению спектрофотометрической температуры в этой спектральной области. Цветовые и спектральные характеристики звезды в 1986 г. пришли в соответствие с ее излучением при $T_{\text{eff}} = 11500 \text{ K}$, что указывает на значительную деформацию оболочки. Мера эмиссии оболочки в 1975 г. составляла $\approx 1.6 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-5}$ и масса ее $\approx 5 \cdot 10^{-10} M_\odot$.

1. Введение. Плеяда (BS 1180 = BD + 23° 558 = HD 23862 = 28 Tau = BU Tau) принадлежит к классу быстровращающихся В-звезд с оболочкой ($v \cdot \sin i = 350 \text{ км/с}$ [1], B8pV). Одно время считалось, что Плеяда — двойная звезда [2]. Однако фотометрические наблюдения звезд в Плеядах [3] не подтвердили версию о ее двойственности. За почти столетнюю историю ее исследования астрономы дважды были свидетелями образования и дальнейшего развития газовой оболочки вокруг нее: первый эпизод длился с 1938 г. по 1954 г., второй начался в 1972 г. и продолжается по настоящее время. Во время последнего оболочечного периода проводились довольно разнообразные по методике исследования Плеяды в разных спектральных интервалах: от ультрафиолетовой области до инфракрасной.

В представленной работе проводится анализ выполненных автором многолетних наблюдений спектра Плеяды со спектрометрами низкого разрешения.

2. Наблюдения. Наблюдения Плеяды в спектральном диапазоне 3200—7600 Å проводились автором на 48-см и 60-см рефлекторах Крымской лаборатории ГАИШ со спектрометром Сейа-Намиока с вогнутой решеткой (1972—1982 гг.) и со спектрометром Черны-Тернера с плоской решеткой (1984—1986 гг.). При работе со спектрометром Сейа-Намиока использовалась ширина щели 17 Å. Запись спектра осуществлялась на ленту ЭПП-09 и занимала около 7 мин при сканировании от синей области к красной и столько же в обратном направлении. Спектрометр Черны-Тернера работал в режиме счета фотонов, и регистрация спектра осуществлялась с помощью цифropечатающего устройства. Вращение решетки производилось шаговым двигателем, реальное спектральное разрешение составляло 48 Å. Время накопления сигнала на каждом шаге сканирования составляло 10 сек для Плеяды и 1 сек для звезд сравнения. Весь спектральный диапазон перекрывался 90 шагами. В каждую наблюдательную ночь получалось не менее двух спектров Плеяды. Описание указанной аппаратуры приводится в работах [5, 6].

В качестве звезд сравнения использовались β Ari, β Tau, α Leo, BS 1149 (январь 1977 г.), BS 1178 (01. 10. 1973 г.), абсолютные потоки которых были взяты из [5, 7].

3. Обработка наблюдений. Распределения энергии в непрерывном спектре Плеяды для разных дат за период 1972—1986 гг. были вычислены через 50 Å в единицах [эрг/см² с Å] с использованием стандартной методики. Характерные среднеквадратичные ошибки полученных потоков в различных интервалах спектра составили $\approx 3\%$ в области λ 5100 ÷ ÷ 6000 Å и ≈ 6 —7% в краевых областях λ 3200 ÷ 3700 Å и λ 7100 ÷ ÷ 7600 Å. Примеры полученных распределений энергии показаны на рис. 1*.

Помимо распределения энергии в непрерывном спектре, были измерены эквивалентные ширины эмиссионной линии H₂ и линий поглощения H β , H γ и H δ . Их средние значения за ночь и среднеквадратичные ошибки приведены на рис. 3.

Плеяда находится в довольно близкой к нам отражательной туманности в Плеядах. Поглощение в туманности хотя и неоднородно, но в среднем невелико. Величина межзвездного покраснения $E(B-V)$ до самой

* В связи с трудностями с напечатанием таблицы, содержащей вычисленные распределения энергии Плеяды по датам, все желающие получить эти результаты могут обратиться непосредственно к автору.

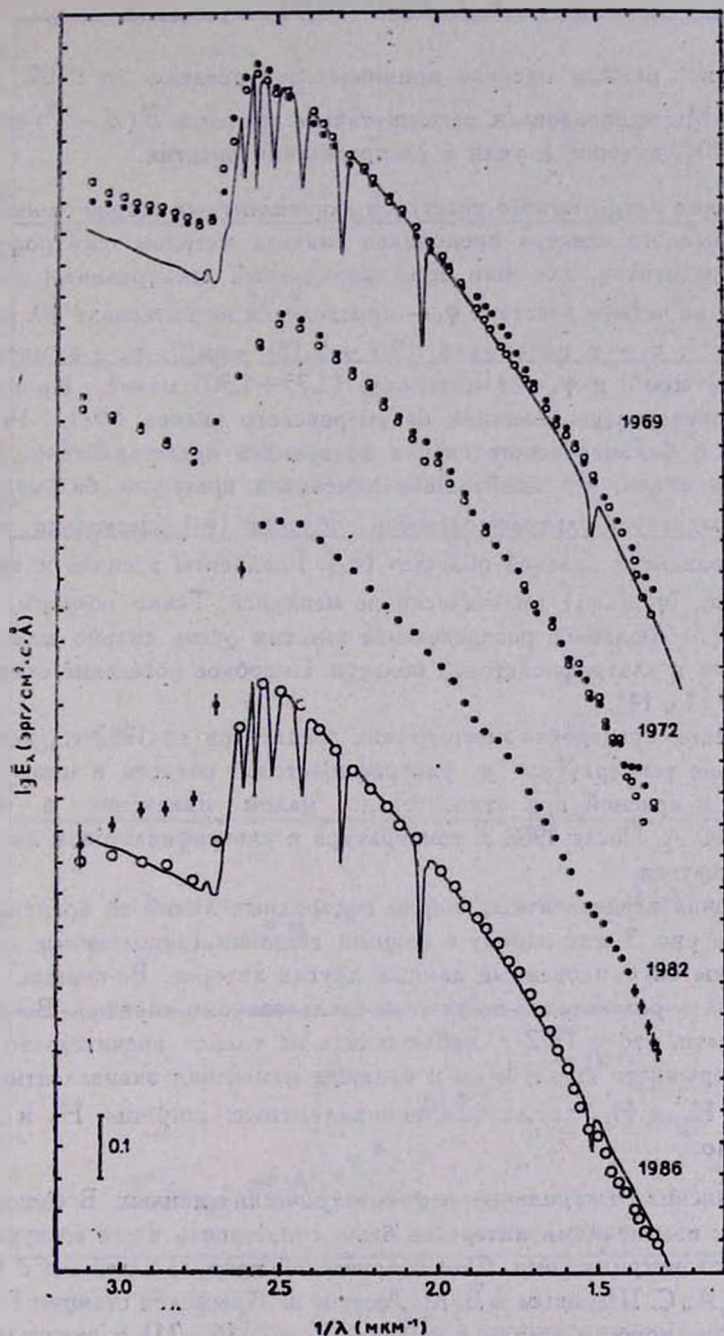


Рис. 1. Распределение энергии в непрерывном спектре Плеяды в относительных единицах. Межзвездное поглощение учтено. Цифры справа относятся к году наблюдения: ноябрь—декабрь 1969 г. — наблюдения Маматказиной и Кудрявцевой [12], остальные — автора. Сплошной линией представлено распределение энергии по модели Куруца [4] для нормального химсостава, $\lg g = 4.0$ и $T_{\text{eff}} = 11\,500$ К.

Плейоны по разным оценкам принимается в пределах от 0^m02 [8] до 0^m054 [9]. Мы использовали промежуточное значение $E(B-V) = 0^m035$, согласно [10], которое и учли в распределении энергии.

4. *Анализ непрерывного спектра и эквивалентных ширин линий.* Анализ непрерывного спектра проводился сначала методом спектрофотометрических градиентов, для чего весь исследуемый спектральный диапазон был разбит на четыре участка: φ_1 — определялся на интервале $1/\lambda$ от 3.125 до 2.7 мкм^{-1} ; φ_2 — в интервале $(2.7 \div 2.15) \text{ мкм}^{-1}$; φ_3 — в интервале $(2.15 \div 1.75) \text{ мкм}^{-1}$ и φ_4 — в интервале $(1.75 \div 1.30) \text{ мкм}^{-1}$. Кроме градиентов, определялась величина бальмеровского скачка (B/J). Развитие градиентов и бальмеровского скачка во времени представлено на рис. 2. Из рисунка видно, что наибольшие изменения претерпел бальмеровский скачок и градиент в ультрафиолетовой области (φ_1). Несколько меньше менялся градиент в красной области (φ_4). Градиенты в синей и визуальной областях (φ_2 и φ_3) практически не менялись. Таким образом, можно видеть, что наблюдаемое распределение энергии очень сильно изменилось прежде всего в ультрафиолетовой области. Подобное поведение отмечалось и в работах [13, 14].

Изменения спектрофотометрических градиентов до 1982 г. указывают на понижение температуры в ультрафиолетовой области и некоторое ее повышение в красной при относительно малом изменении в области $\lambda 4200\text{—}5700 \text{ \AA}$. После 1982 г. температура в ультрафиолетовом диапазоне стала повышаться.

Изменения эквивалентных ширин водородных линий во времени представлены на рис. 3, где наряду с нашими данными (заполненные кружки) использованы опубликованные данные других авторов. Во-первых, видно, что сходимость результатов по разным исследованиям хорошая. Во-вторых, можно сказать, что с 1972 г. наблюдались не только значительные изменения непрерывного спектра, но и большие изменения эквивалентных ширин линий H_α и H_β , тогда как эквивалентные ширины H_γ и H_δ менялись мало.

5. *Сравнение спектральных и фотометрических данных.* В связи с обсуждаемыми изменениями интересно было сопоставить наши спектральные данные с фотометрическими. Фотометрический патруль Плейоны с 1971 г. проводится А. С. Шаровым и В. М. Лютым на Крымской станции ГАИШ. Сопоставление яркости звезды в фильтре V из [16—21] и эквивалентной ширины эмиссионной линии H_α (рис. 3) выявляет большое подобие в их изменениях, с той лишь разницей, что значительные изменения блеска V

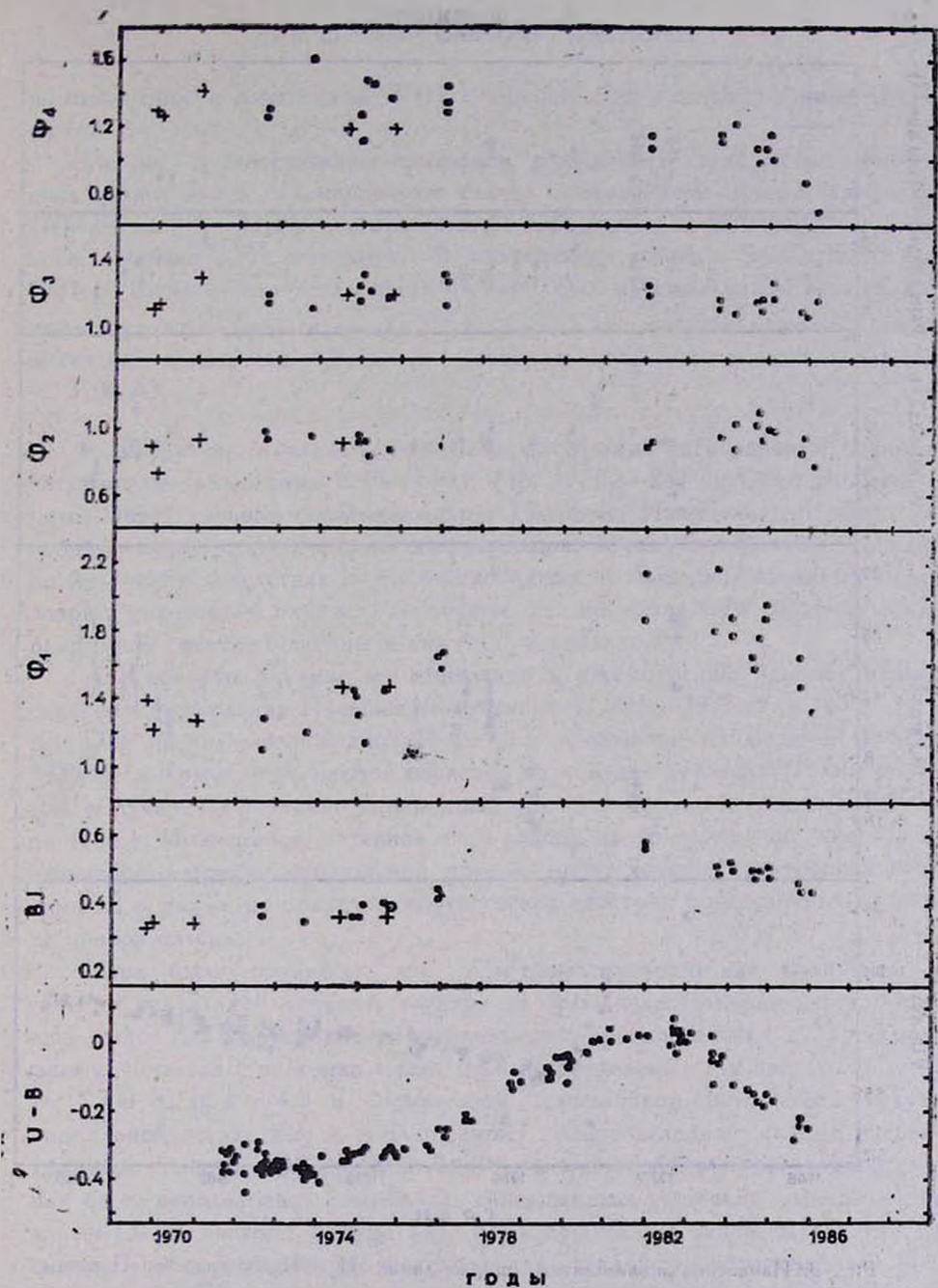


Рис. 2. Изменение спектрофотометрических градиентов ($\Psi_1 \div \Psi_4$), балмеровского скачка (BJ) и показателя цвета (U-B) во времени. Фотометрические данные — из работ [16—21].

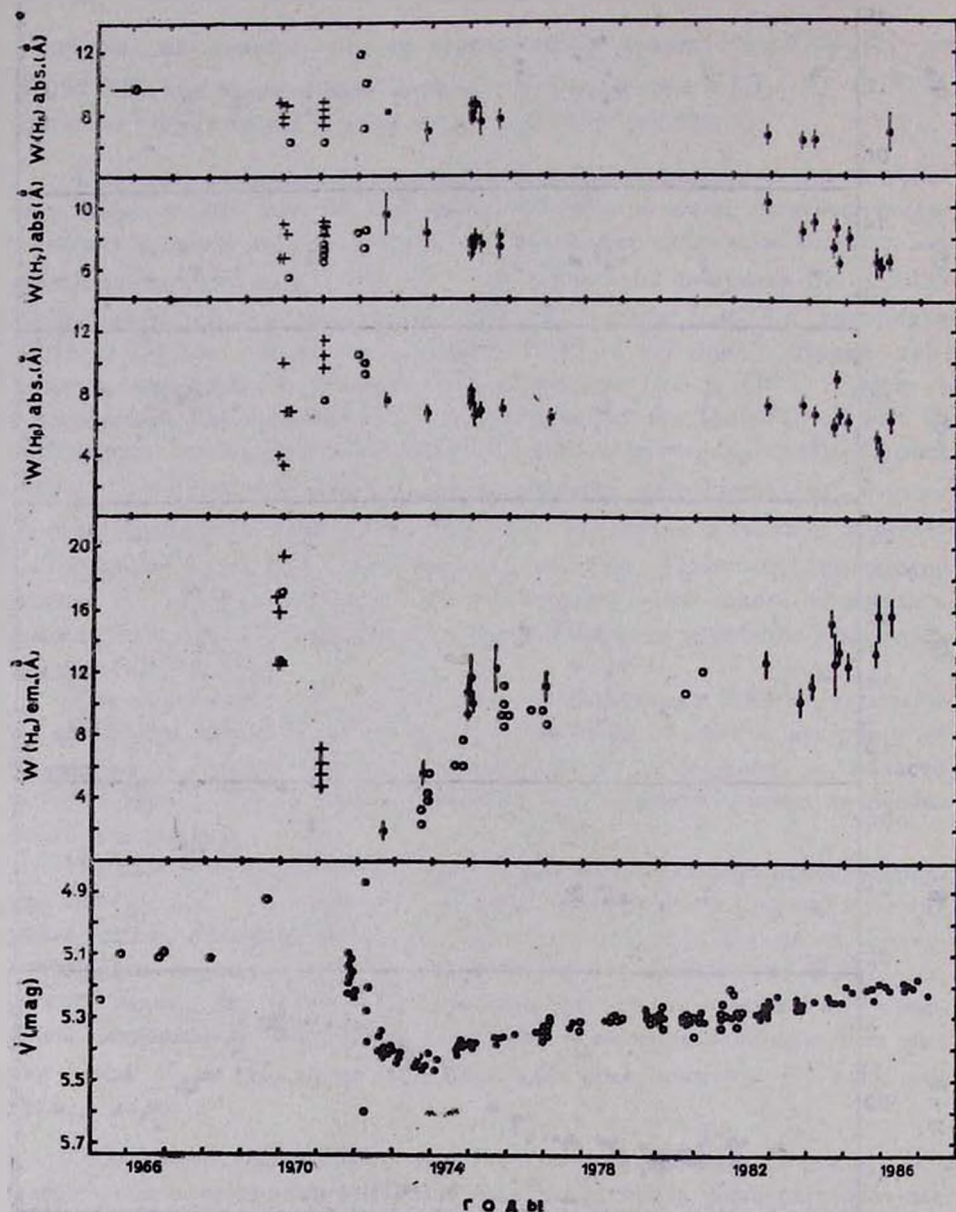


Рис. 3. Изменение эквивалентных ширин линий $H_\alpha - H_\delta$ и яркости Пасейоны в фильтре V во времени. V -фотометрия в основном по работам Шарова и Лютого [16—21] представлена заполненными кружками; открытыми кружками — данные из равных литературных источников. Эквивалентные ширины из работ [11, 15] обозначены прямыми крестиками, а из работ [8, 26, 30—33] — открытыми кружками, точками — данные автора.

по отношению к изменениям $W(H_\alpha)$ происходили с запаздыванием почти на год.

На рис. 2 сопоставлены изменения полученных спектрофотометрических градиентов и бальмеровского скачка с изменением показателя цвета ($U-B$) из [16—21]. У нас отсутствуют наблюдения в 1978—1981 гг. Однако, согласно [14], максимум бальмеровского скачка приходится на 1981 г., когда и показатель цвета ($U-B$) был максимальным. Мы видим полное сходство кривых для φ_1 , Bj и ($U-B$), что свидетельствует о связи изменений показателя цвета со спектральными изменениями при $\lambda < 3700 \text{ \AA}$.

6. *Обсуждение изменений континуума.* Многие спектральные и фотометрические наблюдения 1971—73 гг. [16, 17, 22—24] указывали на появление новой газовой оболочки вокруг Плеяды. Известно, что оболочка может создавать значительные инфракрасные и ультрафиолетовые избытки излучения вследствие свободно-свободных и свободно-связанных переходов в водородной плазме. Рассмотрим, как проявила себя оболочка в непрерывном спектре Плеяды и как она развивалась.

Для полноты анализа мы привлекли к рассмотрению кроме наших данных и наблюдения Плеяды, полученные в 1969—1975 гг. в АФИ АН Каз.ССР на аналогичной аппаратуре [12]. Сравнение наблюдений 1974—1975 гг. в Крыму и Алма-Ате показало их хорошее согласие. Таким образом, получился достаточно однородный ряд спектральных данных с 1969 г. по 1986 г. Имеющийся материал был разбит на 16 групп по принципу временной близости наблюдений друг к другу, хорошей внутренней схожимости, а также по принципу соответствия спектров определенным фазам на кривой блеска.

Ранее было показано, что спектрофотометрические градиенты в синей и визуальной областях спектра за время наших наблюдений менялись мало. Поэтому сравнение наблюдаемого распределения с теоретическим начиналось с подгонки модельного распределения для звезды с $T_{\text{eff}} = 11\,500 \text{ K}$, $\lg g = 4.0$ и нормальным химсоставом (что соответствует нормальной звезде В8) к наблюдаемому распределению именно в спектральной области $\lambda\, 3800\text{—}5800 \text{ \AA}$. В качестве теоретического распределения были использованы наиболее совершенные для звезд спектрального класса О—А расчеты Куруца [4]. Были вычислены разности потоков (в смысле «наблюдения минус модель») для каждой из образованных 16-и групп. На рис. 4 эти разности представлены лишь для некоторых наиболее характерных групп. Оказалось, что в 1969—1975 гг. в ультрафиолетовой области, начиная с бальмеровского скачка, наблюдалось избыточное, по сравнению со звездой В8, излучение. Это добавочное излучение можно представить как излучение небулярного континуума с электронной темпе-

ратурой $T_e = 10\,000$ К и электронной плотностью $N_e > 10^8$ см⁻³ с распределением энергии из [25]. Процентный вклад газовой оболочки в суммарное излучение «звезда + оболочка» варьировался до достижения наилучшего совпадения наблюдаемого и вычисленного распределений энергии. Крестиками на рис. 4 представлены разности между наблюдаемым и вычисленным потоками, а доля газового компонента в суммарном излучении составляла: 2.4% в 1969 г.; 2.7% в 1970 г.; 1.3% в 1971 г.; 1.2% в 1972—1973 гг.; 1% в 1974 г. и 0.8% в 1975 г.

Однако, начиная с 1977 г., такая двухкомпонентная модель уже не могла объяснить наблюдаемое распределение энергии. Дело в том, что с 1977 г. наблюдалась ультрафиолетовая недостаточность излучения по сравнению со звездой В8. Из рис. 4 видно, что при мало меняющемся распределении энергии в области λ 4000—7000 Å поглощение за бальмеровским скачком (λ 3200—3700 Å) достигло максимальной силы в 1982 г., а затем постепенно уменьшалось. В 1977—1985 гг. величина бальмеровского скачка в спектре Плеяды соответствовала более низкой, чем у звезд В8, эффективной температуре: $T_{eff} = 8500$ К в 1982 г., 9700 К в 1984 г. и 11 000 К в конце 1985 г. Спектрофотометрический градиент в области λ 3200—3700 Å (φ_1) в 1982 г. соответствовал еще более низкой температуре, чем получалось по бальмеровскому скачку — $T_{sp} = 8000$ К. Это происходило на фоне мало меняющейся яркости звезды и практически не меняющихся показателей цвета ($B-V$) и эквивалентной ширины эмиссионной линии H_α .

Ультрафиолетовую блокировку излучения звезды трудно связать с увеличением непрозрачности всей оболочки в бальмеровском континууме, т. к. тогда вряд ли оставались бы неизменными $W(H_\alpha)$ и яркость звезды в фильтре V . Кроме того, поскольку коэффициент непрерывного поглощения водорода меняется как ν^{-3} , то распределение энергии за бальмеровским скачком было бы иное, чем наблюдается. Возможно, после 1977 г. в оболочке усилились процессы, приведшие к стратификации физических условий, к появлению значительных по размеру относительно «холодных» областей. Это, в свою очередь, привело к резкому увеличению бальмеровского скачка и усилению линий поглощения, переналожение которых в ультрафиолетовой области способствовало увеличению градиента и, следовательно, привело к понижению спектрофотометрической температуры. Действительно, согласно исследованиям линейчатого спектра Плеяды за 1973—1976 гг. [23, 26—28], оптическая толщина оболочки в линии H_α уменьшалась, а в линиях металлов — росла. В ультрафиолетовой области (λ 3000—3600 Å) линии Fe II очень многочисленны и образуют целые полосы поглощения. Согласно [29], они резко усилились в 1977 г., что хорошо видно и на наших спектрах, хотя для детального исследования

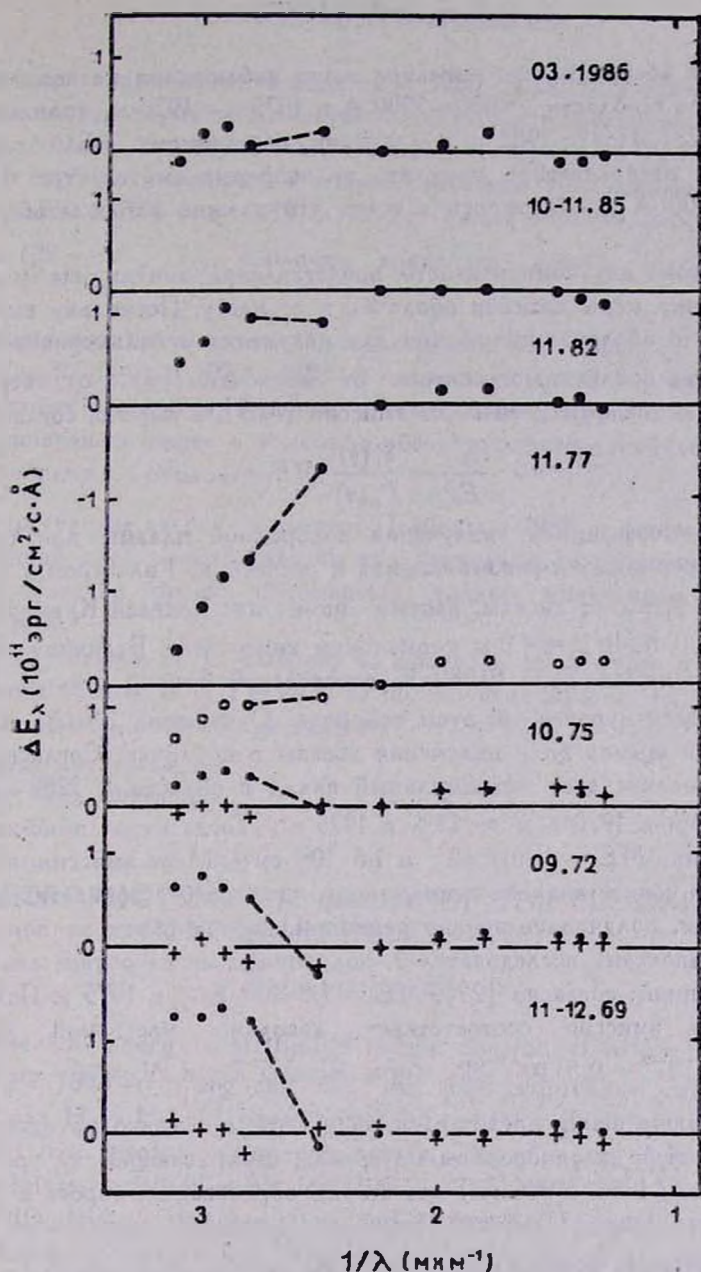


Рис. 4. Разности между наблюдаемым потоком и теоретическим для модели звезды с $T_{eff} = 11\,500\text{ K}$, $\lg g = 4.0$ и нормального химического состава в единицах $10^{-11}\text{ эрг/см}^2\text{ с Å}$ представлены точками. Крестиками обозначены разности между потоком, наблюдаемым и вычисленным для звезды + газ с $T_g = 10\,000\text{ K}$ и $N_g > 10^8\text{ см}^{-3}$ для некоторых групп. Соответствующие этим группам месяцы и годы указаны цифрами. Доля газового компонента в суммарном излучении приводится в тексте.

линейчатого абсорбционного спектра наши наблюдения не подходят. Линии металлов в области λ 4000—5000 Å в 1973 г.—1976 г. усилились почти в 3 раза [28]. После 1982 г. шелл-линии, по-видимому, стали ослабевать, и к 1986 г. распределение энергии в непрерывном спектре в области λ 3200—7600 Å приблизилось к тому, что должно наблюдаться у звезды В8.

На основе двухкомпонентного представления континуума можно получить оценку меры эмиссии оболочки и ее массу. Поскольку выше было показано, что оболочка прозрачна для излучения в бальмеровской серии, то отношение наблюдаемого потока от оболочки (S_e) и от звезды (E_e) является простой функцией меры эмиссии (ME), а именно, согласно [27],

$$\frac{S_e}{E_e} = \frac{e'(\nu)}{F_*(\nu)} \cdot ME,$$

где $e'(\nu)$ — коэффициент излучения водородной плазмы при свободно-свободных переходах и рекомбинациях в расчете на 1 электрон и 1 протон, а $F_*(\nu)$ — поток от звезды, взятый нами из моделей Куруца [4] при $T_{eff} = 11\,500$ K, $\lg g = 4.0$ и нормальном химсоставе. Величину $e'(\nu)$ мы оценили, принимая $T_e = 10\,000$ K, гаунтовский фактор равным 1 и рассматривая десятиуровневый атом водорода. Отношение S_e/E_e получается из наших оценок доли излучения звезды и оболочки. Согласно нашим данным, оболочка дает максимальный вклад в области λ 3200—3500 Å: $S_e/E_e \approx 30\%$ в 1970 г. и $\approx 13\%$ в 1975 г. Тогда мера эмиссии будет соответственно $ME = 4 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-5}$ и $1.6 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-5}$. Мера эмиссии, вычисленная нами на основе анализа непрерывного спектра без конкретизации формы оболочки, получилась вполне разумной, но она почти на порядок выше, чем у японских исследователей, получивших ее на основе анализа водородных линий: согласно [27], $ME = 1.8 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-5}$ в 1975 г. Полученная нами мера эмиссии соответствует довольно массивной оболочке: $M_{об.} \approx 1.2 \cdot 10^{-9} + 0.5 \cdot 10^{-9} M_\odot$ (при $R_* = 5 R_\odot$ и $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$).

7. Заключение. В представленной работе проведено изучение непрерывного спектра на однородном материале, охватывающем на протяжении почти 17 лет (1969—1986 гг.) все стадии образования, сброса и диссипации оболочки вокруг Плеяды. Получены следующие результаты:

1. Изменение эквивалентной ширины эмиссионной линии H_e коррелирует с изменением блеска в фильтре V , являясь как бы предвестником последних.

2. Изменения спектрофотометрического градиента в ультрафиолетовой области (λ 3200—3700 Å) и величины бальмеровского скачка коррелируют с изменением показателя цвета ($U-B$).

3. Распределение энергии в области λ 3200—7600 Å в 1969—1975 гг. можно представить двумя компонентами: звездой с эффективной температурой $T_{eff} = 11\,500$ К и газом с электронной температурой $T_e = 10\,000$ К и $N_e > 10^8$ см $^{-3}$, доля которого в общем излучении уменьшалась от 2.4% в 1969 г. и 2.7% в 1970 г. до 0.8% в 1975 г. Таким образом, довольно значительная ($\Sigma \sim 10^{-9} \Sigma_{(C)}$) оболочка появилась вокруг Плеяны еще в 1969 г.

4. Блокировка излучения звезды в ближней ультрафиолетовой области (λ 3200—3600 Å) в 1977—1985 гг., возможно, связана с существованием различных условий в оболочке, с появлением обширных «холодных» областей, приведших также к усилению абсорбционного линейчатого спектра, образующегося в оболочке.

5. Распределение энергии в спектре Плеяны в 1986 г. свидетельствует о существенной диссипации оболочки или значительном уменьшении ME , т. к. оно достаточно хорошо описывается только излучением звезды с $T_{eff} = 11\,500$ К.

Автор благодарен А. С. Шарову за проявленный интерес к работе и разнообразные советы, В. П. Гринину за полезную дискуссию и Л. М. Кривошейной за помощь в обработке данных.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE PLEIONE'S CONTINUUM IN 1972—1986

V. T. DOROSHENKO

The spectral energy distribution in the continuum of Pleione from λ 3200 Å to λ 7600 Å in $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$ and equivalent widths for hydrogen lines H_α — H_δ has been measured on the basis of the observations with low resolution spectrometers. The changes of V-magnitudes are correlated with H_α -emission line equivalent widths under some temporal shift delay. Balmer jump and ultraviolet spectrophotometric gradient change in accordance to color index ($U-B$). A comparison of deredded continuum energy distribution with Kurucz's model with $T_{eff} = 11\,500$ К, $\log g = 4.0$ and solar abundances plus optically thin emission from a circumstellar shell with $T_e = 10\,000$ К, $N_e > 10^8$ cm $^{-3}$ have shown that the observations can be fitted best if the contribution of shell had decreased from 2.7% in 1970 to 0.8% in 1975. Colors and energy distribution in λ 3200—7600 Å of Pleione in 1986 nearly cor-

respond to the spectra of B8 star. Emission measure of the envelope in 1975 is $\approx 1.6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-5}$ and its mass is $\approx 5 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Doazan, *Astron. and Astrophys.*, 8, 148, 1970.
2. N. U. Magall, *Astrophys. J.*, 69, 272, 1984.
3. P. Bartholdi, *Astron. J.*, 80, 445, 1975.
4. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
5. И. Б. Волошина, И. Н. Глушнев, В. Т. Дорошенко, Е. А. Колотило, Л. В. Моссаковская, С. А. Овчинников, Т. С. Фегисова, *Спектрофотометрия ярких звезд. Справочник*, Наука, М., 1982.
6. А. П. Ипатов, *Астрон. циркуляр*, № 1160, 1, 1981.
7. И. Н. Глушнев, И. Б. Волошина, В. Т. Дорошенко, Л. В. Моссаковская, С. А. Овчинников, Т. С. Хрузина, *Тр. Гос. Астрон. ин-та им. П. К. Штернберга*, 54, 3, 1984.
8. R. E. Schild, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 37, 77, 1978.
9. M. Golay, N. Manron, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 47, 547, 1982.
10. H. Johnson, W. W. Morgan, *Astrophys. J.*, 117, 313, 1953.
11. А. Х. Маматказина, Э. А. Кудрявцева, *Астрон. циркуляр*, № 841, 1, 1974.
12. А. Х. Маматказина, Э. А. Кудрявцева, *Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР*, 42, 81, 1983.
13. F. Van Leeuwen, J. J. M. Meys, P. Alphenaar, *Inform. Bull. Var. Stars*, № 2173, 3, 1982.
14. P. S. Goraga, N. S. Tur, B. S. Rautela, *Inform. Bull. Var. Stars*, № 3052, 1, 1987.
15. Л. М. Сапаралиева, *Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР*, 42, 81, 1983.
16. А. С. Шаров, В. М. Лютый, *Перемен. звезды*, 18, 377, 1972.
17. А. С. Шаров, В. М. Лютый, *Астрон. циркуляр*, № 872, 1, 1975.
18. А. С. Шаров, В. М. Лютый, *Астрон. циркуляр*, № 956, 5, 1977.
19. А. С. Шаров, В. М. Лютый, *Астрон. циркуляр*, № 1119, 1, 1980.
20. А. С. Шаров, В. М. Лютый, *Астрон. циркуляр*, № 1333, 1, 1984.
21. А. С. Шаров, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 85, 593, 1988.
22. Н. Л. Иванова, *Астрон. циркуляр*, № 826, 4, 1974.
23. R. Hirata, T. Kogure, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 28, 509, 1976.
24. W. W. Morgan, R. A. White, J. W. Tapscott, *Astron. J.*, 78, 302, 1973.
25. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 38, 208, 1967.
26. R. Hirata, T. Kogure, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 29, 477, 1977.
27. R. Hirata, T. Kogure, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 30, 601, 1978.
28. T. Higashiji, R. Hirata, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 30, 615, 1978.
29. D. Ballereau, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 305, 1980.
30. J. Andrillat, Ch. Ferenbach, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 48, 93, 1982.
31. U. Hopp, S. Witzigmann, E. H. Geyer, *Inform. Bull. Var. Stars*, № 2148, 1982.
32. A. Slettebak, R. S. Reynolds, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 205, 1978.
33. G. Fontaine, B. Villeneuve, J. D. Landstreet, R. H. Taylor, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 259, 1982.

УДК: 524.86He

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Hg — Mп ЗВЕЗДЫ κ Спс. I. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ

В. М. ДОБРИЧЕВ, Д. В. РАЙКОВА, Т. А. РЯБЧИКОВА,
Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 21 октября 1987

Принята к печати 22 августа 1988

Показано, что бланкетированная модель атмосферы Hg-Mп звезды κ Спс с $T_e = 12\,800\text{ K}$ и $\lg g = 3.7$ (Стемплянь, Мутсам) полностью описывает профили линий H_α , H_γ и H_δ в спектре этой звезды. Методом расчета синтетического спектра определено содержание He в атмосфере: κ Спс $\text{He/H} = 0.017$, что почти в 3 раза превышает величину, полученную для этой звезды ранее Адельманом. По изотопному сдвигу линий определено изотопное содержание $^3\text{He}/^4\text{He} = 0.35$, что свидетельствует о действии процесса диффузионного разделения элементов в атмосфере κ Спс.

1. *Введение.* В последние годы интенсивное развитие получило исследование спектров звезд в ультрафиолетовой области, особенно спектров пекулярных звезд, где обнаружены линии элементов, не наблюдающиеся в визуальной области. Из-за сильного блендирования спектров в ультрафиолете выделить те или иные интересные линии, а тем более оценить обилие элемента можно только путем расчета синтетического спектра, а для этого важно знать содержание тех элементов, линии которых хорошо представлены в фотографической области спектра. Звезда κ Спс включена в список Hg-Mп звезд для исследования на космическом телескопе и на спутнике «Астрон». Химический состав κ Спс изучался рядом авторов [1—6], однако, в определении содержания почти всех элементов, особенно элементов железного пика, имеется значительное расхождение. Это же относится и к определению параметров атмосферы звезды. В последнее время значительно улучшены системы сил осцилляторов для ряда элементов, а также рассчитаны полностью бланкетированные модели атмосфер некоторых звезд, в том числе и κ Спс, с учетом существующих аномалий химического состава. Поэтому и было решено провести дополнительный детальный анализ химического состава атмосферы κ Спс. Краткие предва-

рительные результаты этого анализа приведены в работе [7]. В первой части настоящей статьи будет проведено подробное обоснование выбора модели атмосферы κ Спс, определено значение параметра микротурбулентной скорости и содержания He методом расчета синтетического спектра.

2. *Наблюдательный материал.* Спектральный анализ Hg-Mn звезды κ Спс был проведен по 3-м спектрам с дисперсией 4.2 Å/мм, полученным в фокусе худе 2-м телескопа Национальной астрономической обсерватории Болгарской Академии наук в области 3700—4800 Å. Кроме того, были использованы спектры, полученные с помощью Ретикона на 3.6-м телескопе обсерватории Маппа-Кеа. Спектры получены в области $\lambda\lambda$ 4923 и 5035 с полосой 65 Å. Эти спектры были любезно присланы нам профессором В. Велау (Канада), подробное описание их приведено в работе [8]. Отождествление линий в спектре κ Спс проводилось обычным образом с использованием списков линий из работ [9—11].

3. *Модель атмосферы.* В литературе имеется значительное расхождение в определении эффективной температуры κ Спс (от 12 800 К в работе [12] до 14 400 К в работе [2]), значения параметра микротурбулентной скорости (от 0 до 5.0 км/с) и в меньшей степени ускорения силы тяжести (от 3.45 до 4.0). В 1981 г. Стемпинь и Мутсам [12] рассчитали бланкетированные модели атмосфер для Hg-Mn звезд 53 Тау и κ Спс с учетом аномалий химического состава. Они нашли, что модель с параметрами $T_e = 12800$ К, $\lg g = 3.7$ хорошо представляет наблюдаемое распределение энергии в спектре κ Спс в области от 1300 до 8000 Å. Выходящий поток излучения более чувствителен к температуре, поэтому для проверки эффективного ускорения силы тяжести нами был проведен расчет профилей бальмеровских линий H_α , H_γ и H_δ , крылья которых для данных температур довольно чувствительны к изменению $\lg g$. Расчет проводился по программе Куруца «BALMER»; использовалась теория уширения из работы [13]. Спектр κ Спс в области линии H_α был любезно получен для нас научным сотрудником Крымской астрофизической обсерватории АН СССР И. С. Савановым на 2.6-м телескопе с помощью ПЭС-матрицы. Точность $\sim 2\%$, что соответствует для исследуемой эффективной температуры точности ± 0.1 в $\lg g$. Сравнение вычисленных и наблюдаемых профилей линий H_α , H_γ и H_δ приведено на рис. 1. За исключением самого центра линии H_α модель Мутсама и Стемпиня очень хорошо описывает наблюдаемые профили водородных линий в спектре κ Спс. Одной из возможных причин расхождения для ядра линии H_α является несколько гру-

бая сетка по τ в самых верхних слоях модели атмосферы, что не влияет на расчет спектральных линий других химических элементов. В крыльях линий расхождение не превышает указанной выше точности определения $\lg g$, обусловленной ошибками наблюдений. Поэтому для анализа хими-

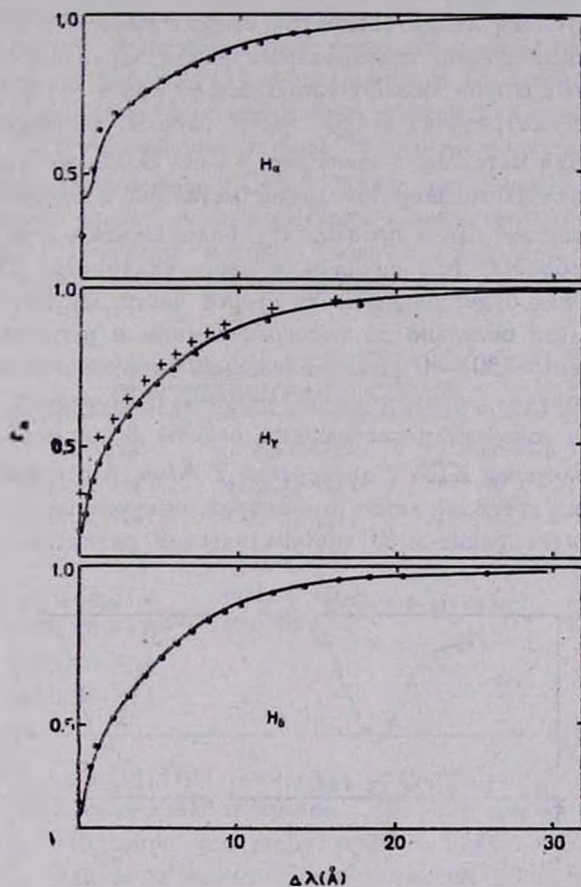


Рис. 1. Сравнение наблюдаемого (●) и теоретического (сплошная линия) профилей H_α , H_γ и H_δ . (+) — наблюдения Адельмана [5].

ческого состава мы в дальнейшем использовали для α Спс модель Мутсама и Стемпиня с параметрами $T_e = 12\,800$ К, $\lg g = 3.7$. Совсем недавно Мутсам и Золинг [6] рассчитали новую бланкетированную модель атмосферы α Спс, которую они использовали при анализе химического состава. Новая модель имеет те же параметры, но при ее расчете брался химический состав α Спс, полученный в этой же работе и отличный от того, который использовался в предыдущих расчетах [12]. Сравнение распределе-

ния температуры с глубиной для двух моделей показало, что максимальное отличие не превышает 200—300 К. Мутсам и Зохлаинг также получили хорошее согласие наблюдаемых и теоретических профилей линий H_γ и H_δ . Однако сравнение нашего наблюдаемого профиля H_γ с профилем из работы [5] (см. рис. 1) показало наличие существенного расхождения, которое растет с глубиной линии. Такой же эффект замечен и при сопоставлении эквивалентных ширин спектральных линий. Сравнение нашей системы эквивалентных ширин линий с системами из работ [5] и [6] более подробно будет рассмотрено во второй части работы, посвященной исследованию содержания металлов в атмосфере κ Спс. Здесь же мы только отмечаем, что эквивалентные ширины линий металлов в работе [5] систематически ниже, так же, как и профиль H_γ более мелкий. Это очень похоже на эффект калибровки. Мы проверяли нашу калибровку двумя способами. Во-первых, как будет показано во второй части, мы проводили анализ содержания железа отдельно по фотографическим и ретиконным спектрам с использованием ~ 30 —40 линий в каждой области и с высокой степенью точности получили один и тот же результат. Во-вторых, одним из авторов (Т. А. Р.) уже после завершения работы были получены спектры κ Спс на 6-м телескопе БТА с дисперсией 7 Å/мм. Сравнение эквивалентных ширин одних и тех же линий в спектрах, полученных на разных телескопах, не выявило каких-либо систематических различий.

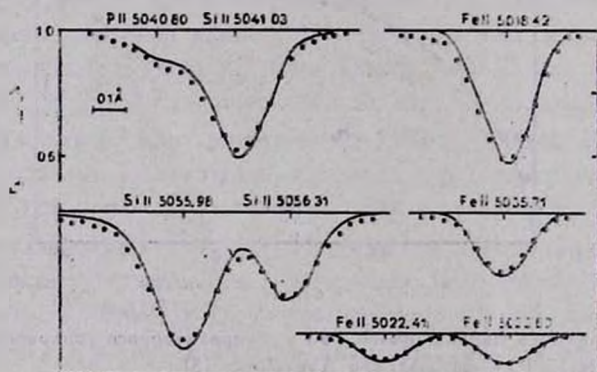


Рис. 2. Синтетический спектр в области некоторых линий Si II и Fe II. ● — наблюдения, — — расчеты для $\lg \text{Si/H} = -4.40$, $\lg \text{P/H} = -4.55$, $\lg \text{Fe/H} = -4.41$.

Параметр микротурбулентной скорости выбирался стандартным требованием независимости содержания элемента от эквивалентной ширины линии по линиям Fe II. В атмосфере κ Спс этот параметр оказался близок к 0 км/с, что характерно и для других Hg-Mn звезд.

4. *Расчет содержания гелия.* В имеющейся в нашем распоряжении спектральной области наблюдаются несколько линий He I разной интенсивности. По эквивалентным ширинам 5 линий ($\lambda\lambda$ 4026, 4121, 4471, 4922 и 5016) мы получили среднее содержание He в атмосфере κ Спс $\text{He/H} = 0.017 \pm 0.008$. Синтетический спектр в области 5 линий He I, исключая λ 4026, рассчитывался по методике, описанной в работе [14]. Линии He I рассчитывались с учетом тонкой структуры, силы осцилляторов для них были взяты из работы [15], а штарковские постоянные затухания из работы [16]. При расчете синтетического спектра для каждой из пяти областей линий He I учитывалось от 5 до 10 спектральных линий элементов, присутствующих в атмосфере κ Спс. Однако реальный вклад в профиль линий He I вносят только очень небольшое количество линий, главным образом Ti II и Fe II, список которых вместе с линиями He I приведен в табл. 1. Силы осцилляторов для линий металлов были взяты из работ

Таблица 1

СПИСОК ЛИНИЙ, УЧАСТВУЮЩИХ В РАСЧЕТЕ
СИНТЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА

He I 4121	He I 4713	He I 5016
4120.81 He I	4713.15 He I	5015.68 He I
4120.91 He I	4713.38 He I	5015.75 Fe II
He I 4471	He I 4922	
4470.87 Ti II	4921.30 Mn II	
4471.10 Fe II	4921.93 He I	
4471.48 He I		
4471.68 He I		

[17] и [20] (для Fe II) При сравнении расчетов с наблюдениями было отмечено, что некоторые наблюдаемые профили линий He I, особенно $\lambda\lambda$ 4471, 4922 и 5016, шире, чем теоретические. Также наблюдается сдвиг по длине волны. Одним из возможных объяснений этого эффекта, хотя и не для всех линий, является наличие в атмосфере изотопа ^3He . В работе [19] исследовалась группа звезд на предмет выявления изотопа ^3He по сдвигу длины волны центра линии He I λ 6678, имеющей самый большой изотопный сдвиг в оптической области $\Delta\lambda = 0.50$ А. Для κ Спс была получена только верхняя оценка $^3\text{He}/^4\text{He} \leq 0.35$. Наши расчеты синтетического спектра подтвердили изотопное содержание $^3\text{He}/^4\text{He} = 0.35$ в атмосфере κ Спс. При расчете изотопные сдвиги были взяты такие же, как в работе [19]. На рис. 3 приведено сравнение наблюдаемых и теоретических участков спектра в области линий He I. В центре линий, полученных по фотографическим спектрам, приведены ошибки определения профиля при усреднении

трех спектров. Профили линий $\lambda\lambda$ 4922 и 5016, полученные по ретиконным спектрам с точностью $\leq 1\%$ и более высоким спектральным разрешением и имеющие изотопные сдвиги $\Delta\lambda = 0.33$ и 0.21 Å соответственно, приведены для наглядности с большим масштабом по оси длин волн. Изотопный сдвиг для всех остальных линий He I мал (~ 0.07 Å) и не приведен на рис. 3. Попадающий в область λ 4922 профиль линии He II λ 4921.50 не рассчитывался, поскольку мы не нашли для этой линии данных по силам осцилляторов. Теоретический спектр не везде соответствует одному значению содержания He: для линий $\lambda\lambda$ 4121 и 4713 He/H = 0.027, для остальных линий He/H = 0.0135. В рамках используемых нами атомных констант и теории уширения мы можем отнести это расхождение только за счет ошибок в определении профилей более слабых линий в фотографических спектрах. Точно так же мы не можем объяснить расхождение между ширинами наблюдаемых и теоретических профилей линии He I λ 4471, изотопный сдвиг для которой мал.

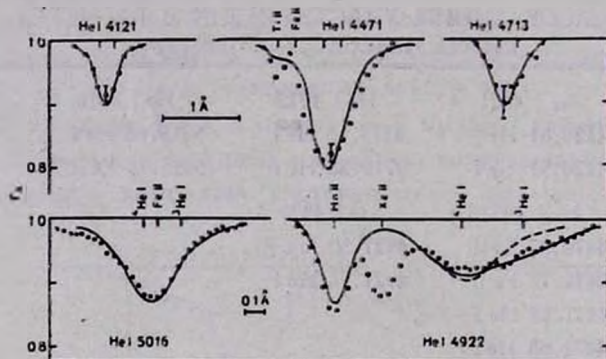


Рис. 3. Синтетический спектр в области 5-и линий He I. ● — наблюдения, — — расчеты для He/H = 0.027, $^3\text{He}/^4\text{He} = 0.35$ ($\lambda\lambda$ 4121 и 4713) и He/H = 0.0135, $^3\text{He}/^4\text{He} = 0.35$ (остальные линии). - - - - расчет для He/H = 0.0135 без учета ^3He .

Полученное как по эквивалентным ширинам, так и путем расчета синтетического спектра среднее значение содержания He в атмосфере κ Спс He/H = 0.017 в 6 раз меньше солнечного, но почти в 3 раза больше значения из работы [5] и даже превосходит соответствующие величины для двух других Hg-Mp звезд 53 Тау и μ Лер, исследованных там же. В этой работе для объяснения дефицита He привлекается механизм диффузии, и на примере 3-х звезд сделана попытка проследить изменение содержания He в ходе эволюции, причем степень эволюции от главной последовательности определяется по значению $\lg g$. Существование в атмосфере κ Спс изотопа ^3He , содержание которого почти на 4 порядка превосходит солнечное, является дополнительным свидетельством в пользу процесса диф-

фузионного разделения элементов в атмосфере звезды, предложенного Мишо [21] и специально рассмотренного для объяснения аномалий ^3He в работах [22, 23]. Что касается эволюции содержания He, то, как показывают результаты нашей работы, которые согласуются с данными работ [1—4, 6] по определению ускорения силы тяжести в атмосфере κ Спс, значение $\lg g = 3.45$ вероятнее всего является заниженным. Поэтому выводы работы [5] об эволюции содержания He в Hg-Mn звездах надо рассматривать с большой осторожностью. Однако мы согласны с автором, что необходимо провести тщательный анализ содержания He в атмосферах Hg-Mn звезд поля по спектрам с высоким отношением сигнала к шуму, особенно в области линий с большим изотопным сдвигом, чтобы проследить ход изменения содержания He и, по возможности, его изотопного состава с параметрами, определяющими структуру атмосферы.

Результаты определения содержания металлов в атмосфере κ Спс будут опубликованы во II части данной работы.

В заключение авторы приносят благодарность проф. В. Велау (Канада) и научному сотруднику КрАО АН СССР И. С. Саванову за любезно присланные спектры κ Спс, д-ру К. Стемпиню (ПНР) за предоставленную модель атмосферы κ Спс и доценту кафедры астрономии Ростовского государственного университета В. В. Леушину за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

Секция астрономия с Национальной
астрономической обсерваторией
Болгарской Академии наук
Астрономический совет АН СССР
Ростовский государственный
университет

A SPECTROSCOPIC STUDY OF Hg-Mn STAR κ Cnc.

1. A CHOICE OF MODEL ATMOSPHERE PARAMETERS AND DETERMINATION OF HELIUM ABUNDANCE

V. M. DOBRICHEV, D. V. RAYKOVA, T. A. RYABCHIKOVA,
G. P. TOPILSKAYA

A blanketed atmosphere model for Hg-Mn star κ Cnc with $T_e = 12800$ K, $\log g = 3.7$ (Stepien and Muthsam) is shown to describe fully H_α , H_γ and H_β line profiles observed in the spectrum of this star. Mean helium abundance derived by the method of spectral synthesis is $\text{He}/\text{H} = 0.017$. This value is about 3 times greater than that derived by Adelman for κ Cnc. According to isotopic shifts of he-

7—21

limum lines an isotope ratio $^3\text{He}/^4\text{He} = 0.35$ is obtained and this fact is considered as a support for diffusion mechanism operating in the atmosphere of κ Cnc.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. F. Aller, *Astron. and Astrophys.*, 6, 67, 1970.
2. K. Kodaira, N. Takada, *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, Second Ser., 17, 79, 1978.
3. W. D. Heacox, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 675, 1979.
4. B. N. G. Guthrie, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 206, 85, 1984.
5. S. J. Adelman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 228, 573, 1987.
6. J. Zöschling, H. Muthsam, *Astron. and Astrophys.*, 176, 75, 1987.
7. В. М. Добричев, Д. В. Райкова, Т. А. Рябчикова, *Звездные атмосферы*, Одесск. ун-т, Одесса, 1987, стр. 119 (рук. деп. в УкрНИИИТИ, № 1230—Ук87).
8. J. B. Rits, W. H. Wehlau, *Astrophys. J.*, 278, 721, 1984.
9. C. E. Moore, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, Princeton, 1945.
10. L. Iglesias, R. Velasco, *Publ. Inst. Opt. "Daza de Valdés"*, No. 23, Madrid, 1964.
11. J. Reader, C. H. Corliss, *NSRDS-NBS 68, part 1*, US Government Printing Office, Washington, DC, 1980.
12. K. Steptén, H. Muthsam, *Astron. and Astrophys.*, 100, 159, 1981.
13. C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 37, 1973.
14. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 25, 103, 1986.
15. L. C. Green, N. C. Johnson, E. K. Kolchin, *Astrophys. J.*, 144, 369, 1966.
16. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, Мир, М., 1978.
17. R. Kurucz, E. Peytremann, *SAO Spec. Rep.*, No. 362, 1975.
18. S. C. Wolff, G. W. Preston, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 37, 371, 1978.
19. M. R. Hartoog, A. P. Cowley, *Astrophys. J.*, 228, 229, 1979.
20. R. L. Kurucz, *SAO Spec. Rep.*, No. 390, 1981.
21. G. Michaud, *Astrophys. J.*, 160, 641, 1970.
22. G. Michaud, S. Vauclair, *Astrophys. Lett.*, 11, 117, 1972.
23. S. Vauclair, G. Michaud, Y. Charland, *Astron. and Astrophys.*, 31, 381, 1974.

УДК: 524.3—355

О НАБЛЮДАЕМОМ ДЕФИЦИТЕ УГЛЕРОДА В АТМОСФЕРАХ В-ЗВЕЗД

А. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 15 октября 1987

Принята к печати 5 января 1988

Обсуждаются результаты определения содержания углерода в атмосферах В-звезд главной последовательности; все они указывают на заметный дефицит этого элемента относительно Солнца. Для ранних В-звезд особенно низкое содержание С получается по сильным линиям C II λ 4267 и λ 1335, несмотря на учет отклонений от ЛТР. При этом по линии λ 4267 обнаружена корреляция с $T_{\text{эфф}}$: для звезд В5—В7 эта линия дает практически нормальное содержание С, однако с увеличением $T_{\text{эфф}}$ растет дефицит С, который достигает порядка величины у звезд В0—В1. При использовании линий λ 4267 и λ 1335 суммарное содержание $C+N$ в атмосферах ранних В-звезд ГП оказывается существенно ниже солнечного значения, в то время как на более поздней стадии эволюции (F—K-сверхгиганты) звезды тех же масс показывают практически нормальную величину $C+N$. Сделан вывод о присутствии систематических ошибок в оценках, получаемых по λ 4267 и λ 1335. Показано, что анализ более слабых линий C II в видимой области спектра приводит к результатам, удовлетворяющим условию постоянства $C+N$ в процессе эволюции.

1. *Анализ линий в видимой области.* Углерод является элементом, участвующим в CNO-цикле, поэтому его содержание в атмосферах массивных звезд представляет большой интерес с эволюционной точки зрения. Цель настоящей заметки состоит в том, чтобы обратить внимание на следующее важное обстоятельство: в отличие от других элементов CNO-цикла содержание углерода в атмосферах В-звезд главной последовательности (ГП) показывает систематическое отличие от нормального (солнечного) значения. При этом большой дефицит С, найденный по некоторым линиям, по-видимому, существенно переоценен.

Согласно последним данным [1—3] содержание углерода на Солнце составляет $\lg_{\odot}(C) = 8.6—8.7$, причем здесь использована обычная логарифмическая шкала, в которой для водорода принято $\lg(H) = 12.0$. Большинство современных оценок, полученных для В-звезд ГП, указывает на существенно более низкую величину $\lg(C)$. Этот вывод следует из

рассмотрения табл. 1, где представлены результаты массового определения $\lg \epsilon(C)$ по некоторым линиям C II.

Таблица 1

ОЦЕНКИ СОДЕРЖАНИЯ УГЛЕРОДА, ПОЛУЧЕННЫЕ ПО
ОТДЕЛЬНЫМ ЛИНИЯМ C II ДЛЯ ГРУППЫ В-ЗВЕЗД

Линия	Метод расчетов	Число звезд	$\lg \epsilon(C)$	Автор, работа
4267	ЛТР	28	7.77 ± 0.06	Кейн и др. [4]
4267	не-ЛТР [6]	28	7.91 ± 0.05	Настоящее исслед.
4267	не-ЛТР	17	< 8.0	Лейнон [7]
3919	ЛТР	27	8.11 ± 0.03	Браун и др. [8]
3919, 3921	ЛТР	4	8.10 ± 0.07	Киян и др. [9]
1335	не-ЛТР [6]	16	7.96 ± 0.07	Настоящее исслед.

Наиболее сильной линией C II в видимой области спектра является линия λ 4267. В 1980 г. Кейн и др. [4] опубликовали высокоточные измерения эквивалентной ширины W_λ этой линии для 28 сравнительно близких В-звезд. Анализ, выполненный при предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), привел к заключению о пониженном содержании углерода. В среднем по данным [4] получаем $\lg \epsilon(C) = 7.77$. В [4] было высказано предположение, что причиной столь низкого значения $\lg \epsilon(C)$ является возможная ошибка в силе осциллятора f , принятой для λ 4267. Однако последующие уточнения величины f показали, что от такого объяснения приходится отказаться (см. [5]).

Недавно Сахибуллин [6] выполнил расчеты W_λ трех линий C II при отсутствии ЛТР, в том числе и λ 4267. Используя эти вычисления, мы заново провели анализ линии λ 4267 для 28 звезд, рассмотренных в [4]. Результаты такого не-ЛТР анализа приведены на рис. 1 в зависимости от эффективной температуры $T_{\text{эфф.}}$. Из рис. 1 следуют два вывода: 1) даже при отказе от предположения ЛТР все исследованные звезды показывают дефицит C (хотя в среднем содержание углерода несколько повысилось по сравнению с ЛТР, см. табл. 1); 2) величина $\lg \epsilon(C)$ обнаруживает явный ход с $T_{\text{эфф.}}$. Очевидная связь между $\lg \epsilon(C)$ и эффективной температурой звезд вызывает подозрение, что имеется какой-то неучтенный эффект, зависящий от $T_{\text{эфф.}}$ и приводящий к систематическим погрешностям в $\lg \epsilon(C)$. Отметим, что если бы принятая для λ 4267 сила осциллятора действительно содержала ошибку, как предполагалось в [4], эта ошибка могла бы привести только к одинаковому сдвигу всех точек на рис. 1 по вертикальной оси, не нарушая хода с $T_{\text{эфф.}}$.

В среднем логарифм содержания углерода для 28 представленных на рис. 1 звезд составляет около 7.9 (табл. 1). Эта оценка подтверждается не-АТР расчетами Леннона [7], согласно которым по линии λ 4267 получается содержание $\lg \epsilon(C) < 8.0$ (см. рис. 2 в [7]). По мнению этого автора линию λ 4267 лучше не использовать при определении $\lg \epsilon(C)$ для звезд ранних типов; следует ограничиться анализом более слабых линий C II, расчеты которых менее подвержены влиянию различных неопределенностей.

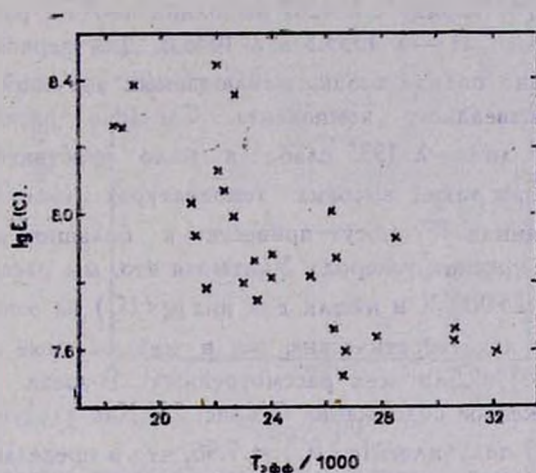


Рис. 1. Содержание углерода в атмосферах ранних В-звезд, определенное по линии C II λ 4267, как функция эффективной температуры.

Браун и др. [8] нашли $\lg \epsilon(C)$ для 27 звезд южного неба, в основном по линии C II λ 3919. Исследованные звезды принадлежат шести удаленным скоплениям (расстояние $d > 1$ кпк), и средние значения $\lg \epsilon(C)$ для этих скоплений попадают в интервал от 8.0 до 8.2. Киан и др. [9] определили содержание C у 4 звезд классов B1—B4 на высоких галактических широтах и получили по линиям C II λ 3919 и λ 3921 значения $\lg \epsilon(C)$ в диапазоне от 8.0 до 8.3. Таким образом, хотя анализ линий λ 3919 и λ 3921 несколько повышает оценки $\lg \epsilon(C)$ по сравнению с λ 4267, содержание C все-таки остается существенно ниже солнечного значения $\lg \epsilon_{\odot}(C) = 8.6$ —8.7. Отметим, что в качестве среднего значения для нормальных В-звезд в [8, 9] приведена величина $\lg \epsilon(C) = 8.2$.

2. Анализ линий в ультрафиолетовой области. Линии в ультрафиолетовой области спектра, как выяснилось, также указывают на пониженное содержание C в атмосферах В-звезд. Кемп [10] вычислил эквивалентные

ширины ряда УФ-линий С II и С III при отсутствии ЛТР и показал, что наблюдаемые значения W_λ линий С II λ 1335.71 и С III λ 1256.52, 1175.65 и 1247.38 у В-звезд ГП заметно меньше теоретических, причем нередко в 2 раза и более. Сахибуллин и Ван дер Хухт [11] обнаружили аналогичное расхождение: для звезд подкласса O8 и более поздних наблюдаемые эквивалентные ширины линий С III λ 977 и 1175 лежат существенно ниже теоретических не-ЛТР значений W_λ , вычисленных при нормальном содержании углерода, причем различие нарастает с понижением $T_{\text{эф.}}$.

Сахибуллин [6] наряду с λ 4267 выполнил не-ЛТР расчеты для двух резонансных линий С II — λ 1335.3 и λ 1036.8. Для первой из них в [6] приведена довольно полная сводка наблюдаемых значений W_λ , полученных с учетом межзвездного компонента. Согласно расчетам [6] при $T_{\text{эф.}} > 25\,000$ К линия λ 1335 слаба и мало чувствительна к выбору $\lg \epsilon(\text{C})$, поэтому при таких высоких температурах небольшие ошибки в измеренных значениях W_λ могут привести к большим погрешностям в определяемом содержании углерода. Учитывая это, мы рассмотрели только звезды с $T_{\text{эф.}} < 25\,000$ К и нашли для них $\lg \epsilon(\text{C})$ на основе данных [6] (имеются в виду как теоретические, так и наблюдаемые значения W_{1335} , приведенные в [6]). Для всех рассмотренных В-звезд анализ линии λ 1335 дал пониженное содержание С (рис. 2). Как следует из табл. 1, в среднем по λ 1335 получилось $\lg \epsilon(\text{C}) = 7.96$, что в пределах ошибки определения совпадает с не-ЛТР значением 7.91, найденным нами по линии λ 4267. Отметим, что для λ 1335 не обнаружено такой зависимости от $T_{\text{эф.}}$, какая представлена на рис. 1 для линии λ 4267; возможно, отчасти это связано с более низкой точностью измеренных значений W_λ , с меньшим числом рассмотренных звезд (16 вместо 28) и с более узким диапазоном изменения $T_{\text{эф.}}$ (рис. 2).

3. Оценки $\lg \epsilon(\text{C})$ для отдельных ярких В-звезд. До сих пор мы обсуждали результаты массового определения $\lg \epsilon(\text{C})$ по отдельным линиям С II. В дополнение к этим результатам следует рассмотреть данные, полученные для отдельных ярких В-звезд ГП по всему доступному набору линий. Они приведены в табл. 2. Здесь представлены ранние и средние В-звезды с температурами $13\,000 \text{ К} \leq T_{\text{эф.}} \leq 31\,000 \text{ К}$; более холодные звезды не рассматриваются из-за слабости линий С II в их спектрах. Подчеркнем, что все указанные в табл. 2 оценки $\lg \epsilon(\text{C})$ найдены по спектрам с высокой дисперсией.

Приведенные в табл. 2 данные взяты из работ [12—17], опубликованных начиная с 1970 г. Для τ Sco и ϵ Her представлено по два

значения $\lg \varepsilon(C)$, причем второе значение для ι Her получено путем анализа эквивалентных ширин [15] на основе модели атмосферы с параметрами $T_{\text{эфф}} = 18\,000$ К и $\lg g = 3.8$ (анализ ι Her был основан на моделях Куруца [18] и выполнен А. А. Халайджян по нашей методике [19]). Отметим, что все значения $\lg \varepsilon(C)$ определены при условии ЛТР и в одной системе сил осцилляторов [20].

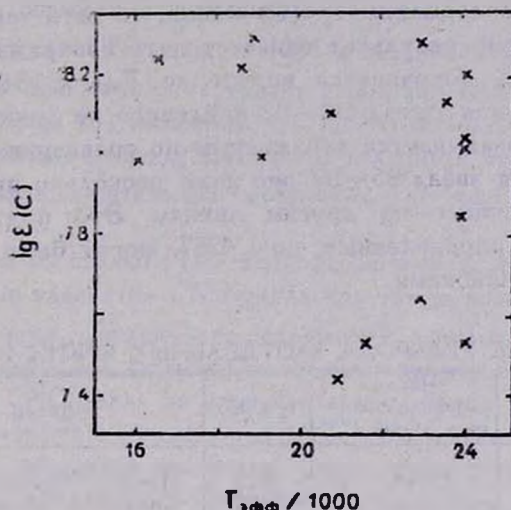


Рис. 2. Содержание углерода в атмосферах В-звезд, определенное по резонансной линии C II λ 1335, как функция эффективной температуры.

Поскольку линия λ 4267 дает при $T_{\text{эфф}} \geq 18\,000$ К заниженную величину $\lg \varepsilon(C)$, причем ошибка может зависеть от $T_{\text{эфф}}$ (рис. 1), мы исключили ее из рассмотрения и находили $\lg \varepsilon(C)$ по всем оставшимся линиям C II. Это не было сделано лишь для данных Петерс и Полидана [12], относящихся к ι Sco и ι Her, так как в [12] не приведены индивидуальные оценки $\lg \varepsilon(C)$ для исследованных линий. Однако это не должно заметно повлиять на точность найденного в [12] содержания углерода, потому что общее число использованных линий C II здесь достаточно велико (табл. 2).

Для всех 9 звезд, представленных в табл. 2, содержание углерода оказалось ниже солнечного значения. В среднем для них получаем $\lg \varepsilon(C) = 8.38 \pm 0.03$. Эта оценка выше любого из значений $\lg \varepsilon(C)$, приведенных в табл. 1. Тем не менее даже она дает содержание C, которое в 2 раза меньше, чем на Солнце. При этом расхождение во много раз превышает среднюю ошибку $\sigma = 0.03$.

Интересно отметить, что данные работ [13—17] по линии λ 4267 хорошо укладываются в зависимость, представленную на рис. 1. Например, для τ Sco (B0V) и λ Lep (B0.5 IV), двух звезд с температурами $T_{\text{эфф.}} \approx 30000$ K, анализ λ 4267 в [13] привел к значениям $\lg \epsilon(\text{C}) = 7.52$ и 7.58 соответственно, что на порядок величины ниже солнечного значения. С другой стороны, для 5 приведенных в табл. 2 звезд подклассов B5—B7 ($T_{\text{эфф.}} = 13000$ — 15000 K) в [16, 17] в среднем по λ 4267 найдено содержание $\lg \epsilon(\text{C}) = 8.65$, то есть такое же, как на Солнце. Последний результат означает, что изображенный на рис. 1 ход $\lg \epsilon(\text{C})$ с $T_{\text{эфф.}}$ сохраняется вплоть до $T_{\text{эфф.}} = 13000$ K. Отметим также, что если для звезд B0—B3 найденное по линии λ 4267 содержание углерода оказывается заниженным по сравнению с прочими линиями C II, то для звезд B5—B7 оно даже несколько превышает оценки $\lg \epsilon(\text{C})$, полученные по другим линиям. Это подтверждает, что значения $\lg \epsilon(\text{C})$, определенные по λ 4267, могут быть отягощены систематическими ошибками.

Таблица 2

СОДЕРЖАНИЕ УГЛЕРОДА В ОТДЕЛЬНЫХ ЯРКИХ В-ЗВЕЗДАХ

Звезда	Sp	Число использованных линий C II	$\lg \epsilon(\text{C})$	Автор. работа
τ Sco	B0 V	14	8.27	Петерс и Полидан [12]
		11	8.20	Хардорп и Шольд [13]
λ Lep	B0.5 IV	7	8.43	Хардорп и Шольд [13]
γ Peg	B2 IV	26	8.45	Петерс [14]
ι Her	B3 IV	32	8.42	Петерс и Полидан [12]
		10	8.37	Пересчет по данным [15]
τ Her	B5 IV	2	8.32	Аделман [16]
HR 2154	B5 IV	4	8.41	Аделман [17]
HR 5780	B6 IV	2	8.33	" "
21 Aql	B7 IV	2	8.28	" "
π Cet	B7 V	2	8.56	" "

Итак, анализ линий углерода как в визуальной, так и в УФ-области спектра приводит к выводу о пониженном содержании этого элемента в атмосферах В-звезд. Линия C II λ 4267, являющаяся самой интенсивной в видимой области, обнаруживает сильную зависимость от $T_{\text{эфф.}}$: для звезд B0—B1 по ней получается дефицит C на порядок величины, в то время как для звезд B5—B7 по λ 4267 найдено нормальное содержание C. Корреляция с $T_{\text{эфф.}}$, возможно, является следствием систематических погрешностей в $\lg \epsilon(\text{C})$. Этот вывод кажется неожиданным, так как в случае λ 4267 как со стороны наблюдений (измерения W_{λ} [4]), так и со стороны

теории (не-ЛТР расчеты [6]) как будто была обеспечена высокая точность значений $\lg \epsilon(\text{C})$.

4. Соотношение между содержаниями C и N . Углерод является единственным элементом CNO-цикла, обнаруживающим у В-звезд ГП столь явное и устойчивое отклонение от нормального содержания. Для других элементов — He , N и O — средние содержания у В-звезд находятся в достаточно хорошем согласии с солнечными значениями. Например, для азота на основании не-ЛТР данных [21] в среднем получаем $\lg \epsilon(\text{N}) = 8.11 \pm 0.05$, что практически совпадает с оценкой $\lg \epsilon_{\odot}(\text{N}) = 8.0 \pm 0.1$, найденной для Солнца [1]. Отметим, что при этом содержание азота может меняться от звезды к звезде на порядок величины, что связано с различиями в таких фундаментальных параметрах, как возраст t и масса M (см. [21]).

Возможно, уже на стадии ГП в атмосферах В-звезд происходят изменения в содержании элементов CNO-цикла. На такую возможность указывают найденные нами зависимости содержаний азота и гелия от t и M [21, 22]. Если в фазе ГП существует какой-то механизм, приводящий к выносу продуктов CNO-цикла из недр массивной звезды в поверхностные слои, тогда одновременно с обогащением атмосферы гелием и азотом должно наблюдаться ее обеднение углеродом. Однако при этом суммарное содержание $\text{C} + \text{N}$, как отмечено в [23], должно оставаться приблизительно постоянным.

В настоящее время выполнить для углерода такой же анализ, какой был проведен для азота [21] и гелия [22], не представляется возможным, так как индивидуальные оценки $\lg \epsilon(\text{C})$ для исследуемых В-звезд могут содержать систематические ошибки. В частности, несмотря на то, что для линии $\lambda 4267$ имеются достаточно обширные и однородные измерения W_{λ} [4], использовать эти данные для поиска корреляции между $\lg \epsilon(\text{C})$ и параметрами t и M нельзя, поскольку полученные по ним результаты показывают сильную зависимость от $T_{\text{эфф}}$. В то же время для других, более слабых линий C II подобные измерения отсутствуют. Учитывая сказанное, мы рассмотрим сначала средние значения $\lg \epsilon(\text{C})$ и, сопоставляя их со средними значениями $\lg \epsilon(\text{N})$, проверим, выполняется ли отмеченное выше условие о сохранении суммарного содержания $\lg \epsilon(\text{C} + \text{N})$.

На рис. 3 обсуждавшиеся выше оценки содержания углерода $\lg \epsilon(\text{C})$ представлены в зависимости от содержания азота $\lg \epsilon(\text{N})$. Здесь же указана точка S , соответствующая солнечным значениям $\lg \epsilon_{\odot}(\text{C}) = 8.67 \pm 0.10$ и $\lg \epsilon_{\odot}(\text{N}) = 7.99 \pm 0.10$ [1], а также область, в которой

суммарное содержание $\lg \varepsilon(C + N)$, оставаясь постоянным, в пределах указанных ошибок совпадает с $\lg \varepsilon(C + N)$ для Солнца (заштрихованная полоса). Кроме того, по данным Лэки и Ламберта [23] построены две точки, соответствующие средним содержаниям С и N для 25 нормальных (непульсирующих) F-, G- и K-сверхгигантов ($T_{\text{эфф.}} = 4000 - 7500$ K) и для 16 цефеид ($T_{\text{эфф.}} = 5000 - 6500$ K). Отметим, что содержание углерода в [23] определено по линиям C I.

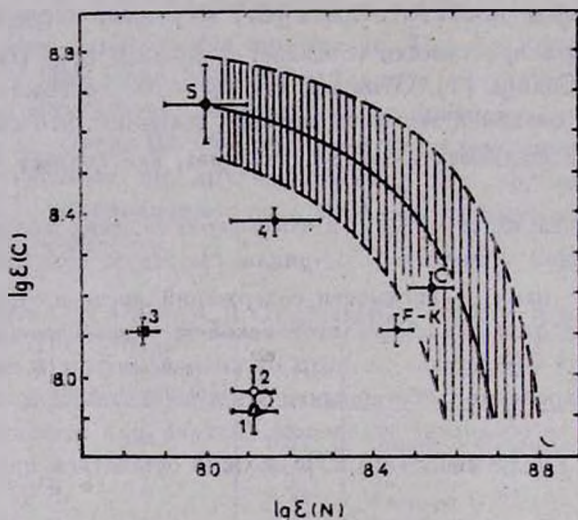


Рис. 3. Соотношение между средними содержаниями С и N в В-звездах и желтых сверхгигантах. Для В-звезд приведены следующие точки: 1 — $\lg \varepsilon(C)$ определено по линии $\lambda 4267$, 2 — по $\lambda 1335$, 3 — по $\lambda 3919$ [8], 4 — средняя точка для 9 звезд из табл. 2. Другие обозначения: S — Солнце, C — цефеиды, F—K — нормальные F-, G- и K-сверхгиганты. Заштрихованная область соответствует нормальному значению суммарного содержания C+N.

Сопоставление В-звезд ГП и желтых сверхгигантов интересно по той причине, что эти два типа объектов являются двумя различными фазами в эволюции звезд одних и тех же масс (см. [21]). Из рис. 3 видно, что как нормальные сверхгиганты классов F—K, так и цефеиды обнаруживают дефицит С и избыток N, однако при этом суммарное содержание этих двух элементов в пределах ошибок определения $\lg \varepsilon(C)$ и $\lg \varepsilon(N)$ согласуется с солнечным значением.

Иная ситуация наблюдается для В-звезд ГП. Хотя эта фаза в звездной эволюции предшествует фазе желтых сверхгигантов, тем не менее для В-звезд ГП часто получается более низкое суммарное содержание C+N, чем наблюдается на Солнце (на рис. 3 этим звездам соответствуют точки 1—4). Особенно большие отклонения обнаруживаются для данных, получен-

ных по линиям C II λ 4267 и λ 1335 (точки 1 и 2 на рис. 3; здесь содержание C взято из табл. 1, а содержание N — из [21]), а также для значений $\lg \epsilon(C)$ и $\lg \epsilon(N)$, найденных в [8] для В-звезд из шести удаленных скоплений (точка 3). В случае λ 4267 и λ 1335 такое расхождение можно рассматривать как еще один довод в пользу того, что анализ этих линий дает заниженные оценки $\lg \epsilon(C)$. Что касается данных [8], то здесь существуют два возможных объяснения: либо уже в дозвездном веществе, из которого сформировались рассмотренные в [8] удаленные В-звезды, существовал дефицит C (и N?), либо измеренные в [8] эквивалентные ширины занижены (дисперсия спектрограмм здесь не столько высока, как в других рассмотренных работах).

Значения $\lg \epsilon(C)$ и $\lg \epsilon(N)$, усредненные для 9 звезд по данным разных авторов (табл. 2), занимают наиболее близкое положение к полосе нормального суммарного содержания C+N (точка 4 на рис. 3). И хотя эта точка не попадает в заштрихованную область, расстояние до нее уже сравнимо с ошибкой определения $\lg \epsilon(N)$. При этом полное содержание $\lg \epsilon(C+N)$ у рассматриваемых В-звезд в среднем оказывается почти таким же, как у нормальных F—K сверхгигантов (8.59 и 8.62 соответственно). То есть сохраняется постоянство величины $\lg \epsilon(C+N)$ в процессе эволюции.

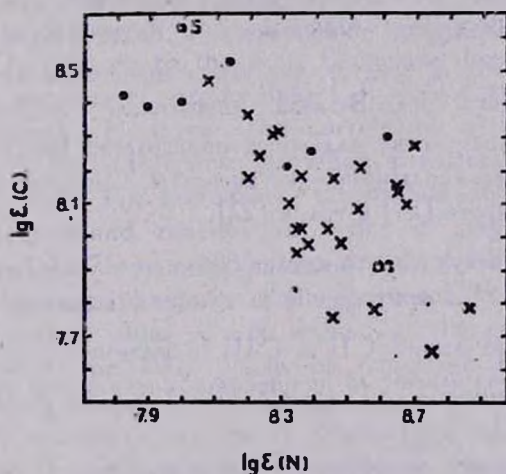


Рис. 4. Соотношение между индивидуальными оценками $\lg \epsilon(C)$ и $\lg \epsilon(N)$, полученными для В-звезд из табл. 2 и для нормальных сверхгигантов классов F—K (по данным [23]). Точки соответствуют В-звездам, крестяжи — сверхгигантам; S—Солнце.

На рис. 4 сопоставлены уже не средние, а индивидуальные оценки $\lg \epsilon(C)$ и $\lg \epsilon(N)$ для В-звезд из табл. 2 и для нормальных F—K сверхгигантов (для двух В-звезд из табл. 2 оценки содержания N отсутствуют).

Видим, что углерод и азот в желтых сверхгигантах показывают антикорреляцию, как и должно быть после первого глубокого перемешивания. Что касается В-звезд ГП, то найденные для них значения $\lg \epsilon(C)$ и $\lg \epsilon(N)$ с учетом ошибок определения неплохо согласуются с той зависимостью, которая получена для F—K сверхгигантов (напомним, что для В-звезд содержание С найдено по линиям C II, а для желтых сверхгигантов — по линиям C I). Интересно, что на рис. 4 нет четкого разделения между этими двумя типами звезд, и это может свидетельствовать о непрерывной эволюции содержания С и N в атмосферах В-звезд ГП еще до перехода в фазу сверхгиганта (см. также [21]).

На основании рис. 3 и 4 можно сделать вывод, что представленные в табл. 2 оценки $\lg \epsilon(C)$ наиболее близки к реальному содержанию углерода в атмосферах В-звезд. С другой стороны, значения $\lg \epsilon(C)$, найденные выше по линиям λ 4267, λ 1335 и по линии λ 3919 в [8] (точки 1—3 на рис. 3), следует признать заниженными, так как полученное на их основе суммарное содержание $\lg \epsilon(C+N)$ оказывается существенно меньше того значения, которое наблюдается у звезд тех же масс на более поздней стадии эволюции (фаза F—K сверхгигантов). Необходимы дальнейшие исследования, чтобы разобраться в причинах, приводящих к столь низким оценкам $\lg \epsilon(C)$ при использовании сильных линий C II λ 4267 и λ 1335. Вместе с тем необходимо исследовать больше звезд по относительно слабым линиям C II, приводящим, по-видимому, к более реалистическим значениям $\lg \epsilon(C)$. Из табл. 2 следует, что такие значения получены пока лишь для очень небольшого числа В-звезд. Лишь после того, как будет выполнено достаточное количество надежных определений $\lg \epsilon(C)$, можно будет искать для углерода эволюционные эффекты, подобные тем, что были найдены нами для азота [21] и гелия [22].

5. Выводы. В результате анализа данных о содержании углерода в атмосферах В-звезд ГП приходим к следующим выводам.

1) Большинство линий C II и C III в видимой и ультрафиолетовой областях спектра указывает на пониженное содержание углерода в атмосферах таких звезд.

2) Особенно низкие значения $\lg \epsilon(C)$ для ранних В-звезд дает анализ линии λ 4267, которая является самой сильной линией C II в видимой области спектра и поэтому часто используется при определении содержания С. Два результата указывают на возможное присутствие систематических ошибок в этих определениях: найденные по λ 4267 значения $\lg \epsilon(C)$ обнаруживают сильную зависимость от $T_{\text{эф}}$; суммарное содержание $C+N$ в атмосферах ранних В-звезд ГП оказывается существенно ниже того значе-

ния, которое имеют звезды тех же масс на более поздней стадии эволюции (фаза F—K сверхгигантов).

3) Анализ резонансной линии C II λ 1335 приводит к аналогичному противоречию в величине C+N между В-звездами и желтыми сверхгигантами. Оценки $\lg \epsilon(C)$, полученные по этой линии, также скорее всего занижены.

4) Рассмотрение более слабых линий C II приводит к заключению, что найденные по ним значения $\lg \epsilon(C)$ удовлетворяют условию постоянства суммарного содержания C+N (исключая данные [8] по λ 3919). Анализ таких линий по спектрам с высокой дисперсией дает наиболее надежные сведения о содержании углерода в атмосферах В-звезд.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE OBSERVED CARBON UNDERABUNDANCE IN THE ATMOSPHERES OF B STARS

L. S. LYUBIMKOV

The results of carbon abundance determination for main sequence B-type stars are discussed; they indicate significant underabundance of this element in relation to the Sun. Especially low abundance is obtained from the analysis of strong lines C II λ 4267 and λ 1335 in spite of non-LTE approach. Moreover, the correlation with T_{eff} is found for λ 4267: for B5—B7 stars this line provides practically normal C abundance, however with T_{eff} increasing, the carbon deficit becomes more and more appreciable and reaches an order of magnitude for B0—B1 stars. When the λ 4267 and λ 1335 lines are used, the sum of C and N abundances in the atmospheres of main sequence early B stars is significantly smaller than solar C+N value, at the same time the stars of the same masses on later phase of evolution (F—K supergiants) show approximately normal C+N value. The conclusion is made about the existence of systematic errors in evaluations inferring from λ 4267 and λ 1335 lines. It is shown that the analysis of weaker C II lines in the visible region of the spectrum leads to results which satisfy the condition of C + N conservation during considered stages of evolution.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. L. Lambert, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 182, 249, 1978.
2. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крымской обсерв., 63, 66, 1981.
3. M. J. Harris, D. L. Lambert, A. Goldman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 224, 237, 1987.
4. L. Kane, C. D. McKeth, P. L. Dufton, Astron. and Astrophys., 84, 115, 1980.
5. H. Nussbaumer, P. J. Storey, Astron. and Astrophys., 96, 91, 1981.
6. Н. А. Сахибуллин, Астрон. ж., 64, 291, 1987.
7. D. J. Lennon, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 205, 829, 1983.
8. P. J. F. Brown, P. L. Dufton, D. J. Lennon, F. P. Keenan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 220, 1003, 1986.
9. F. P. Keenan, P. J. F. Brown, D. J. Lennon, Astron. and Astrophys., 155, 333, 1986.
10. L. W. Kamp, Astrophys. J. Suppl. Ser., 48, 415, 1982.
11. Н. А. Сахибуллин, К. Ван дер Хухт, Астрон. ж., 60, 917, 1983.
12. G. J. Peters, R. S. Polidan, in „Calibration of Fundamental Stellar Quantities“, IAU Simp. No. 111, 1985, p. 417.
13. J. Hardorp, M. Scholz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 19, 193, 1970.
14. G. J. Peters, Astrophys. J. Suppl. Ser., 30, 551, 1976.
15. K. Kodaira, M. Scholz, Astron. and Astrophys., 6, 93, 1970.
16. S. J. Adelman, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 64, 173, 1986.
17. S. J. Adelman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 637, 1984.
18. R. L. Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
19. А. С. Любимков, Изв. Крымской обсерв., 62, 44, 1980.
20. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon, Atomic Transition Probabilities, v. I, NSRDS-NBS 4, Washington, 1966.
21. А. С. Любимков, Астрофизика, 20, 475, 1984.
22. А. С. Любимков, Астрофизика, 29, 479, 1988.
23. R. E. Luck, D. L. Lambert, Astrophys. J., 298, 782, 1985.
24. F. Eber, K. Butler, Astron. and Astrophys., 202, 153, 1988.
25. E. W. Barnett, C. D. McKeth, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 234, 325, 1988.

Дополнение при корректуре. Уже после сдачи статьи в печать появилась работа Ебера и Бутлера [24] с новыми не-ЛТР расчетами линии $\lambda 4267$ для ранних В-звезд ($24\,000\text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 33\,000\text{ K}$). Эти вычисления были основаны на уточненной модели атома углерода, что привело к существенному улучшению результатов по $\lambda 4267$. Переопределение содержания углерода, выполненное нами с помощью [24] для 14 ранних В-звезд из списка [4], дало по $\lambda 4267$ среднее значение $\lg \epsilon(\text{C}) = 8.37 \pm 0.06$, которое почти в точности совпадает с величиной, найденной из табл. 2. Далее, недавно в работе [25] опубликованы оценки $\lg \epsilon(\text{C})$, полученные по линиям C II $\lambda\lambda 6578$ и 6583 . Для 11 ярких звезд подклассов В2—В3 в среднем найдено $\lg \epsilon(\text{C}) = 8.2 \pm 0.2$, т. е. и эти две линии указывают на пониженное содержание углерода в атмосферах В-звезд ГП.

УДК: 524.316—62

ЭМИССИОННЫЙ ДУБЛЕТ 2800 Mg II В СПЕКТРАХ
ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД

В. Г. ЧОЛАКЯН

Поступила 1 декабря 1987

Принята к печати 4 марта 1988

Приведены результаты по детектированию и измерению абсолютного энергетического потока $f(\text{Mg II})$ в единицах $\text{эрг/см}^2\text{с}$, излучаемого хромосферой холодных звезд в эмиссионном дублете 2800 Mg II. Используются спектральные снимки «Ориона-2» с низкой плотностью фотометрического почернения на $\lambda = 2800 \text{ \AA}$. Описана методика построения калибровочной кривой. Хромосферы детектированы у 8 звезд поздних спектральных классов (K5—M5) из 48 изученных в области неба вокруг Капеллы ($\alpha \text{ Aur}$). Для этих звезд найдены численные значения $f(\text{Mg II})$, а также относительные мощности «магниевого хромосфер» R .

1. Введение. Эмиссионный дублет ионизованного магния 2800 Mg II, возбуждаемый в хромосферах холодных звезд, является наиболее сильной эмиссионной структурой в спектрах звезд поздних классов в области ближнего ультрафиолета. Благодаря своей исключительной информативности этот дублет используется в качестве надежного, а подчас и единственного средства для детектирования и исследования звездных хромосфер, имея в виду, что на его долю приходится около трети всей излучаемой способности хромосферы, и часто термин «магниева хромосфера» характеризует всю хромосферу звезды в целом.

Впервые дублет 2800 Mg II в эмиссии был зарегистрирован в 1972 г. с помощью ОАУ-2, с разрешением 25 $\text{\AA}$, в спектрах нескольких холодных гигантов [1]. Спустя год при помощи «Ориона-2» было получено массовым способом большое количество спектральных снимков в ультрафиолете для слабых звезд, в том числе и поздних классов. В спектрах трех, сравнительно ярких «орионовских» звезд типа G-M Г. А. Гурзаян [2] выявил и измерил сильные эмиссионные линии 2800 Mg II, с помощью которых ему удалось оценить мощность «магниевого хромосферы» этих звезд. В последующее десятилетие, с привлечением более тонких средств внеатмосферных наблюдений (BUSS, Copernicus, IUE) дублет 2800 Mg II в эмиссии удается зарегистрировать и измерить с высоким спектральным

разрешением ($\sim 0.1 \text{ \AA}$) в спектрах около 200 звезд поздних классов — позднее F0. Анализ этого наблюдательного материала, равно как и первый «Каталог магниевых хромосфер», приведен в [3]. При этом речь идет о хромосферах преимущественно ярких звезд (ярче 7^m).

Подавляющая часть наблюдательного материала «Ориона-26» относится, однако, к слабым звездам (до 12^m), среди которых очень много звезд поздних классов. Между тем, изучение этих звезд в области ближнего ультрафиолета должно представлять особый интерес ввиду того, что вероятность детектирования эмиссионного дублета 2800 Mg II велика как раз в спектрах холодных звезд. Обнаружение и измерение эмиссии в линиях 2800 Mg II у звезд класса К-М представляется наиболее перспективным также из-за слабости самого фотосферного излучения у холодных звезд в области короче $3000 \text{ \AA}$ (при спектральном разрешении $\sim 25 \text{ \AA}$ на $2800 \text{ \AA}$).

Детектированию и измерению эмиссионного дублета ионизованного магния 2800 Mg II в «орионовских» спектрах группы звезд спектральных классов K5—M5 и посвящена настоящая статья.

2. *Нахождение абсолютных энергетических потоков в линиях 2800 Mg II .* Целью работы является измерение суммарного энергетического потока $f(\text{Mg II})$ на границе земной атмосферы в абсолютных энергетических единицах $\text{эрг/см}^2\text{с}$, излучаемого хромосферой холодных звезд в линиях 2800 Mg II , на основании наблюдательного материала «Ориона-2». Особенность ситуации заключается в том, что по плотности фотометрического почернения область вблизи $2800 \text{ \AA}$ в спектрах интересующих нас звезд находится вне прямолинейного участка характеристической кривой пленки, и поэтому традиционный способ измерения спектров в данном случае не может быть применен.

Для решения поставленной задачи Г. А. Гурзadian [4] было предложено построить и использовать калибровочную кривую зависимости между величиной потока $f(\text{Mg II})$ от звезды с известным абсолютным распределением энергии в ее спектре, в фиксированном узком диапазоне длин волн (диафрагмы сканирования) с центром на $2800 \text{ \AA}$, и степенью почернения, в данном случае величиной отброса пера самописца микрофотометра от нулевого уровня фона астронегатива $l(\text{Mg II})$ в миллиметрах, в спектре той же звезды и в том же спектральном диапазоне.

Коль скоро нашей целью является измерение эмиссии в линиях 2800 Mg II после того, как она выявлена, то ширина диафрагмы сканирования не должна превышать полуширины эмиссионной линии, вернее бленды 2800 Mg II . Согласно низкодисперсионным наблюдениям IUE [5], полуширина линии 2800 Mg II в спектрах звезд спектральных классов K5—M5

в среднем порядка 15 А. Учитывая дисперсию «орионовских» спектрограмм (420 А/мм на $\lambda = 2800$ А), при 20-кратном проецировании астронегатива на экран микрофотометра ИФО-451, ширина диафрагмы сканирования оказывается порядка ~ 0.7 мм. Высота диафрагмы сканирования равна 1 мм, что несколько меньше ширины спектрограмм звезд в области нормального почернения.

Численные значения потока E_λ в абсолютных энергетических единицах для каждой из калибровочных звезд, использованных для построения зависимости $f(\text{Mg II}) \sim I(\text{Mg II})$, были взяты из «Каталога спектров «Ориона-2» [6], причем $f(\text{Mg II}) = E_{2800} \cdot 15$ А. Для построения калибровочной кривой было использовано 25 звезд спектральных классов В-А5, имея в виду, что в интересующем нас диапазоне длин волн непрерывные спектры у этих классов звезд еще достаточно развиты, а депрессия, вызванная наличием абсорбционного дублета 2800 Mg II, незначительна [7]. Кроме того, наличие надежных теоретических бланкетинг-моделей звезд ранних классов [8], хорошо согласующихся с наблюдениями, позволило нам в случае, когда непрерывный спектр калибровочной звезды не доходил до $\lambda = 2800$ А, проводить его экстраполяцию путем привязки существующей модели к рассчитанному в [6] распределению энергии в спектре данной звезды в области длин волн 2900—3000 А.

Необходимым условием для применения изложенного метода — назовем его условно «методом слабых почернений» — является полная однородность используемого и исследуемого материалов и неизменный режим обработки, а именно:

— все звезды, как калибровочные, так и исследуемые, должны находиться на одном и том же астронегативе;

— все измерения должны проводиться на одном и том же микрофотометре и с одной и той же диафрагмой сканирования.

По существу это тот же метод, который обычно применяется при энергетической калибровке рентгеновских фотопленок.

Построенная таким образом эмпирическая кривая зависимости $f(\text{Mg II}) \sim I(\text{Mg II})$ для кадра F21 «Ориона-2» приведена на рис. 1, где по ординате нанесено значение $f(\text{Mg II})$ в абсолютных энергетических единицах (эрг/см² с), а по абсциссе — $I(\text{Mg II})$ в миллиметрах. Как следует из рисунка, нижний порог чувствительности данного метода применительно к кадру F21 равен приблизительно $6.5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² с, что соответствует отбросу пера самописца ИФО-451 от нулевого уровня фона почернения $I(\text{Mg II}) = 8$ мм.

3. Обсуждение результатов. На «орионовском» кадре F21 нами было отобрано 48 классифицированных О. В. Оганесяном [9] звезд спектраль-

ных классов К5—М5. При этом нуль-пункт шкалы длин волн на исследуемых спектрограммах определялся по изложенной в [11] методике. Во избежание наложения и перекрытия флукутаций почернения фона астро-негатива с реальным наличием эмиссии дублета 2800 Mg II в спектре данной звезды, существование линии—бленды 2800 Mg II считается реальным, а измерения потока в линии достоверными лишь в случаях, когда $I(\text{Mg II}) > 3\sigma$, где σ — средняя ошибка измерений флукутаций фона астро-негатива в непосредственной близости от сканируемой звезды. Исходя из этого, звезды с потоком в линиях 2800 Mg II меньше порогового $6.5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² с нами не рассматривались, в результате чего число отобранных для дальнейшего исследования звезд сократилось до 8.

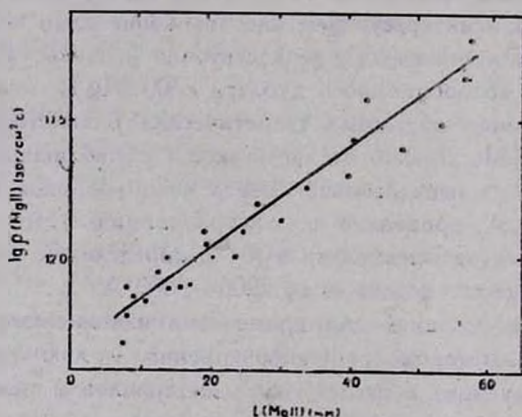


Рис. 1. Эмпирическая зависимость — калибровочная кривая — между суммарным потоком $f(\text{Mg II})$ (эрг/см² с) от звезды в спектральном диапазоне шириной 15 Å в центре на 2800 Å на границе земной атмосферы и степеню почернения астро-негатива в спектре той же звезды в том же спектральном диапазоне $I(\text{Mg II})$ (в м). Точки — результаты обработки «орлиновских» спектральных снимков звезд классов В—А, использованных для построения калибровочной кривой.

В качестве примера на рис. 2 приведено факсимиле микрофотометрической записи спектра звезды ГЛКА 783, спектрального класса М0, где четко просматривается эмиссия на длине волны 2800 Å, и которая принадлежит дублету 2800 Mg II. Усомниться в отождествлении нет оснований, так как по многочисленным высокодисперсионным наблюдениям BUSS, Copernicus, IUE следует считать достоверно установленным полное отсутствие сколь-нибудь ощутимой эмиссии в других спектральных линиях, кроме 2800 Mg II. Находя $I(\text{Mg II})$ непосредственно из микрофотометрических записей исследуемых звезд, затем при помощи калибровочной кривой (рис. 1) был определен искомый наблюдаемый поток хромосферной эмиссии звезды $f(\text{Mg II})$ в единицах эрг/см² с на границе земной атмосферы.

Основные данные об исследуемых звездах, наряду с найденными значениями $f(\text{Mg II})$ сведены в табл. 1, где приведены последовательно: номер звезды по списку ГАКА [10], спектральный класс [9], видимая звездная величина V [9], эффективная температура T_{eff} [12], усредненное для каждого спектрального класса значение показателя цвета $(V-R)_0$

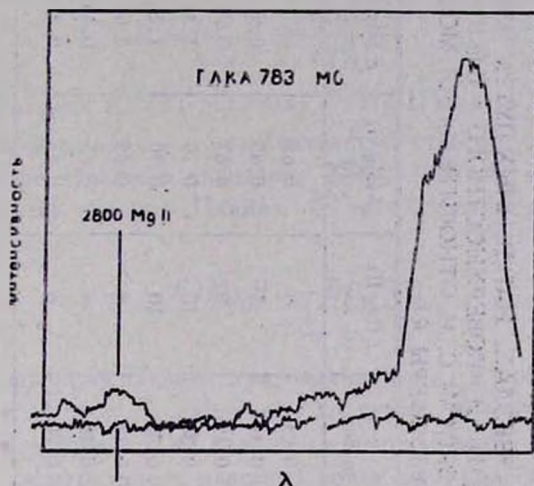


Рис. 2. Пример, иллюстрирующий применение «метода слабых почернений»: эмиссионный дублет 2800 Mg II, выделенный в спектре звезды ГАКА 783 класса M0.

[13], видимый угловой диаметр звезды φ в миллисекундах дуги, численное значение $l(\text{Mg II})$ в мм, величина потока в линиях 2800 Mg II на границе земной атмосферы $f(\text{Mg II})$ и на поверхности звезды $F(\text{Mg II})$ в $\text{эрг/см}^2 \text{с}$. В последнем столбце таблицы приведена относительная (безразмерная) мощность «магнелийской хромосферы» R , даваемая соотношением

$$R = \frac{F(\text{Mg II})}{\sigma T_{\text{eff}}^4}, \quad (1)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана. Здесь величину $F(\text{Mg II})$ мы определим из следующего соотношения:

$$\frac{F(\text{Mg II})}{f(\text{Mg II})} = \left(\frac{4.125 \cdot 10^8}{\varphi} \right)^2, \quad (2)$$

где φ — угловой диаметр звезды. Для звезд с $(V-R) \geq 0.8$ величину φ можно определять с достаточной точностью из следующего эмпирического соотношения, не зависящего от класса светимости звезды [14, 15]:

$$\lg \varphi = 0.7594 - 0.2 V + 0.642 (V - R)_0. \quad (3)$$

Таблица 1

СВОДКА ОСНОВНЫХ ДАННЫХ ОБ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗДАХ, НАЙДЕННЫХ ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЙ
 ЗНАЧЕНИЙ $I(\text{Mg II})$ ВЕЛИЧИН НАБЛЮДАЕМОГО $f(\text{Mg II})$ И ПОВЕРХНОСТНОГО $F(\text{Mg II})$ ПОТОКОВ В
 ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ 2800 Mg II В ЕДИНИЦАХ $\text{ЭРГ/СМ}^2 \text{ С}$, И ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ
 «МАГНИЕВОЙ» ХРОМОСФЕРЫ R

Звезда ГЛКА	Спектр	V	T_{eff}	$(V-R)_0$	φ м сек	$I(\text{Mg II})$ мм	$f(\text{Mg II})$ $\times 10^{-12}$	$F(\text{Mg II})$ $\times 10^6$	R $\times 10^{-5}$
1952	K5	10. ^m 5	4000	1. ^m 1	0.23	8	0.65	2.1	10
1655	K5	9.7	4000	1.1	0.34	8	0.65	0.96	3
1995	K7	11.3	3900	1.2	0.19	9	0.67	3.20	21
1996	K7	10.6	3900	1.2	0.30	10	0.70	1.34	7.5
783	M0	10.4	3800	1.25	0.31	10	0.70	1.24	8
906	M0	11.5	3800	1.25	0.19	8	0.65	3.66	24
2024	M0	9.4	3800	1.25	0.48	8	0.65	0.48	2.5
1720	M5	11.0	3400	2.00	0.70	8	0.65	0.23	3

Классы светимости исследуемых звезд нам неизвестны. Возникающая отсюда неопределенность в оценке численного значения линейного радиуса звезды D и расстояния до звезды r практически исключают возможность использования, с приемлемой точностью, еще одной формулы для определения R :

$$R = \left(\frac{r}{D} \right)^2 \frac{f(\text{Mg II})}{\sigma T_{eff}^4}. \quad (4)$$

В найденную нами из (2) величину $F(\text{Mg II})$ кроме собственно потока 2800 Mg II входит, хотя и в незначительной степени, также поток в непрерывном спектре звезды в диапазоне 2790—2810 Å, в первом приближении описываемый законом Планка. С учетом этого факта выражение (1) запишется в виде:

$$R = \frac{F(\text{Mg II}) - B(\lambda, T)}{\sigma T_{eff}^4}, \quad (5)$$

где $B(\lambda, T)$ — функция Планка для заданной T_{eff} и при $\lambda = 2800$ Å.

Как следует из табл. 1, найденные значения относительной мощности «магниевого хромосферы» R не находится в какой-либо явно выраженной зависимости от спектрального класса. Скорее всего наоборот, относительная мощность хромосфер у звезд одного и того же класса (скажем, M0) варьирует в широких пределах — от $2.5 \cdot 10^{-5}$ до $24 \cdot 10^{-5}$ т. е. разброс на порядок. Эти два обстоятельства подтверждают сделанный ранее Г. А. Гурзadyаном вывод о случайной природе звездных хромосфер [3].

В спектрах семи звезд, ГЛКА 713, 1218, 1714, 2024, 2064, 2143, 2169 спектральных классов M0—M5 эмиссия на 2800 Å в виде слабой бленды хотя и просматривается, но поскольку для них $I(\text{Mg II}) < 3\sigma$, однако с оценкой верхнего значения потока $\sim 10^{-12}$ эрг/см² с.

Звезда ГЛКА 906, 1195, 1952, у которых найденные значения $R \geq 10$ (в единицах 10^{-5}), попадают в класс, так называемых, звезд со сверхмощными хромосферами [3]. Эти звезды, как правило, двойные, и представляют собой системы типа RS CVn. Маловероятно, чтобы столь сильная эмиссия могла бы генерироваться в хромосфере составляющих, эта эмиссия генерируется скорее всего в тазовой среде между внешними слоями атмосфер обоих компонентов двойной системы [16]. Мы не располагаем данными относительно двойственности указанных выше трех звезд со «сверхмощными» хромосферами, и поэтому вопрос об их природе нуждается в дополнительном рассмотрении.

Из более чем 200 звезд с известными значениями R , звезд со сверхмощными хромосферами известно около 16, т. е. приблизительно с соотношением 1:10. В нашем же случае у почти половины из исследуемых

звезд хромосферы оказались сверхмощными, что следует объяснить в первую очередь наблюдательной селекцией низкодисперсионных «орионовских» снимков, а также тем, что «Орион-2» фиксирует на одном кадре одновременно большое число спектрограмм звезд, в результате чего удельная доля звезд с $R \geq 10$ в произвольной выборке звезд повышается.

Сделанный вывод подтверждается характером зависимости R от V для звезд одного и того же класса при одном и том же значении $f(\text{Mg II})$; для звезд спектральных классов K5, M0, M5 эта зависимость представлена графиком на рис. 3, из которого следует, что в случае «Ориона-2» у слабых звезд при прочих равных условиях легче выявляются сверхмощные хромосферы. В случае же сравнительно ярких звезд ($< 9^m$) данный метод позволяет регистрировать хромосферы менее мощные. В нашем же списке звезды в основном слабые, поэтому и доля звезд с $R \geq 10$ высока. Очевидно также, что вероятность регистрации хромосфер средней мощности при уменьшении порога чувствительности данного метода возрастает.

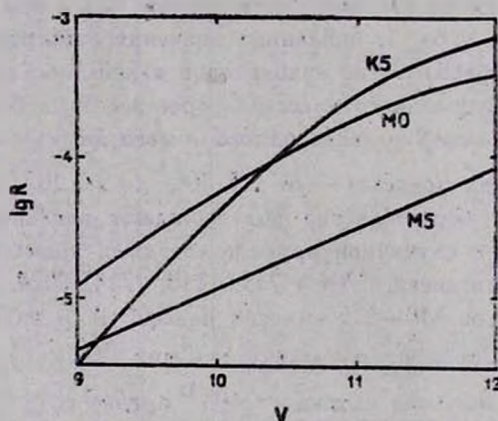


Рис. 3. Зависимость относительной мощности «магневой хромосферы» R от видимой звездной величины V при пороговом наблюдаемом потоке $f(\text{Mg II}) = 6.5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см² с в линии 2800 Mg II для звезд спектральных классов K5, M0 и M5.

Применение «метода слабых дочернений» для выявления эмиссии 2800 Mg II у звезд ранее K5 представляется нецелесообразным, так как в этом случае на найденные значения $f(\text{Mg II})$ в эмиссии будут оказывать все возрастающее влияние как непрерывный спектр звезды, так и дублет 2800 Mg II в абсорбции; в этом случае речь идет о так называемых «комбинированных» профилях 2800 Mg II, изучение которых требует много подхода.

Таким образом, первая попытка по применению «метода слабых дочернений» измерений спектрограмм в отношении 48 звезд поздних клас-

сов, ультрафиолетовые спектральные снимки которых были получены с помощью «Ориона-2», привела к детектированию дублета 2800 Mg II в эмиссии, а следовательно и хромосфер средней и высшей мощности по крайней мере у восьми звезд классов K5—M5. Тем самым была продемонстрирована эффективность метода при измерении спектрограмм с низкой плотностью фотометрического почернения по крайней мере в тех случаях, когда речь идет о детектировании хромосфер холодных звезд.

Автор статьи выражает глубокую благодарность профессору Г. А. Гурзadyану за постановку задачи, интерес к работе, ценные замечания и полезные дискуссии.

Ереванский политехнический
институт

THE EMISSION DOUBLET 2800 Mg II IN THE SPECTRA OF COOL STARS

V. G. CHOLAKYAN

The results for the determination and measurements of the absolute energetic flux $f(\text{Mg II})$ in the units of $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in the ultraviolet emission doublet 2800 Mg II, which is generated by the chromospheres of cool stars, are presented. The spectrograms with low photometric density on $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ have been obtained by means of the space observatory "Orion-2". The chromospheres were detected for the 8 late type stars (K5—M5) out of 48 observed stars, scattering in the field around Capella ($\alpha \text{ Aur}$). The observed flux $f(\text{Mg II})$ and relative power of the "magnesium chromospheres" R for these stars were also determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. R. Doherty, *Astrophys. J.*, 178, 495, 1972.
2. G. A. Gurzadyan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 172, 617, 1975.
3. Г. А. Гурзadyан, Звездные хромосферы или дублет 2800 Mg II в астрофизике, Наука, М., 1984.
4. Г. А. Гурзadyан, Частное сообщение, Ереван, 1987.
5. C. C. Wu, T. B. Ake, A. Bogges, R. C. Bohlin, C. L. Imhoff, A. V. Holm, Z. G. Levay et al., IUE Ultraviolet Spectral Atlas, NASA, Newsletter 22, 1983.
6. Г. А. Гурзadyан, Дж. Б. Оганесян, С. С. Рустамбекова, Р. А. Епремян, «Орион-2». Каталог ультрафиолетовых спектров 900 слабых звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1985.
7. Дж. Б. Оганесян, Сообщ. Бюро экз. обсерв., 48, 68, 1976.

8. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
9. О. В. Оганесян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 48, 14, 1976.
10. Г. А. Гурвадян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 48, 5, 1976.
11. Г. А. Гурвадян, В. Г. Чолакян, *Астрон. ж.*, 1987, (в печати).
12. V. Stratzys, G. Kurllene, *Astrophys. and Space Sci.*, 80, 353, 1981.
13. H. L. Johnson, J. W. MacArthur, R. I. Mitchell, *Astrophys. J.*, 152, 465, 1968.
14. J. L. Linsky, P. L. Bornmann, K. G. Carpenter, R. F. Wing, *Astrophys. J.*, 260, 670, 1982.
15. T. G. Barnes, D. S. Ivans, T. J. Moffett, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 285, 1978.
16. G. A. Gurzadyan, *Astrophys. and Space Sci.*, 123, 67, 1986.

УДК: 52—325.4—6

ВСПЫШКИ МАЗЕРНОЙ РАДИОЛИНИИ H_2O В ИСТОЧНИКАХ GGD 25 И Sgr B2

И. В. ГОСАЧИНСКИЙ, Р. А. КАНДАЛЯН, Ф. С. НАЗАРЕТЯН,
Н. А. ЮДАЕВА

Поступила 20 апреля 1988

Принята к печати 3 октября 1988

Приведены результаты наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600 мазерных источников GGD 25 и Sgr B2 в линии водяного пара на волне 1.35 см с апреля 1982 г. по ноябрь 1986 г. В указанном промежутке времени были зарегистрированы ранее не наблюдавшиеся мощные вспышки излучения у этих объектов. В частности, у источника GGD 25 в апреле 1986 г. на лучевой скорости — 79.0 км/с плотность потока составляла ~ 4900 Ян, а у Sgr B2 в ноябре 1986 г. на лучевой скорости + 65.6 км/с плотность потока достигла 1700 Ян.

1. *Введение.* Систематические исследования переменности излучения мазерных источников могут дать информацию об их физической природе. Практически все мазерные источники H_2O в той или иной степени показывают переменность излучения деталей профиля радиолинии, а иногда переменными являются также их лучевые скорости. Некоторые мазерные источники (в основном те, которые встречаются в областях звездообразования) показывают также вспышечную активность излучения (например, Орион А, W 49, W 3 (ОН), GGD 37 и др.) [1], при которой происходит резкое изменение профиля радиолинии. Вспышки мазерных источников, по-видимому, являются следствием бурных процессов звездообразования и в какой-то степени отражают энергетический уровень процессов, происходящих в той области, где они встречаются.

В настоящем сообщении приводятся результаты наблюдений мазерных источников водяного пара GGD 25 и Sgr B2 на волне 1.35 см. Наблюдения проводились с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в период с апреля 1982 г. по ноябрь 1986 г. Параметры радиотелескопа и приемной аппаратуры, а также методика спектральных наблюдений на волне 1.35 см описаны в работе [1]. Результаты наблюдений этих источников, проведенных нами до 1985 г., были представлены в указанной работе. Однако, для более полного анализа результатов наблюдений источников GGD 25 и Sgr B2, они частично будут отражены и в настоящей работе.

2. *Результаты наблюдений.* В табл. 1 приведены результаты наших наблюдений источников GGD 25 и Sgr B2 на волне 1.35 см. Указаны названия источников, диапазон исследованных лучевых скоростей и даты наблюдений.

Таблица 1

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ ИСТОЧНИКОВ GGD 25 И Sgr B2

Источник	Полоса обзора (км/с)	Даты наблюдений
GGD 25	$-86.9 \div -71.1$	Апрель 1982, август 1983, август 1984, ноябрь 1985, январь 1986, апрель 1986, ноябрь 1986.
Sgr B2	$+55.1 \div +70.9$	Апрель 1982, июнь 1982, декабрь 1982, апрель 1983, июнь 1983, август 1983, август 1984, декабрь 1984, ноябрь 1986.

В табл. 2, 3 приведены значения лучевой скорости, плотности потока и полуширины отдельных деталей профиля источников GGD 25 и Sgr B2 соответственно. Эти параметры вычислены в гауссовом приближении деталей профиля. С целью выделения деталей профиля из блендированных спектров был проведен гаусс-анализ профилей по специальной программе с помощью ЭВМ ЕС-1030.

Ниже мы приведем и обсудим более подробно результаты наблюдений мазерных источников GGD 25 и Sgr B2.

GGD 25. Нами проведены семь циклов наблюдений этого источника в период с апреля 1982 г. по ноябрь 1986 г. На рис. 1 приведены профили линии H_2O источника GGD 25. В апреле 1982 г. и августе 1984 г. излучение линии не было обнаружено (< 70 Ян). Как видно на рис. 1, профили состоят из многочисленных неразрешенных деталей, которые в основном расположены в узком интервале лучевых скоростей (~ 10 км/с). В более ранних наблюдениях GGD 25 детали профиля также сосредоточены в диапазоне лучевых скоростей от -75 до -85 км/с и максимальный поток (~ 2700 Ян) был зарегистрирован вблизи -79 км/с в июле 1978 г. [2].

Согласно нашим результатам, после августа 1984 г. спектр источника претерпел резкое изменение. Некоторые детали исчезли и появились новые мощные детали, которых не было в более ранних наблюдениях. В частности, появились очень сильные детали на лучевых скоростях -82.6 , -83.4 , -84.4 км/с. Большой интерес представляет поведение деталей на скоростях -75.4 , -77.2 , -79.0 , -81.0 км/с. Так, например, в период с ноября 1977 г. по февраль 1979 г. в спектре источника также доминировали детали в диапазоне скоростей $-79.0 \div -85$ км/с. Однако в янва-

Таблица 2

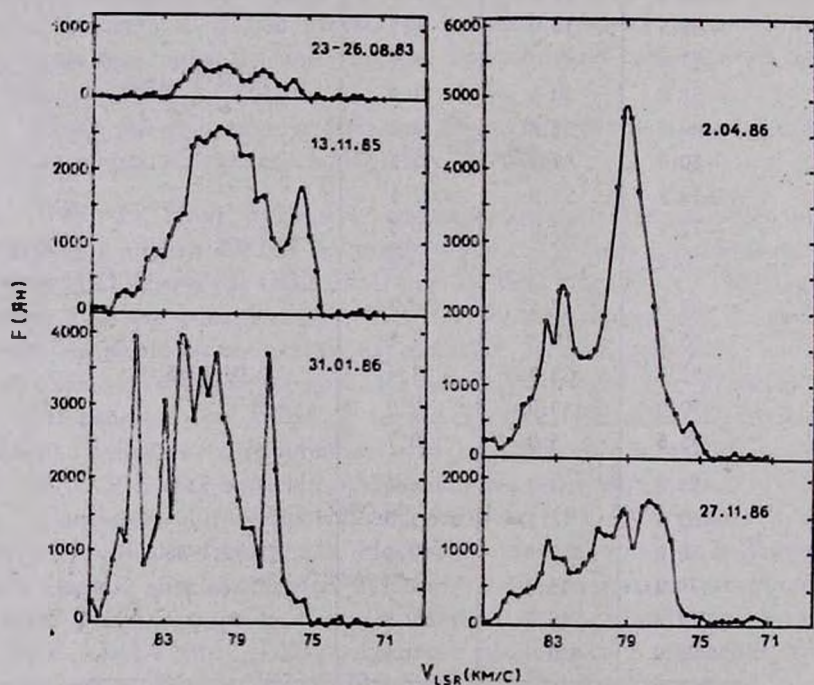
ПАРАМЕТРЫ ЛИНИИ H_2O В GGD 25

V_{LSR} (км/с)	$F \cdot 10^3$ (Ян)	ΔV (км/с)	Дата
-81.0	4.8	1.1	23-26.08.1983
-79.4	4.2	1.5	
-77.6	3.7	1.4	
-75.8	2.9	0.4	
-85.0	3.5	0.9	
-83.4	9.1	1.1	13.11.1985
-81.8	14.0	1.1	
-81.0	24.0	1.6	
-79.8	26.4	2.6	
-78.6	22.6	1.4	
-77.4	1.6	1.3	31.01.86
-75.4	1.8	1.4	
-85.2	13.3	1.1	
-84.4	40.0	0.4	
-83.6	14.0	0.7	
-82.8	31.0	0.7	2.04.1986
-81.8	40.5	1.4	
-80.8	35.5	1.1	
-80.0	37.5	1.5	
-79.2	25.0	1.1	
-77.2	37.3	0.7	27.11.1986
-75.2	3.5	0.4	
-84.8	7.5	0.7	
-83.5	19.8	1.1	
-82.6	23.3	1.4	
-79.0	49.0	2.0	27.11.1986
-75.6	5.0	0.7	
-85.4	4.2	1.4	
-83.4	11.5	1.5	
-80.6	12.9	1.4	
-79.2	15.8	1.5	27.11.1986
-77.6	16.7	2.2	
-72.0	0.9	0.6	

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ЛИНИИ H_2O В Sgr B2

V_{LSR} (км/с)	$F \cdot 10^3$ (Ян)	ΔV (км/с)	Дата
56.8	1.0	1.1	21—30.04.1982
62.2	1.3	0.4	
63.0	1.9	0.6	
64.2	1.4	0.4	
65.4	2.5	0.4	
66.2	2.5	0.7	
67.2	2.2	1.0	
69.2	3.5	0.7	
56.2	6.3	0.9	21.11.1986
62.8	1.7	1.0	
65.6	17.0	0.9	
67.2	2.0	0.9	
69.0	2.3	1.0	

Рис. 1. Профили радиолнии H_2O в источнике GGD 25. Справа — дата наблюдения.

ре-апреле 1986 г. интенсивности деталей в указанном диапазоне скоростей сильно возросли. В апреле 1986 г. плотность потока детали на -79.0 км/с достигла почти 5000 Ян. В ноябре 1986 г. наблюдалось общее уменьшение интенсивностей основных деталей спектра. Интересно отметить, что в некоторых случаях с изменением интенсивностей отдельных деталей наблюдается также изменение их лучевых скоростей в пределах ~ 0.4 км/с.

Sgr B2. Источники излучения линии H_2O в Sgr B2 образуют четыре группы в области размером $8'' \times 1.5'$ [3]. Из-за сравнительно низкого разрешения радиотелескопа РАТАН-600 по склонению зарегистрированный спектр определяется суммарным вкладом всех четырех групп источников (рис. 2). С апреля 1982 г. по ноябрь 1986 г. было проведено 9 се-

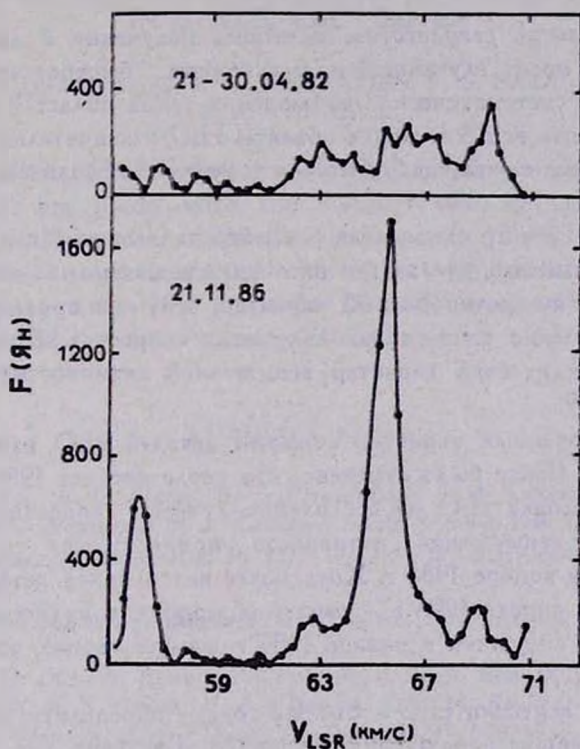


Рис. 2. Профили радиолнии H_2O в источнике Sgr B2.

рий наблюдений источника, причем линия была зарегистрирована только в апреле—июне 1982 г. и ноябре 1986 г. В остальных сериях уровень сигнала был ниже 40—50 Ян. Отметим также, что в промежутке апрель—июнь 1982 г. профиль линии практически не менялся.

В ноябре 1986 г. произошла вспышка излучений линии на лучевых скоростях 56.2 и 65.6 км/с. Плотности потоков на указанных скоростях

достигли 630 и 1700 Ян соответственно. На рис. 2 видно, что деталь на 56.2 км/с в апрельском (1982 г.) спектре источника вовсе отсутствовала, а интенсивность детали на 65.6 км/с в ноябре 1986 г. возросла примерно в 7 раз по сравнению с апрельским спектром.

Согласно [4] максимальный поток (~ 1000 Ян) у источника Sgr B2 зарегистрирован в феврале 1977 г. на лучевой скорости 69.8 км/с от южного компонента комплекса. Однако авторы работы [4] отмечают, что это значение плотности потока завышено и наиболее вероятное значение составляет ~ 600 Ян. Согласно нашим наблюдениям эта деталь в спектре источника практически отсутствует.

Таким образом, в спектре Sgr B2 впервые обнаружена столь сильная деталь излучения, какую мы наблюдаем на 65.6 км/с.

3. Обсуждение результатов. Вспышки излучения в любых космических объектах носят случайный и, в основном, быстротечный характер. Поэтому лишь систематические наблюдения таких областей дают возможность обнаружить вспыхивающие объекты H_2O в значительном количестве. Для выполнения такой задачи можно с успехом использовать одиночные радиотелескопы.

В работах [1, 5] нами была рассмотрена вспышка излучения H_2O в W 49. Было отмечено, что в этом источнике вспышки излучения ряда компонентов носят коррелированный характер, т. е. они проявляются практически одновременно на нескольких лучевых скоростях. Кроме этого, был обнаружен циклический характер вспыхивающей активности мазерного излучения в W 49.

Коррелированный характер вспышек деталей H_2O наблюдается также в GGD 25. Выше было отмечено, что после августа 1984 г. в GGD 25 произошла вспышка H_2O на нескольких лучевых скоростях. Далее, в январе 1986 г. вспыхивающая активность приняла еще более сильный характер, чем в ноябре 1985 г. Хотя более интенсивная деталь (-79 км/с) наблюдается в апреле 1986 г., суммарная мощность излучения в исследуемом диапазоне скоростей в январе 1986 г. намного выше, чем в другие даты наблюдений.

Характер вспышки H_2O в Sgr B2 трудно определить, для этого необходимы дальнейшие наблюдения источника. Тот факт, что вспышка излучения этого источника произошла после того, как почти в течение 5 лет уровень сигнала был ниже порога обнаружения, сам по себе интересен.

Коррелированный характер вспышек деталей компонентов линии обнаружен также и у источника Ser A [6, 7]. Согласно [6] коррелированная вспышка деталей, по всей вероятности, указывает на то, что в подобных источниках несколько мазерных деталей накачиваются от единого временного источника накачки.

4. *Заключение.* В течение почти 5 лет прослежена переменность источников мазерного излучения H_2O GGD 25 и Sgr B2. Были обнаружены мощные вспышки излучения у этих источников. Найдены вариации лучевой скорости вспыхивающих деталей GGD 25. Вспышка GGD 25 носит коррелированный характер.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FLARES OF MASER RADIO LINE EMISSION H_2O IN GGD25 AND Sgr B2

I. V. GOSACHINSKI, R. A. KANDALIAN, F. S. NAZARETIAN,
N. A. YUDAEVA

The results of observations of H_2O maser sources GGD25 and Sgr B2 at 1.35 cm made with the RATAN-600 radio telescope from April 1982 till November 1986 are presented. Powerful flares were detected in these sources during the observing period. In particular the flux density at -79.0 km/s for GGD25 was ~ 4900 Jy in April 1986. For Sgr B2 the flux density at $+65.6$ km/s achieved 1700 Jy in November 1986.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, Изв. САО, 24, 85, 1987.
2. L. F. Rodriguez, J. M. Moran, P. T. P. Ho, E. W. Gottlieb, *Astrophys. J.*, 235, 845, 1980.
3. R. Genzel, D. Downes, J. Bieging, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 177, 101 P., 1976.
4. R. Genzel, D. Downes, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 30, 145, 1977.
5. Л. Э. Абрамян, А. П. Венгер, И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Р. М. Мартиросян, В. А. Санамян, Н. А. Юдаева, *Астрофизика*, 19, 830, 1983.
6. P. R. Rowland, R. J. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 220, 233, 1986.
7. K. Mattila, N. Holsti, M. Toriseva, R. Antilla, L. Malkamaki, *Astron. and Astrophys.*, 145, 192, 1985.

УДК: 524.523

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ
H II, НАБЛЮДЕННЫХ В КОНТИНУУМЕ И РАДИОЛИНИИ
H 110_α. II

А. В. ОСКАНЯН

Поступила 11 февраля 1988

Принята к печати 12 мая 1988

Изучение редуцированных выборок областей H II показывает, что их распределение по радиусу Галактики соответствует распределению, наблюдаемому у спиральных галактик типов Sc и SBc, а интегральная функция радиосветимости — аналогичным функциям, построенным для других спиральных галактик. Оценка общего числа областей H II в Галактике ~ 1000 (по порядку равна числу O-ассоциаций), а их средней массы $\sim 100 M_{\odot}$. Масса нейтрального газа, образовавшегося от прекративших свое существование областей H II Галактики, по этим оценкам составляет около 65% общей массы галактического нейтрального газа (время жизни областей H II принято равным $6 \cdot 10^5$ лет).

1. *Введение.* Статистическое исследование результатов радионаблюдений галактических областей H II [1] показывает значение использования редуцированных выборок данных, освобождающих статистические выводы от влияния наблюдательной селекции. Цель данного исследования заключается в получении свободного от влияния наблюдательной селекции распределения радиоизлучающих областей H II по радиусу Галактики, их интегральной функции радиосветимости, а также в проведении сравнительного анализа результатов с известными исследованиями. Делается также попытка оценки средних масс, общего количества галактических областей H II и доли межзвездного газа Галактики, возникшего из прекративших свое существование областей H II, возможно, связанных с O-ассоциациями. В связи с этим надо отметить, что области H II входят в состав O-ассоциаций вместе со звездами O-ассоциаций, а иногда также с молодыми очагами звездообразования (например, O-ассоциации Sgr OB 1, Ori OB 1, Cas OB 6 и др.). Следует обратить внимание на то, что термин «области H II» часто употребляется как синоним O-ассоциаций. Это не вполне целесообразно, поскольку существуют O-ассоциации, в которых не наблюдаются области H II (например, Peg, OB 1, Cas OB 2, Cep OB 1

и др.). Точно также существуют области Н II, которые возбуждаются изолированными звездами или кратными горячими звездами, но находятся вне пределов О-ассоциаций*.

2. *Распределение областей Н II по радиусу Галактики.* Для построения распределения областей Н II по радиусу Галактики использованы списки данных, опубликованные в [2]. С применением редуцированных выборок (см. [1]) вычислены поверхностные плотности N_i/S_i объектов в плоскости Галактики при значениях $D_\odot = 7, 8, \dots, 11$ кпк (обозначения в настоящей работе, приведенные без оговорок, те же, что и в [1]), где N_i — число объектов, попадающих в i -ю зону расстояния от центра Галактики, а S_i — площадь, на которой расположены эти объекты (рис. 1),

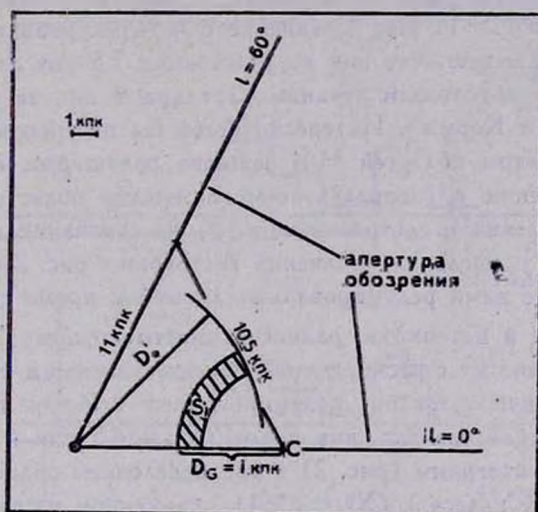


Рис. 1. Определение площадей — S_i галактоцентрического кольца. С и $\odot$ отмечены, соответственно, центр Галактики и Солнце. Направления $l = 0^\circ$ и $l = 60^\circ$ указывают на границы радиообзора по галактической долготе.

т. е. область, образованная пересечением галактоцентрического кольца с внешним и внутренним радиусами, равными соответственно i и $i-1$ кпк, и апертурой обзора. Так как использованный список данных полон до величины потока $s_0 = 2.2 \text{ Ян}$, то при редуцировании отбрасывались области Н II, радиосветимости которых меньше $2.2 \cdot 7^2, \dots, 2.2 \cdot 11^2 \text{ Ян} \cdot \text{кпк}^2$, а также те из них, поверхностные яркости которых меньше $2.2/2.6^2 \text{ Ян}/\square'$, где 2.6 — полуширина диаграммы направленности антенны в угловых минутах дуги. В данной статистике использованы также объекты с двойны-

* За это замечание мы благодарны В. А. Амбарцумяну.

ми расстояниями, которые составляют не более 25% объектов использованного списка. При редуцировании этих объектов в статистику включались объекты, удовлетворяющие следующим двум условиям: а) D_0 (далее) $\leq D_0$, б) $s_1 \cdot D_0$ (ближнее)² $\geq s_0 \cdot D_0^2$.

Гистограммы, построенные для принятых значений D_0 , приведены на рис. 2. Столбцы гистограмм отмечены числами использованных объектов — N_i и среднеквадратичными ошибками, оцененными по формуле $\sigma \sim (N_i)^{1/2}$. Малое количество объектов, с помощью которых построены гистограммы, позволяет делать только оценочные выводы. На гистограммах выделяются два локальных максимума, на расстояниях $D_G = 4.5$ и 7.5 кпк. Поверхностная плотность областей Н II убывает до нуля в интервале (7.5, 9.5 кпк). Надо отметить, что, как видно из рис. 1, указанные гистограммы не могут дать информацию о распределении областей Н II на расстояниях $D_G > 11$ кпк. Сравнение с четырехрукавной моделью Галактики [3] показывает, что пик на расстоянии 7.5 кпк от центра Галактики может быть обусловлен рукавом Стрельца, а пик на $D_G = 4.5$ кпк — рукавами Цита и Кормы*. Интересно было бы построить распределение $N_i/S_i - D_G$ с учетом областей Н II южного полушария, опубликованных в [4]. По сравнению с распределением гигантских областей Н II ($400 < \ln < 5000$ Ян·кпк²), построенным в [5] на основании данных, опубликованных в [6, 7], численные значения гистограмм рис. 2 больше, так как в использованные нами редуцированные ансамбли кроме гигантских областей Н II входят и источники, радиосветимости которых $200 \leq \ln < 400$ Ян·кпк². Сравнение же с распределениями, приведенными в работах [2, 8], показывает, что использование редуцированных выборок привело к более выразительному разделению двух пиков ($D_G = 4.5$ кпк и $D_G = 7.5$ кпк). Сопоставление гистограмм (рис. 2) с распределением областей Н II в спиральной галактике класса Y (NGC 3184), полученном из наблюдений в линии H₂ [9], показывает сходство распределений. Рассмотрение данных табл. 1, приведенной в [9], показывает, что объекты класса Y в основном представлены спиральными галактиками типов Sc и SBc, со средней абсолютной звездной величиной (-20.5 ± 1.0). Распределения отличаются лишь тем, что в центральных областях NGC 3184 не выделяется группа областей Н II, как на рис. 2. Не исключено, что это является следствием ограниченности разрешения наблюдений вблизи ядра этой галактики. Таким образом, сделанное сопоставление и учет абсолютной звездной величины Галактики ($M_B = -20.6$) [10] свидетельствуют в пользу того, что, по-видимому, Галактика принадлежит к типу Sc либо SBc. Почти аналогичное утверждение было сделано на основе распределения О-ассоциаций

* За это замечание мы благодарны Р. Р. Андрееву.

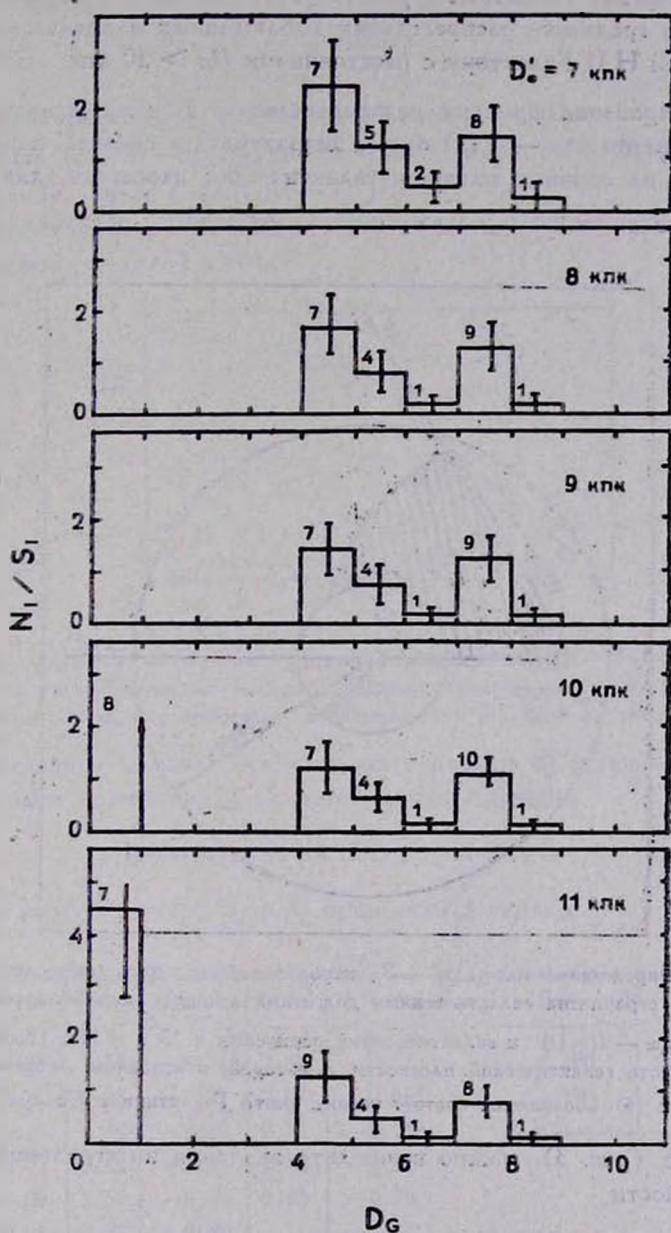


Рис. 2. Гистограммы распределения числа областей Н II на единицу площади галактической плоскости — N_{II}/S_I по галактическому радиусу — D_G . Значения D'_0 указаны в правых верхних углах рисунков.

во внешних частях Галактики в работе [11], а также в [12], основываясь на данных о градиенте распределения наблюдаемых в оптическом диапазоне областей Н II Галактики с расстояниями $D_G > 10$ кпк.

3. *Интегральная функция радиосветимости.* Под интегральной функцией радиосветимости — $\Phi(x)$ будем подразумевать среднее число тех областей Н II на единицу площади галактической плоскости, для которых $ln \geq x$. Проведя от Солнца последовательные круги с радиусами $D_\odot = 1,$

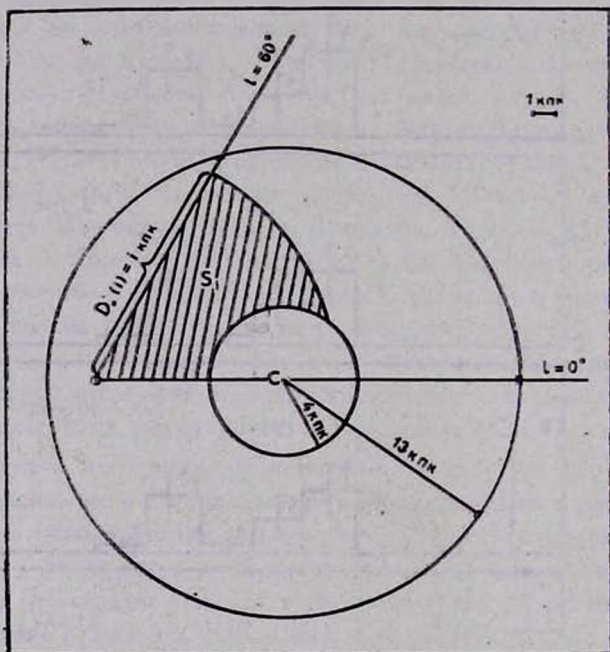


Рис. 3. Определение площадей — S_i , использованных при вычислениях $\Phi(ln)$ (1). Площадь ограничена галактическими долготами границы радиообзора, расстоянием от Солнца — $D_\odot(l)$ и галактическими радиусами в 13 и 4 кпк. Последние ограничивают область галактической плоскости, в которой, в основном, встречаются области Н II. С и $\odot$ обозначены соответственно центр Галактики и Солнце.

2, ..., 18 кпк (рис. 3), можно вычислить значения интегральной функции радиосветимости

$$\Phi(ln_j) = \sum_{i=1}^j P_{ij} \cdot \frac{N_{ij}}{S_i}, \quad j = 1, 2, \dots, 18, \quad (1)$$

где статистические веса определяются из выражения

$$P_{ij} = \frac{N_{ij}}{\sum_{i=1}^j N_{ij}},$$

N_{ij} — число объектов в секторе с индексом i , радиосветимости которых больше ln_j , S_i — площадь сектора с индексом i , $D_{\odot}(i)$ — радиус, равный i кпк, $ln_j = s_0 \cdot D_{\odot}(j)^2 = s_0 \cdot j^2$.

Значения функции $\Phi(ln)$, вычисленные на основе данных списков [2], приведены в табл. 1 и рис. 4.

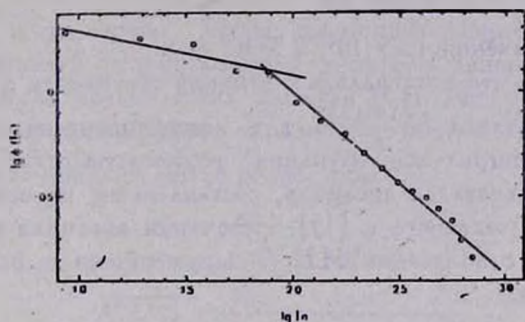


Рис. 4. Значения интегральной функции радиосветимости — $\Phi(ln)$ (обозначены кружками) в логарифмическом масштабе. Прямые представляют аппроксимацию функции для значений радиосветимостей — ln больше 100 Ян · кпк² и меньше 100 Ян · кпк².

Приведенные в табл. 1 численные значения функции аппроксимированы методом наименьших квадратов двумя прямыми

$$\lg \Phi(ln) = \beta_i \cdot \lg ln + \alpha_i, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Значения коэффициентов α_i и β_i приведены в табл. 2.

Таблица 1

$\lg ln$	$\lg \Phi(ln)$	$\lg ln$	$\lg \Phi(ln)$	$\lg ln$	$\lg \Phi(ln)$
0.94	0.28	2.14	-0.14	2.63	-0.51
1.29	0.25	2.25	-0.21	2.69	-0.56
1.54	0.22	2.34	-0.30	2.75	-0.62
1.74	0.09	2.42	-0.37	2.80	-0.71
1.89	0.09	2.50	-0.44	2.85	-0.79
2.03	-0.06	2.57	-0.48		

Таблица 2

ln (Ян · кпк ²)	α_i	β_i
≤ 100	0.516	-0.223
≥ 100	1.728	-0.865

Характерным для кривой $\Phi(ln)$ является изменение ее наклона при значении $ln \approx 100$ Ян · кпк². При исследовании областей Н II в других спиральных галактиках сделан вывод [13], что функция $\Phi(ln)$, построен-

ная для больших значений ln , должна иметь подобное поведение при переходе к меньшим значениям ln . Коэффициент наклона для больших значений ln близок к верхней границе интервала значений β , приведенных в [13].

В связи с этим интересно отметить, что, согласно [14], оценка дифференциальной функции светимости — $\nu(L)$ в дальнем инфракрасном диапазоне для горячих молекулярных облаков привела к формуле

$$\nu(L) = 10^{7.97 \pm 0.76}_{-0.78} \cdot L^{-2.00 \pm 0.12}$$

для интервала значений $(3.5 \cdot 10^4, 2.5 \cdot 10^7 L_{\odot})$.

Легко видеть, что интегральная функция светимости в этом диапазоне будет пропорциональна $L^{-1.00 \pm 0.12}$, т. е. коэффициент наклона β близок к значению для интегральной функции радиосветимости. Надо отметить, что в [14] использовался ансамбль, составленный на основе источников списка AFGL, приведенного в [15]. Источники ансамбля характерны тем, что ассоциируют с областями H II, обнаруженными в радио либо оптическом диапазоне.

4. Оценка числа радиоизлучающих областей H II в Галактике. Учитывая физический смысл функции $\Phi(ln)$, нетрудно оценить общее число радиоизлучающих областей H II, при грубом предположении об их однородном распределении в плоскости Галактики,

$$N_{HII} = \pi \cdot (R_2^2 - R_1^2) \cdot \Phi(ln_{min}), \quad (3)$$

где R_2 и R_1 — соответственно внешний и внутренний радиусы зоны Галактики, в которой встречаются области H II ($R_2 = 13$ кпк, $R_1 = 4$ кпк). $ln_{min} = 10 \text{ Ян} \cdot \text{кпк}^2$ (по данным списка [2] представляется возможным определить значения функции $\Phi(ln)$ для значений ln больше указанной величины). Подстановка соответствующих значений в (3) определяет $N_{HII} \approx 950$ областей H II в Галактике. Таким образом, ожидаемое число областей H II того же порядка, что и число О-ассоциаций ~ 1000 , оцененное в [16]. Эти значения в 3—4 раза меньше приведенной в [15] оценки Л. Блица (3500 галактических молекулярных комплексов ассоциирующих с О-ассоциациями). По-видимому, можно утверждать, что значительная часть радиоизлучающих областей H II связана с О-ассоциациями. Из 24-х радиоисточников и их комплексов с $D_{\odot} < 3$ кпк [3] все, кроме комплексов Cyg X, NGC 7000, G 305.2 + 0.2, G 308.6 + 0.6 (RCW 79), G 326.5 + 0.9 (RCW 94), G 351.4 + 0.7 (NGC 6334), G 353.1 + 0.7 (NGC 6357), ассоциируют с О-ассоциациями, входящими в списки [17—20]. Надо отметить, что расстояние до комплекса Cyg X может

оказаться больше 1.5 кпк, потому что в данном направлении мы наблюдаем вдоль галактического рукава, и что туманность NGC 7000 проектируется рядом с Т-ассоциацией Т1 Суг, входящей в список Т-ассоциаций, опубликованный в [21].

Интересно также отметить, что подавляющее большинство радиоизлучающих областей Н II, приведенных в [3] с расстояниями от Солнца менее 3 кпк, наблюдаются в оптическом диапазоне. Поэтому не исключено, что далекие радиоисточники не наблюдаются в оптическом диапазоне в основном из-за галактического поглощения.

5. Средние и суммарные массы радиоизлучающих областей Н II в Галактике. Используя редуцированные ансамбли данных, нетрудно оценить средние массы галактических областей Н II. Легко видеть, что в редуцированном ансамбле объектов с радиосветимостями не менее I_n , средние массы — $\overline{M(I_n)}$ определяются по формуле

$$\overline{M(I_n)} = \frac{\int_{I_n}^{\infty} \Phi'(x) M(x) dx}{\int_{I_n}^{\infty} \Phi'(x) dx}. \quad (4)$$

Здесь $\Phi'(x)$ — производная от $\Phi(x)$, а $M(x)$ — статистическая зависимость между массой области Н II и радиосветимостью (см. [1]).

Вычисленные значения $\overline{M(I_n)}$ для ряда значений I_n приведены в табл. 3 и в логарифмическом масштабе на рис. 5. Аппроксимация полученных значений, проведенная методом наименьших квадратов, позволяет оценить величину $\overline{M(I_n)}$ для заданного значения I_n . Для $I_n = 10 \text{ Ян} \cdot \text{кпк}^2$ получим $\sim 100 M_{\odot}$.

Таблица 3

I_n	$\overline{M(I_n)}$	I_n	$\overline{M(I_n)}$	I_n	$\overline{M(I_n)}$
8.8	82.1	105.6	914.6	316.8	1590.7
19.8	173.8	140.8	1056.9	371.8	1638.2
35.2	167.6	178.2	1371.5	431.2	2261.5
55.0	399.8	220.0	1265.0	495.0	2497.2
79.2	617.1	266.2	1455.8	563.2	2745.6
635.8	2824.2	712.8	3400.4	794.2	3655.8
968.0	3968.2	970.2	4294.1	1064.8	4622.2
1163.8	4793.0				

Суммарная масса — M_* галактических областей Н II получается равной

$$M_* = 1.0 \cdot 10^6 M_{\odot}. \quad (5)$$

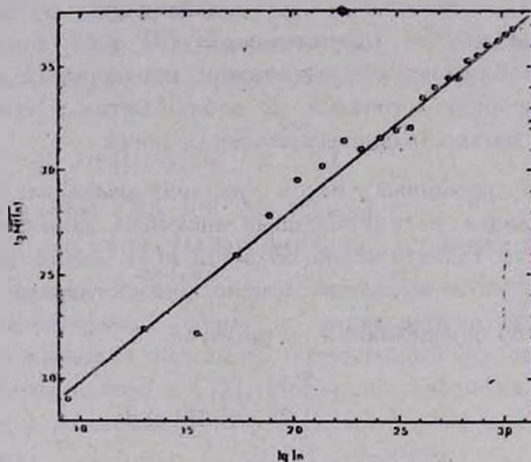


Рис. 5. Значения средних масс — $\overline{M(In)}$ (обозначены кружками) в логарифмическом масштабе. Прямая представляет аппроксимацию вычисленных значений.

Обозначая через t и T , соответственно, среднее время жизни области Н II и возраст Галактики и исходя из предположения о постоянстве частоты звездообразования, можно оценить общую массу нейтрального газа — $M_{\text{нр}}$, образованного за счет прекративших свое существование областей Н II (предполагая, что газ не конденсируется в звезды),

$$M_{\text{нр}} = (T/t) \cdot 10^5 M_{\odot}. \quad (6)$$

Для класса нормальных ($In < 400$ Ян·кпк²) радиоизлучающих областей Н II околосолнечного пространства $t \simeq 5 \cdot 10^5$ лет [22]. С другой стороны, для класса гигантских ($400 < In < 5000$ Ян·кпк²) радиоизлучающих областей Н II время жизни оценивается в $7 \cdot 10^5$ лет [23]. Принимая среднее значение этих двух величин за время жизни радиоизлучающих областей Н II и с учетом того, что возраст Галактики $\simeq 10^{10}$ лет, получаем

$$M_{\text{нр}} \simeq 1.7 \cdot 10^9 M_{\odot}. \quad (7)$$

В работе [23] оценена масса ($1.6 \cdot 10^8 M_{\odot}$) так называемой галактической, ELD (extended low density), области Н II. Эта область с плотностью $N_e \lesssim 50 \text{ см}^{-3}$, по-видимому, представляет собой самые поздние ста-

дии расширения радиоизлучающих областей Н II, когда их зоны ионизации сливаются друг с другом, а в их возбуждении существенную роль начинают играть О-звезды поля [23]. Как видно, масса газа, находящегося в ELD-области Н II, составляет всего 10% массы газа, который мог находиться в состоянии Н II за всю историю Галактики.

Суммарная масса галактического нейтрального вещества оценивается в $2.6 \cdot 10^9 M_{\odot}$ ($1.2 \cdot 10^9 M_{\odot}$ входит в состав непрозрачных облаков, а $1.4 \cdot 10^9 M_{\odot}$ в состав межоблачной среды) [24]. Сравнивая эту величину с оценкой (7), получим, что нейтральный газ, образованный из прекративших свое существование областей Н II, того же порядка, что и масса вещества межоблачной среды Галактики.

6. Основные выводы. Рассмотрение редуцированных ансамблей галактических областей Н II привело к следующим результатам.

а) Распределение областей Н II по радиусу Галактики сходно с распределением областей Н II для галактик класса Y [9]. В этом классе галактики в основном представлены спиралями типов Sc и SBc. Исходя из этого, можно полагать, что Галактика принадлежит к типу Sc либо SBc.

б) Интегральная функция радиосветимости галактических областей Н II обладает теми же характеристиками, что и аналогичные функции, построенные для других спиральных галактик.

в) Число областей Н II в Галактике ≈ 1000 , того же порядка, что и число О-ассоциаций. По-видимому, значительная доля радиоизлучающих областей Н II ($ln > Ян \cdot жпк^2$) связана с О-ассоциациями.

г) Средняя масса областей Н II $\approx 100 M_{\odot}$, а их суммарная масса $\approx 10^6 M_{\odot}$.

д) Масса нейтрального газа Галактики, образованного из прекративших существование областей Н II ($1.7 \cdot 10^9 M_{\odot}$), составляет около 65% массы газа Галактики ($2.6 \cdot 10^9 M_{\odot}$).

Автор считает приятным долгом выразить глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за рассмотрение настоящей работы и за ряд ценных замечаний, а также сотрудникам обсерватории Ф. Г. Карашетян, М. О. Закарян и М. С. Мирзояну за помощь, оказанную при вычислениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

STATISTICAL ANALYSIS OF GALACTIC H II REGIONS OBSERVED IN CONTINUUM AND RECOMBINATION LINE H 110 α . II

A. V. OSKANYAN

The analysis of reduced ensembles of galactic H II regions has shown that the distribution of H II regions along the galactic radius is similar to the distribution observed in spirals of types Sc and SBc, and the integral radio-luminosity function is similar to those obtained for other spiral galaxies. The total number of galactic H II regions is estimated to be of the order of 1000 (it is of the same order, as the number of O-associations in the Galaxy). The mean mass of the H II region is estimated to be $100 M_{\odot}$. About 65 % of the mass of neutral hydrogen observed in the Galaxy may originate from destroyed H II regions (the lifetime of an H II region is accepted to be equal to $6 \cdot 10^5$ years).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Осканян, *Астрофизика*, 29, 197, 1988.
2. D. Downes, T. J. Wilson, J. Bieging, J. Wink, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 379, 1980.
3. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 49, 57, 1976.
4. J. L. Caswell, R. P. Haynes, *Astron. and Astrophys.*, 171, 261, 1987.
5. P. G. Mezger, *IAU Symp. No. 38, The Spiral Structure of Our Galaxy*, eds. W. Becker, G. Contopoulos, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1970, p. 107.
6. E. C. Relfenstein III, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, W. J. Altenhoff, *Astron. and Astrophys.*, 4, 357, 1970.
7. T. L. Wilson, P. G. Mezger, F. F. Gardner, D. K. Milne, *Astron. and Astrophys.*, 6, 364, 1970.
8. R. Genzel, D. Downes, *Astron. and Astrophys.*, 72, 234, 1979.
9. P. W. Hodge, R. C. Kennicutt, Jr., *Astrophys. J.*, 267, 563, 1983.
10. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
11. В. А. Амбарцумян, *Докл. АН Арм.ССР*, 10, 149, 1949.
12. P. W. Hodge, *Publs. Astron. Soc. Pacif.*, 95, 721, 1983.
13. F. P. Israel, *Astron. and Astrophys.*, 90, 246, 1980.
14. S. Harris, P. E. Clegg, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 955, 1983.
15. M. Rowan-Robinson, *Astrophys. J.*, 234, 111, 1979.
16. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 14, № 1, 15, 1950.
17. Б. Е. Маркарян, *Докл. АН Арм.ССР*, 15, 11, 1953.
18. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code, *Astrophys. J.*, 118, 318, 1953.
19. G. Alter, J. J. Ruprecht, V. Vangsek, *Catalogue of Star Clusters and Associations*, eds. G. Alter, B. Balázs, J. Ruprecht, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1970.

20. *J. Ruprecht, B. Balázs, R. E. White, Catalogue of Star Clusters and Associations, Suppl. I, Part B2, eds. B. Balázs, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1981.*
21. *П. Н. Холопов, Эруптивные звезды, ред. А. А. Боярчук и Р. Е. Гершберг, Наука, М., 1970, стр. 241.*
22. *L. F. Smith, P. Biermann, P. G. Mezger, Astron. and Astrophys., 66, 65, 1978.*
23. *P. G. Mezger, Astron. and Astrophys., 70, 565, 1978.*
24. *Д. Клейтон, Протозвезды и планеты, т. 1, ред. Т. Герелс, Мир, М., 1982, стр. 18.*

УДК: 524.7—856

СТРОЕНИЕ СПИРАЛЬНОГО РУКАВА СТРЕЛЬЦА—КИЛЯ
И ПАРАМЕТРЫ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

В. С. АВЕДИСОВА

Поступила 17 февраля 1988

Принята к печати 25 марта 1988

Изучено пространственное распределение молодых объектов разных возрастных групп и радиосветимостей — рассеянных скоплений и областей H II — в рукаве Стрельца — Киля. Обнаружены градиенты возраста объектов как поперек, так и вдоль рукава. Два гигантских комплекса звездообразования с размерами ~ 1 кпк найдены на $l \sim 285^\circ \div 300^\circ$ и $l \sim 340^\circ \div 20^\circ$. Каждый из них содержит несколько гигантских областей H II, несколько гигантских молекулярных облаков и несколько десятков молодых скоплений с возрастом $\lg t < 7.5$. Между этими комплексами обнаружен более старый, таких же размеров, содержащий 30 скоплений с возрастом $(5 \div 6) \cdot 10^7$ лет. Полагая, что этот комплекс — протволюционировавший остаток гигантского комплекса звездообразования, получаем, что верхний предел времени жизни таких комплексов и гигантских молекулярных облаков $\sim 5 \cdot 10^7$ лет. Оценены параметры спиральной структуры рукава. Обнаружено уменьшение угла закручивания спирального узора с возрастом объектов, что можно объяснить моделью образования гигантских молекулярных облаков в результате массовых взрывов сверхновых. Определена угловая скорость спирального узора, 26.8 ± 2.2 км/с кпк, что приводит к заключению, что Солнце находится вблизи корротационного радиуса Галактики.

1. Введение. Изучение структуры спиральных рукавов является ключевой проблемой как для понимания образования спирального узора Галактики, так и для изучения самого процесса звездообразования. Однако такие исследования значительно затруднены из-за недостаточного разрешения и слабости объектов спиральных рукавов во внешних галактиках, с одной стороны, и из-за неточности в определении расстояний до объектов в нашей Галактике, с другой. Рукав Стрельца—Киля (СК) в Галактике наиболее подходит для такого рода исследования. Он является самой близкой и самой яркой деталью главного спирального узора Галактики.

В настоящей статье исследование структуры СК-рукава основано на изучении пространственного распределения основных объектов спиральной структуры — областей H II и рассеянных скоплений, возраст которых не превышает времени, необходимого для пересечения спирального рукава, $\sim 10^8$ лет. Обнаруженные градиенты возрастов объектов вдоль и по-

перек рукава позволили сделать заключения о временах жизни молодых гигантских звездных комплексов (МГЭК) и гигантских молекулярных облаков (ГМО), о параметрах спирального узора и эффективности звездообразования в рукавах.

2. *Данные.* Области Н II, расположенные в области СК-рукава, были взяты из «Каталога областей звездообразования в Галактике» [1]. В окрестности $2 \div 2.5$ кпк большинство их светятся в оптике и известны как диффузные туманности. Фотометрические расстояния до них определены по возбуждающим их звездам, с использованием единой калибровки «спектральный класс—светимость» [2]. Точность определения расстояний до областей, лежащих внутри радиуса 2 кпк от Солнца, $\sim 0.2 \div 0.3$ кпк. Все области Н II были подразделены на 5 классов в зависимости от их внутренней спектральной светимости, определяемой параметром $S_5 D^2$, где S_5 — плотность потока от источника на 5 ГГц в Янских, D — расстояние в кпк:

1. $S_5 D^2 \geq 400$ Ян кпк² (светимость источника W3);
2. $100 \leq S_5 D^2 < 400$ Ян кпк² (светимость туманности Ориона);
3. $25 \leq S_5 D^2 < 100$ Ян кпк²;
4. $2.5 \leq S_5 D^2 < 25$ Ян кпк²;
5. $S_5 D^2 < 2.5$ Ян кпк².

Наиболее полный каталог рассеянных скоплений [3] содержит 415 скоплений в интервале долгот $285^\circ \div 25^\circ$. Из них только 173 имеют оценки расстояний и возрастов. Просмотр литературы последних лет позволил увеличить число скоплений с известными параметрами до 233. Для некоторых скоплений расстояние оценивалось в предположении их генетической связи с близлежащими областями Н II. Для скоплений, не имеющих надежно определенных значений возраста, но с известным спектральным классом самой молодой звезды, для оценки возраста использовалась корреляция между возрастом и спектральным классом, построенная на основе скоплений из каталога Линги, с достаточно надежными определениями возрастов и спектральных классов (табл. 1).

Таблица 1

ЭМПИРИЧЕСКОЕ СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВОЗРАСТОМ СКОПЛЕНИЯ И СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССОМ ЯРЧАЙШЕЙ ЗВЕЗДЫ СКОПЛЕНИЯ НА ГП

Сп.	O6	O8	B0	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B8	A0	A2
$\lg t$	6.0–6.2	6.6	7.0	7.2	7.4	7.5	7.6	7.7–7.8	8.0	8.3	8.4–8.5	8.7–8.9

Окончательно получены параметры для 56% скоплений каталога Линги в рассматриваемом диапазоне долгот. Из них были выбраны скопления с возрастaми, не превышающими 10^8 лет, как не успевшие уйти из спираль-

ного рукава, в котором они образовались. Их оказалось 141, а 117 из них лежат внутри рукава СК. Почти во всех случаях принадлежность к тому или иному рукаву не вызывает сомнений.

Все скопления были разделены на 3 группы, согласно возрасту: 1. $\lg t < 7.0$; 2. $7.0 \leq \lg t < 7.5$; 3. $7.5 \leq \lg t < 8.0$. Точность определения расстояний для большинства скоплений в радиусе 2.0 кпк от Солнца порядка $0.1 \div 0.3$ кпк.

Распределение объектов по группам и классам дано в табл. 2.

Таблица 2

КОЛИЧЕСТВО ОБЪЕКТОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ В ГИГАНТСКИХ КОМПЛЕКСАХ СК-РУКАВА

Области рукава	OCL 1 типа	OCL 2 типа	OCL 3 типа	Все OCL	Гигант. НП	ГМО	Полная масса ГМО в $M_{\odot}$
A	11	19	—	30	5	4	$3.6 \cdot 10^6$
B	16	22	—	38	3	7	$2.0 \cdot 10^6$
C	—	1	29	30	—	—	—

3. Распределение объектов в галактической плоскости. Положение скоплений различных возрастных групп и областей Н II различной светимости показано на рис. 1 в проекции на галактическую плоскость.

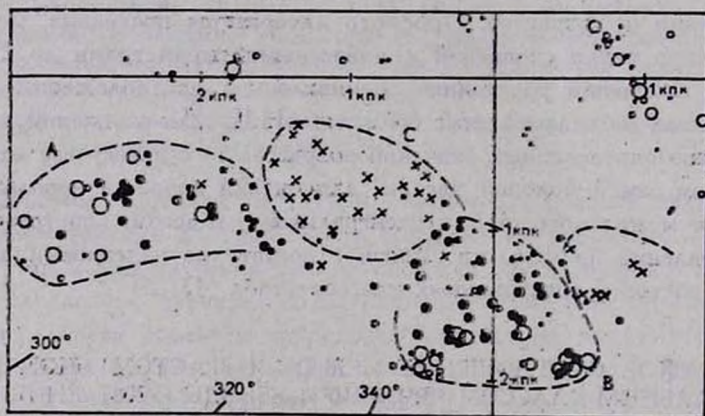


Рис. 1. Распределение объектов в СК-рукаве. Четыре размера кругов указывают на различные радиосветимости Н II областей: $SD^2 > 400$ Ян кпк² (наибольший), $400 > SD^2 > 100$, $100 > SD^2 > 25$, $25 > SD^2 > 2.5$, $SD^2 < 2.5$ (точки). Два размера зачерченных кругов относятся к молодым скоплениям: с возрастaми $6.0 < \lg t < 7.0$ (большие) и $7.0 < \lg t < 7.5$. Скопления с $7.5 < \lg t < 8.0$ обозначены крестами.

Наиболее интересная особенность полученного распределения — это крупномасштабное разделение объектов по возрасту и светимости. Четко различимы три больших (~ 1 кпк) области вдоль рукава — А, В и С. Самые молодые и самые яркие в радиодиапазоне объекты сконцентрированы в двух из них, А и В, грубо с $l \sim 285^\circ \div 310^\circ$ и $l \sim 340^\circ \div 20^\circ$. Эти области рукава содержат, в основном, молодые скопления с $\lg t < 7.5$ и области Н II большой светимости. Между ними находится область С, подобных размеров, основным населением которой являются скопления умеренного возраста ($7.5 \leq \lg t < 8.0$) и в которой практически отсутствуют яркие области Н II и молодые скопления. Лишь несколько очень слабых областей Н II, возбуждаемых звездами класса В, присутствуют в С. Всего в области С 30 скоплений, чей возраст оказался ограниченным небольшим временным интервалом $7.5 \div 7.7$ по $\lg t$ или $(3 \div 5) \cdot 10^7$ лет. Отсутствие молодых скоплений и ярких областей Н II позволяет предположить, что эта область представляет собой проэволюционировавшую область А или В, т. е. первоначально была МГЭК.

Впервые гигантские звездные комплексы были замечены в нашей Галактике по наблюдениям распределения по небу цефеид [4]. Позднее МГЭК были обнаружены и изучены в других галактиках и в нашей [5—7]. МГЭК представляют собой области когерентного звездообразования в шкале k и содержат, как правило, несколько ассоциаций, несколько гигантских областей звездообразования, несколько ГМО и большое количество молодых скоплений. Во внешних галактиках МГЭК выглядят как регулярно расположенные вдоль спиральных рукавов яркие пятнышки. В СК-рукаве мы видим именно такие регулярно разделенные комплексы А и В. Итак, оказывается, что пространство между такими молодыми комплексами заполнено подобными, но уже проэволюционировавшими комплексами. Об этом свидетельствует также то, что вслед за молодым комплексом В в направлении возрастания долгот на рис. 1 можно заметить снова несколько скоплений возрастной группы 3. Данные о скоплениях приведены в Приложении.

Для окончательного суждения о природе области С необходимо знать распределение межзвездного вещества в этой площадке.

4. *Распределение газа и пыли в СК-рукаве.* Последние годы проведено несколько глубоких обзоров первого и четвертого квадрантов галактической плоскости в излучении молекулы СО [8—11]. Эти обзоры позволяли построить карты распределения гигантских и больших молекулярных облаков в СК-рукаве. В интервале долгот $280^\circ \div 300^\circ$ обнаружены 37 ГМО, содержащихся в спиральном рукаве Кила, длиной в 25 кпк. Пять из них находятся в области А и имеют полную массу $3.6 \cdot 10^6 M_\odot$. В интервале долгот $14^\circ \div 55^\circ$ найдены 3 ГМО, принадлежащие области В и имеющие полную массу $2 \cdot 10^6 M_\odot$. По-видимому, в интервале долгот $340^\circ \div 14^\circ$ также

имеются ГМО, которые радионаблюдениями трудно обнаружить. Таким образом, гигантские молекулярные комплексы А и В содержат темные ГМО, как экологическую среду для звездообразования.

В области С ГМО отсутствуют. На связь ГМО с гигантскими областями Н II указывалось в [29]. Поэтому присутствие в С слабых областей Н II с потоками меньше 2 Ян, находящихся на расстоянии $1.0 \div 1.5$ кпк, позволяет уверенно говорить об отсутствии там ГМО.

Ридгрен [12] исследовал всестороннее распределение молодого звездного населения в созвездии Нормы (область С) и пришел к заключению, что скудость молодых объектов в интервале долгот $300^\circ \div 330^\circ$ реальна. Группировки звезд ОВ на $l = 320^\circ \div 340^\circ$ принадлежат к следующему внутреннему рукаву. Исследования межзвездного поглощения в отдельных площадках области С показали, что поглощение в $2 \div 3$ зв. величины концентрируется в небольших облаках, находящихся на расстоянии $0.7 \div 1.0$ кпк от Солнца. Возможно, что эти облака являются остатками прежних ГМО.

В области С имеется только одна группировка ОВ звезд — это ассоциация Ага ОВ1 на 1.5 кпк. Ее ядром является очень молодое скопление NGC 6193. Арналь и Церсосимо [13] объясняют образование этой ассоциации как результат звездообразования, стимулированного взрывом сверхновой в близком, более старом скоплении группы 3 — NGC 6167.

Итак, можно считать, что область С исчерпала свои возможности для мощного звездообразования, тогда как А и В еще обладают значительными запасами молекулярного газа для последовательного звездообразования.

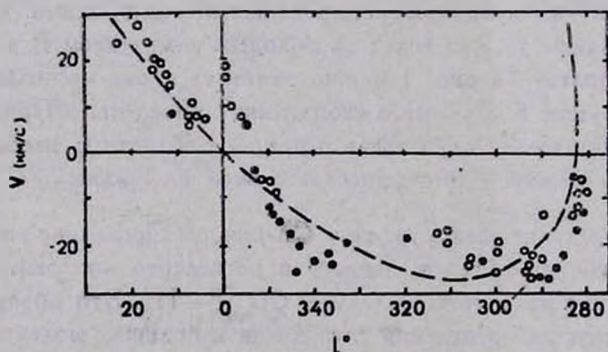


Рис. 2. Диаграмма «долгота — скорость» для областей Н II, построенная с использованием [1].

Область С отлична от А и В также кинематически. На рис. 2 представлена диаграмма ($l - V_{LSR}$), где V_{LSR} — лучевая скорость областей Н II, приведенная к местному стандарту покоя. При построении диаграммы ис-

пользован каталог [1]. Штриховая линия соответствует отрезку спирального рукава СК, построенного в предположении, что рукав аппроксимируется логарифмической спиралью с углом закручивания $i = -20^\circ$. Точки соответствуют отдельным областям Н II. В интервале долгот $305^\circ \div 335^\circ$ наблюдаемые скорости показывают заметное отклонение от модели, что удовлетворительно объясняется в рамках теории волн плотности.

5. *Параметры спирального узора.* Рис. 1 показывает существование градиента возраста объектов поперек рукава: более молодые и с большей светимостью объекты располагаются, как правило, ближе к внутреннему (дальнему от нас) краю рукава. По мере приближения к противоположному краю объекты стареют, и радиосветимость их резко падает. Этот градиент хорошо виден в области В, как самой близкой. Важно отметить, что область С, как самая старая, оказалась сдвинутой, как целое, относительно А и В по направлению к Солнцу. Такое смещение и должно ожидать у постаревших объектов.

Предположим, что спиральный узор можно аппроксимировать логарифмической спиралью: $R = R_0 \exp(-\theta \cdot \operatorname{tg} i)$, где θ и R — галактоцентрические угол и радиус объектов. Оценим параметры спирали для объек-

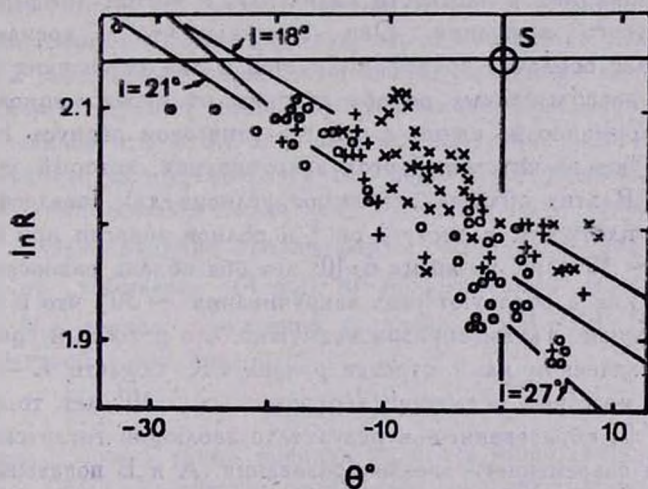


Рис. 3. Положение скоплений на графике $(\ln R - \theta)$. Обозначения: (•) — для скоплений с $\lg t < 7.0$; (+) — $7.0 < \lg t < 7.5$; (x) — $7.5 < \lg t < 8.0$.

тов различных возрастных групп и светимостей. На рис. 3 изображен график $(\ln R - \theta)$, на котором точки, лежащие на логарифмической спирали, вытягиваются в прямые, а массив точек, соответствующих объектам рукава, отображается в виде полосы определенного наклона. Методом наименьших квадратов определим параметры спирального узора, соответ-

ствующие объектам разных групп и классов. В табл. 3 суммированы полученные результаты: угол закручивания, i , расстояние спирали от галактического центра по линии Солнце — галактический центр, R , n — число объектов.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ У ОБЪЕКТОВ
РАЗНЫХ ТИПОВ

Скопления	n	i	R	Н II	n	i	R
$\lg t < 7.5$	68	$-21^\circ.1$	7.1	$SD^2 > 100$	30	$-27^\circ \pm 5^\circ$	6.8
$\lg t > 7.5$	30	-18.0	7.5	$SD^2 < 100$	42	$-21^\circ.8$	7.0
Все	98	-18.5	7.2	Все	72	-24°	6.9

Табл. 3 показывает неожиданно выявленную тенденцию: у более молодых объектов угол i больше, чем у постаревших. Оказалось, что эту тенденцию можно теоретически объяснить на основе недавно сделанных расчетов. Тенорио—Татль и Палоуш [14] промоделировали эволюцию газовой оболочки, образованной при массовых вспышках сверхновых в молодых ассоциациях в плоскости Галактики, с учетом дифференциального галактического вращения. Они показали, что за времена порядка $(3 \div 12) \cdot 10^7$ лет оболочка трансформируется в два гигантских молекулярных облака, расположенных по обе стороны от протэволюционировавшей ассоциации примерно на одном с ней галактическом радиусе. Но эти два облака образуют значительный угол закручивания, который уменьшается со временем. В этих облаках возникают условия для звездообразования. При средней плотности в диске 1 см^{-3} и полной энергии при взрыве 100 сверхновых $\sim 10^{53}$ эрг, за время $6 \cdot 10^7$ лет оба облака разносятся на расстояние ~ 2 кпк и образуют угол закручивания $\sim 30^\circ$, что и наблюдается в нашем случае. Таким образом возможно, что подобный сценарий реализуется в изученном нами отрезке рукава СК: область С — место, где происходили массовые вспышки сверхновых $\sim 5 \cdot 10^7$ лет тому назад, а области А и В, образованные в результате эволюции гигантской оболочки, — области современного звездообразования. А и В показывают фактически больший угол закручивания, чем определенный по объектам уже протэволюционировавшим.

На основе представленных данных можно также оценить угловую скорость спирального узора. Такие оценки неоднократно проводились, различными методами [15—17]. Полученные значения находились в интервале $20 \div 25 \text{ км/с кпк}$. Используем нашу оценку градиента возраста поперек СК-спирали [18] и возьмем принятые МАС значения для $R_0 = 8.5$ кпк и $\theta_0 = 220 \text{ км/с}$. В рассматриваемом здесь случае за 40 ± 20 млн лет

положение спирали сместилось на (400 ± 100) пк. Принимая $i = -(20^\circ \pm 4^\circ)$, $R = (7100 \pm 100)$ пк получим угловую скорость узора $\Omega_p = (26.8 \pm 2.2)$ км/с кпк.

Эта скорость очень близка к угловой скорости вращения Галактики на расстоянии Солнца, т. е. 25.9 км/с кпк. Таким образом, этот результат, по-видимому, снова подтверждает гипотезу Марочнича [19] о том, что Солнце расположено вблизи корротационного радиуса Галактики.

6. *Времена жизни ГМЗК и ГМО. Эффективность звездообразования.* Приведенные выше рассуждения о природе области С позволяют заключить, что С представляет собой проэволюционировавший ГМЗК, подобный настоящим А и В. Следовательно, можно определить верхний предел времени жизни такого комплекса, а также ГМО, как $5 \cdot 10^7$ лет.

Исходя из имеющихся данных, попробуем определить эффективность звездообразования в таких комплексах. Предположим, что все образующиеся звезды находятся в скоплениях (группах). Учтем эффект селекции и число неизвестных скоплений. Из табл. 2 видим, что примерно половина всех зарегистрированных скоплений еще не классифицирована. Весьма вероятно, что большинство их принадлежит рукаву СК (такое соотношение у классифицированных скоплений). По оценке Линти [20] его каталог полон до 1 кпк и содержит примерно 30—40% скоплений между 1 и 2 кпк. Таким образом, можно оценить, что полное число скоплений в рукаве СК в 2 раза больше видимого. Используем данные по комплексу С. В нем 30 скоплений. Учет неклассифицированных скоплений и эффекта селекции увеличит это число в 4 раза (~ 120 скоплений). Учет эволюционного эффекта еще увеличивает это число в 1.5 раза. Следовательно, имеем ~ 180 скоплений в комплексе. Типичная масса скопления $\sim 300 M_\odot$ [21]. Вполне разумно предположить, что первоначальная полная масса газового комплекса $(4 \pm 2) \cdot 10^8 M_\odot$, средняя масса скопления $(300 \pm 200) M_\odot$ и число рожденных скоплений (180 ± 30) . Тогда эффективность звездообразования,

$$f_1 = 0.013 \pm 0.009.$$

Значение f можно также оценить из более общих соображений. Известно, что в ГМО содержится $\sim 90\%$ массы всего газового компонента диска, т. е. $\sim 3 \cdot 10^8 M_\odot$. Среднее значение темпа звездообразования в Галактике $(6 \pm 3) M_\odot$ в год. Считая, что время жизни ГМО $(5 \pm 2) \cdot 10^7$ лет, получаем

$$f_2 = 0.10 \pm 0.08.$$

Различие этих двух значений на порядок, по-видимому, свидетельствует о том, что большинство родившихся звездных скоплений сразу же

распадается, или же, что звезды рождаются в основном в негравитационно связанных группах.

7. *Заключение.* Исследование структуры рукава СК на основе распределения рассеянных скоплений и областей HII позволяет сделать следующие выводы:

1. Между молодыми звездными комплексами, прорисовывающими спиральный рукав, существуют более старые проэволюционировавшие звездные комплексы.

2. Верхний предел времени жизни таких комплексов и ГМО порядка $5 \cdot 10^7$ лет.

3. Угол закручивания для отрезка спирального рукава СК больше ($\sim 28^\circ$) для очень молодых объектов и меньше ($\sim 21^\circ$) для более старых. Эта картина находит объяснение в современной теории образования ГМО в результате вспышек сверхновых.

4. Угловая скорость спирального узора 26.8 ± 2.2 км/с кпк приводит к заключению, что Солнце находится вблизи корротационного радиуса Галактики.

5. Оценки эффективности звездообразования приводят к заключению, что большинство молодых звезд рождается в негравитационно связанных группах или же в быстро распадающихся скоплениях.

Автор приносит благодарность Л. А. Сат за помощь в машинной обработке данных.

Астрономический совет
АН СССР

THE SAGITTARIUS-CARINA ARM STRUCTURE AND PARAMETERS OF SPIRAL PATTERN

V. S. AVEDISOVA

The spatial distribution of the young objects of various age groups — HII regions and open clusters — in the Sagittarius-Carina arm is investigated. Both transverse and longitudinal age gradients have been found in the arm. Two giant star formation complexes with the size of about 1 kpc at $l = 285^\circ - 300^\circ$ and at $l = 340^\circ - 20^\circ$ exist. Each of them contains several giant HII regions, a number of giant molecular clouds and some extremely young clusters. Between these complexes we have found an elder one of the same size, containing 30 clu-

sters with age of $(5-6) \cdot 10^7$ years old and a small number of faint HII regions. Assuming that it is a remnant of a giant star formation complex the upper limit of lifetimes for such complexes and giant molecular clouds is $5 \cdot 10^7$ years. The estimations of spiral pattern parameters are made. The decrease of the pitch-angle of spiral arm with object age is found that can be understood in the frame of the scenario of giant molecular cloud formation resulting in a number of supernova events. The value of spiral pattern velocity, 26.8 ± 2.2 km/s kpc, leads us to conclusion that the Sun is near the corotation radius of the Galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Аведисова, Каталог областей звездообразования в Галактике. 2 версия, Астроцвет, 1987.
2. В. С. Аведисова, Г. И. Кондратенко, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 56, 59, 1984.
3. G. Lynga, Catalogue of Open Clusters. Lund Observ., 1983.
4. Ю. Н. Ефремов, Письма в Астрон. ж., 4, 125, 1978.
5. Ю. Н. Ефремов, Письма в Астрон. ж., 5, 21, 1979.
6. Ю. Н. Ефремов, Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон., 27, 102, 1985.
7. B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 203, 31, 1983.
8. R. S. Cohen, D. A. Grubelsky, J. May, L. Bronfman, H. Alvarez, P. Thaddeus, Astrophys. J., 290, L15, 1985.
9. T. M. Dame, P. Thaddeus, Astrophys. J., 297, 751, 1985.
10. T. M. Dame, B. G. Elmegreen, R. S. Cohen, P. Thaddeus, Astrophys. J., 306, 892, 1986.
11. D. Sanders, N. Scoville, P. Solomon, Astrophys. J., 289, 373, 1985.
12. A. E. Rydgren, Publ. Astron. Soc. Pacif., 86, 363, 1974.
13. E. M. Arnal, J. C. Cersosimo, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 12, 299, 1986.
14. Ю. Н. Мишуров, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Астрон. ж., 56, 268, 1979.
15. А. С. Марочник, Астрофизика, 19, 495, 1983.
16. M. Crézé, M. O. Mennessier, Astron. and Astrophys., 14, 275, 1976.
17. J. Palous, Astron. and Astrophys., 87, 361, 1980.
18. K. Rohlf, Lectures on Density Wave Theory. Springer-Verlag, 1977.
19. G. Tenorio-Tagle, J. Palous, Astron. and Astrophys., 186, 287, 1987.
20. G. Lynga, Astron. and Astrophys., 109, 213, 1982.
21. A. Bruch, W. L. Sanders, Astron. and Astrophys., 121, 237, 1983.
22. D. G. Turner, G. R. Grievs, W. Herbst, W. E. Harris, Astron. J., 85, 1193, 1980.
23. A. F. G. Moffat, N. Vogt, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 10, 135, 1973.
24. D. G. Turner, Astron. J., 92, 111, 1986.
25. O. J. Eggen, Astron. J., 88, 379, 1983.
26. L. O. Lodén, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 10, 125, 1973.
27. K. L. V. Lohansson, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 41, 43, 1980.
28. A. Antalova, Bull. Astron. Inst. Czech., 23, 126, 1972.
29. P. C. Myers, T. M. Dame, P. Thaddeus, R. S. Cohen, R. F. Silverberg, E. Dwek, M. G. Hauser, Astrophys. J., 301, 398, 1986.

Приложение

РАССЕЯННЫЕ СКОПЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ С И ИХ ПАРАМЕТРЫ

№	Скопление	L, В	D [пк]	lg T	Литература
1	NGC 3330	284.18+3.83	1390	7.70	[3]
2	NGC 3247	284.59-0.35	1400	7.70	[3]
3	Tr 17	288.66+0.43	1400	7.50	[3]
4	Mel 101	289.95-5.56	2100	7.80	[4]
5	Lo 282	290.24+1.32	1300	7.80	[26]
6	Lo 309	290.72-0.11	1600	7.80	[26]
7	Tr 18	290.99-0.14	1600	7.60	[27]
8	Lo 615	299.66-2.10	1200	7.60	[27]
9	Har 5	299.96+1.97	1000	7.60	[23]
10	NGC 4439	300.08+2.66	1600	7.80	[3]
11	NGC 4463	300.65-2.01	1240	7.90	[22]
12	NGC 4609	301.90-0.11	1500	7.56	[3]
13	Cr 271	307.09-1.62	1600	7.80	[3]
14	Tr 21	307.57-0.30	1100	7.80	[3]
15	Lo 915	308.37+3.16	1000	8.00	[28]
16	NGC 5281	309.17-0.70	1300	7.70	[3]
17	Lo 1256	313.12-0.28	1600	7.70	[26]
18	Ly 2	313.78-0.49	1100	7.50	[3]
19	NGC 5617	314.67-0.10	1100	7.70	[3]
20	Tr 22	314.67-0.59	1270	7.70	[4]
21	NGC 5749	319.50+4.53	950	7.96	[3]
22	Hogg 18	320.75+6.43	1170	7.70	[3]
23	NGC 6025	324.54-5.97	800	8.00	[3]
24	NGC 6087	327.76-5.40	900	7.80	[24]
25	NGC 6067	329.76-2.20	1250	7.80	[25]
26	Ly 6	330.37+0.34	1600	7.60	[4]
27	NGC 6152	332.93-3.14	900	7.70	[3]
28	NGC 6167	335.32-1.28	1000	7.60	[3]
29	NGC 6178	338.40+1.23	900	7.70	[23]
30	NGC 6242	345.46+2.43	1200	7.70	[3]

УДК: 524.37

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ЯДЕР
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

А.А. НИКИТИН, Т. Х. ФЕКЛИСТОВА, А. Ф. ХОЛТЫГИН

Поступила 18 апреля 1988

Принята к печати 24 мая 1988

Рассмотрены особенности спектров планетарных туманностей, связанные с взаимодействием их со звездным ветром ядер туманностей. Исследовано влияние рентгеновского излучения горячего звездного ветра и электронов высоких энергий на спектры туманностей. Обсуждаются атомные данные, требуемые для интерпретации спектров планетарных туманностей, взаимодействующих со звездным ветром.

Важную роль в динамике планетарных туманностей играет звездный ветер их ядер. Истечение вещества со скоростью 500—2000 км/с обнаружено у многих ядер туманностей, типичные значения скоростей потери массы составляют $10^{-9} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ [1]. Взаимодействие звездного ветра с туманностью приводит как к ее ускорению [2—4], так и к формированию отраженной ударной волны, нагревающей вещество ветра до $10^5 - 10^6$ К [5]. Присутствие в туманности такой высокотемпературной области оказывает значительное влияние на наблюдаемые спектры туманностей. Рассмотрим особенности спектров, связанные с существованием горячего звездного ветра.

К таким особенностям следует отнести излучение планетарных туманностей в области мягкого рентгена 0.1—1 кэВ, наличие в звездном ветре высокоэнергетичных электронов $E = 0.1 - 0.3$ кэВ, присутствие в спектрах туманностей линий ионов с высокими потенциалами ионизации и наличие в спектрах туманностей линий переходов между уровнями двукратного возбуждения.

Вследствие относительной малости массы вещества звездного ветра (в среднем его масса составляет $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$) рентгеновское излучение планетарных туманностей относительно слабо. Ожидаемые рентгеновские светимости в области 0.2—0.3 кэВ в модели взаимодействующего с туманностью звездного ветра составляют $(1 - 5) \cdot 10^{33}$ эрг/с [5]. К настоящему времени рентгеновское излучение зарегистрировано только у одной плане-

тарной туманности NGC 1360 [6]. Рентгеновское излучение ветра, кроме вклада в спектр туманности, является дополнительным источником возбуждения спектральных линий, а также приводит к появлению в планетарных туманностях ионов высоких потенциалов ионизации.

Роль высокоэнергичных электронов в формировании спектра туманностей в принципе аналогична роли рентгеновского излучения. Длина свободного пробега таких электронов $\Lambda = (\sigma n Z)^{-1}$, где $\sigma \approx 10^{-16}$ — сечение захвата электронов (при ионизации или возбуждении ионов C, N, O и более тяжелых элементов), $Z \approx 0.001$ — доля тяжелых элементов в туманностях, $n \approx 10^4$ см $^{-3}$ — средняя атомная концентрация. Подставляя численные значения, получим $\Lambda \approx 10^{15}$ см, что составляет 3—5% от среднего радиуса планетарной туманности [7]. Таким образом энергичные электроны практически полностью поглощаются в тонком слое, прилегающем к внутренней границе туманности и оказывают тем самым относительно малое влияние на спектр самой туманности (см. рис. 1).

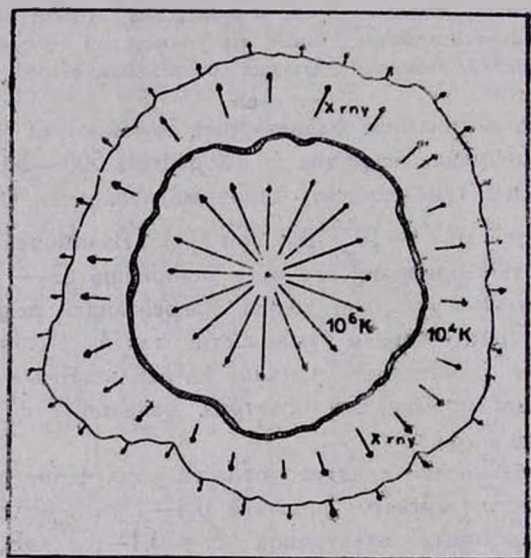


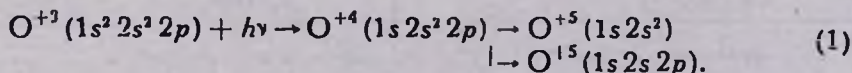
Рис. 1. Взаимодействие планетарных туманностей и звездного ветра их ядер. Длинные стрелки показывают звездный ветер $v \approx 1000$ км/с, $\rightarrow$ — рентгеновское излучение области звездного ветра, слабо поглощающееся в туманности; короткие стрелки показывают расширение самой туманности. Заштрихована область проникновения электронов с $E > 100$ эВ в туманность.

Обратимся теперь к наиболее яркому проявлению взаимодействия звездного ветра с туманностью — наличию в спектрах туманностей линий ионов с высокими потенциалами ионизации. Согласно каталогу [8], в спектрах планетарных туманностей присутствуют линии ионов высокой сте-

пени ионизации, такие, как OV ($I = 113.90$ эВ), OVI ($I = 138.12$ эВ), [NeV] ($I = 126.21$ эВ), [NeVI] ($I = 157.9$ эВ), [NaV] ($I = 138.4$ эВ), [MgV] ($I = 141.27$ эВ), [FeVI] ($I = 100$ эВ), [FeVII] ($I = 128.3$ эВ). Следует отметить, что линии ионов высоких потенциалов ионизации наблюдаются в спектрах туманностей как низкого, так и высокого возбуждения. Так, линии [FeVII] присутствуют и в спектре планетарной туманности IC 418 (класс возбуждения, определенный в [9—10] — $E_{10} = 2$), и в спектре туманности NGC 7027 ($E_{10} = 10$).

Эффективные температуры ядер туманностей недостаточны для образования сколько-нибудь значительного количества ионов высоких степеней ионизации. Так, согласно ионизационной модели туманности NGC 7662 [11], для ионов O^{+5} и O^{+6} в полном содержании ионов кислорода составляет соответственно 10^{-5} и 10^{-6} . К тому же ядро NGC 7662 имеет высокую эффективную температуру $T_{eff} \approx 1.2 \cdot 10^5$ К [11]. Для большинства ядер планетарных туманностей T_{eff} значительно меньше этого значения, и число ионов O^{+5} , O^{+6} и др. пренебрежимо мало. Тепловое рентгеновское излучение горячего звездного ветра с $E > 0.1$ кэВ способно обеспечить присутствие в планетарной туманности достаточно большого количества ионов высоких потенциалов ионизации.

Отметим еще одну возможность образования таких ионов: ионизация рентгеновским квантом с $E > 0.6$ кэВ с K -оболочек ионов кислорода и др. элементов приводит к образованию автоионизационных состояний, которые с вероятностью $\approx 99\%$ распадаются с отрывом еще одного электрона (эффект Оже) или нескольких электронов (каскадный эффект Оже). Примером такого процесса служит



В результате относительно обильный ион OIV трансформируется с большой вероятностью в ион OVI.

В определенной степени загадочным можно считать появление в спектрах планетарных туманностей линий переходов между уровнями двукратного возбуждения ионов C и N [12]. Уровни двукратного возбуждения (уровни термов конфигураций с двумя возбужденными электронами), по-видимому, в значительной мере образуются при двухэлектронных радиационных переходах с вышележащих уровней однократного возбуждения [13]. Значительную роль в заселении двукратно возбужденных уровней может играть диэлектронная рекомбинация [14]. Однако при наличии в туманностях «горячих» электронов звездного ветра с $T_e = 10^5$ — 10^6 К возможен следующий механизм образования двукратно возбужденных состояний:

Наблюдаемые в спектрах планетарных туманностей линии естественно разделяются на следующие группы:

1. Рекомбинационные линии ионов С, N, O, Ne и др. соответствуют дипольным переходам между возбужденными уровнями с $n > n_0$, где n — главное квантовое число оптического электрона, n_0 — максимальное значение n для основной конфигурации рассматриваемого элемента. Для этих электронов с хорошей точностью выполняется приближение LS -связи.

2. Интеркомбинационные переходы с нарушением правил отбора в приближении LS -связи. Примером таких переходов служит C III] λ 1909 ($2s^1S - 2s2p^1P^0$).

3. Линии магнитодипольных и квадрупольных переходов — классические запрещенные линии спектров планетарных туманностей.

Основные усилия прилагаются для расчета вероятностей переходов групп 2—3, так как соответствующие линии — наиболее интенсивные линии спектров планетарных туманностей.

Недавние достижения в расчете вероятностей этих переходов суммированы в обзоре [16].

Расчет вероятностей разрешенных дипольных переходов осложняется наличием корреляционных эффектов и необходимостью перехода в значительном числе случаев от одно- к многоконфигурационному приближению. Точность расчета вероятностей разрешенных переходов, особенно двух-электронных переходов, невысока — в среднем 50%. Приведем в табл. 2

Таблица 2

ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ ($10^8 s^{-1}$): ХФ — В ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТ-РИ — ФОКА, НК — С УЧЕТОМ НАЛОЖЕНИЯ КОНФИГУРАЦИЙ, ТВ — РАСЧЕТЫ ПО ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ, Эксп. — ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Ион	λ (А)	Переход	ХФ [18]	НК [18]	ТВ [19]	Эксп. [20]
C III	1247	$2s2p^1P^0 - 2p^2^1S$	7.35	22.3	16.6	1.4
	2298	$2s2p^1P^0 - 2p^2^1D$	1.78	1.30	1.5	
N IV	955	$2s2p^1P^0 - 2p^2^1S$	10.6	30.7	25.1	2.2
	1719	$2s2p^1P^0 - 2p^2^1D$	2.69	2.23	2.44	
O V	775	$2s2p^1P^0 - 2p^2^1S$	13.9	39.4	34.0	3.3
	1371	$2s2p^1P^0 - 2p^2^1D$	3.66	3.19	3.45	

вероятности некоторых переходов ионов С, N, O, вычисленные как с учетом, так и без учета корреляционных эффектов в сравнении с экспериментальными вероятностями. Наиболее полные таблицы вероятностей разрешенных переходов ионов С, N, O содержатся в приложении к работе [17].

В заключение отметим следующее обстоятельство. В планетарных туманностях присутствует значительное количество пылевых частиц, образовавшихся в атмосферах красных гигантов — предшественников планетарных туманностей. Фоторазрушение пылевых частиц квантами рентгеновского излучения зоны звездного ветра, а также в некоторой степени и непосредственно при столкновениях пылинок с ионами звездного ветра приводит к образованию ионов Mg, S, K, Ca, Mn, Fe и других элементов в возбужденных состояниях.

Ленинградский государственный
университет
Институт астрофизики и физики
атмосферы АН Эст.ССР

PECULIARITIES OF THE SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE WITH STELLAR WIND OF THEIR NUCLEUS

A. A. NIKITIN, T. H. FEKLISTOVA, A. F. KHOLTYGIN

Some peculiarities of the spectra of planetary nebulae due to contribution of the stellar wind from the nucleus of the planetary nebulae are studied. The effect of X-ray emission by high-energy electrons of the hot stellar wind on the spectra of nebulae is considered. The atomic data necessary for interpretation of the spectra of hot stellar winds connected with planetary nebulae are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Partinotto, Planetary Nebulae, IAU Symp. No. 103, Reidel, Dordrecht, 1983, p. 323.
2. И. Н. Минин, Тр. IV совещ. по вопр. космогонии, АН СССР, М., 1955.
3. В. В. Витязев, Астрофизика, 6, 83, 1969.
4. F. D. Kahn, Planetary Nebulae, IAU Symp. No. 103, Reidel, Dordrecht, 1983, p. 305.
5. R. Badegni, A. d'Ercole, Astron. and Astrophys., 157, 101, 1986.
6. P. J. de Corte, J. J. Claas, F. A. Jansen, Adv. Space Res., 5, 57, 1985.
7. С. Потташ, Планетарные туманности, Мир, М., 1977.
8. J. B. Kaler, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 517, 1976.
9. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
10. L. H. Aller, Gaseous Nebulae, Chapman and Hall, London, 1956.
11. J. P. Harrington, M. J. Seaton, S. Adams, J. H. Lutz, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 517, 1982.
12. S. Grandt, Astrophys. J., 206, 658, 1976.
13. А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Вестн. ЛГУ, № 13, 111, 1980.
14. А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Изв. АН СССР, сер. физ., 50, 1417, 1986.

15. *J. J. Yeh, I. Lindau*, At Data Nucl. Data Tables, 32, 1, 1985.
16. *S. Mendoza*, Planetary Nebulae, IAY Symp. No. 103, Reidel, Dordrecht; 1983, p. 143.
17. *H. Nussbaumer, P. J. Storey*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 56, 293, 1984.
18. *П. О. Богда́нович, Р. А. Луко́шви́чус, А. А. Никитин, Э. Б. Рудзикас, А. Ф. Холты́ин*, Астрофизика, 22, 551, 1985.
19. *D. S. Victorov, U. I. Safronova*, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 17, 603, 1977.
20. *J. Lindenberg*, Phys. Lett., 29A, 467, 1969.

УДК: 524.354.4—77

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ РЕАЛЬНО ТИПЫ РАДИОПУЛЬСАРОВ?

Б. М. ВЛАДИМИРСКИЙ

Поступила 31 октября 1986

Принята к печати 20 марта 1988

Пульсары двух ранее выделенных групп (О и П) сравниваются по некоторым ранее неизученным параметрам. Показано, что между упомянутыми группами имеет место значимое различие по средней по импульсу линейной поляризации; зависимости формы импульса от расстояния до галактической плоскости; характеру изменения угла между осью магнитного диполя и осью вращения нейтронной звезды в функции расстояния от галактической плоскости; положению на диаграмме $P-\dot{P}$. Проведенное разбиение на два типа оказывается близким к классификации, где основным разделяющим параметром является наблюдаемый период. Совокупность всех найденных различий однозначно указывает на неоднородность наблюдаемой популяции радиопульсаров. Вероятно, П-пульсары являются аналогами пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности, а пульсары типа О имеют свойства, аналогичные свойствам пульсара PSR 1913+16, прошедшего стадию аккреции и возобновившего затем радиоизлучение.

1. Введение. Первая попытка классифицировать пульсары по каким-то морфологическим признакам, разбив их на определенные группы, была предпринята спустя четыре года после открытия этих объектов [1]. Одновременно была выдвинута важная идея [2, 3] о возможном существовании двух поколений пульсаров, приобретающих существенные различия в процессе эволюции. В дальнейшем этот круг вопросов рассматривался многими авторами (см., в частности, [4—6]).

В настоящее время большинство исследователей при анализе статистики пульсаров исходит, однако, из предположения об однородности наблюдаемой популяции. Между тем, если это исходное предположение неверно, есть основание усомниться в корректности сопоставления наблюдений с имеющимися теоретическими моделями пульсаров, в надежности оценок их важнейших астрофизических параметров.

К вопросу о классификации пульсаров возможны, очевидно, различные подходы. Один из них — чисто эмпирический и связан с поисками эффективного классифицирующего параметра. Было показано, что таким параметром может быть величина $\eta = L_R / \dot{E}$ — коэффициент трансфор-

мации вращательной энергии нейтронной звезды $\dot{E}$ в радиоизлучение (L_R — радиосветимость) [7]. Эта величина характеризует интегральные радиоизлучающие свойства магнитосферы и изменяется в очень широких пределах: от $\eta \approx 5 \cdot 10^{-2}$ (PSR 1919-22) до $\eta \approx 3 \cdot 10^{-10}$ (пульсар в Крабе). Пульсары с низким ($\eta < 10^{-6}$) и высоким ($\eta > 10^{-5}$) значением этого параметра обладают, видимо, существенно разными свойствами, образуя, соответственно, группы П (связаны с типичными плерионами) и О (old, обладают признаками старых объектов). Разграничивающее значение между упомянутыми группами находится также эмпирически — по резкому изменению какого-нибудь наблюдаемого параметра в функции η , например, по скачкообразному изменению $z(\eta)$ (z — расстояние от галактической плоскости).

Ниже обсуждаются различия П- и О-групп пульсаров по признакам, которые ранее не рассматривались, и кратко анализируется вопрос о вероятной природе этих двух групп.

Дальнейшее изложение существенным образом опирается на списки объектов, отнесенных к упомянутым группам. Перечень пульсаров надежно идентифицированных как П ($\eta < 10^{-6}$), представлен в табл. 1. Он составлен на основе каталога [8].

Таблица 1

№	PSR	P (с)	№	PSR	P (с)	№	PSR	P (с)
1	0105+65	1.2837	16	0906-17	0.4016	31	1719-37	0.2362
2	0136+57	0.2724	17	0919+06	0.4306	32	1740-03	0.4446
3	0154+61	2.3517	18	0922-52	0.7463	33	1742-30	0.3674
4	0203-40	0.6305	19	0950+08	0.2531	34	1820-31	0.2841
5	0355+54	0.1564	20	1001-47	0.3071	35	1822-09	0.7690
6	0450+55	0.3407	21	1055-52	0.1971	36	1842+14	0.3755
7	0458+46	0.6385	22	1221-63	0.2165	37	1914+09	0.2703
8	0531+21	0.0331	23	1237-41	0.5122	38	1915+13	0.1946
9	0540+23	0.2460	24	1317-53	0.2797	39	1916+14	0.1809
10	0611+22	0.3349	25	1336-64	0.3786	40	1929+10	0.2265
11	0656+14	0.3849	26	1503-51	0.8407	41	1930+22	0.1444
12	0727-18	0.5102	27	1504-43	0.2868	42	1946-25	0.9576
13	0740-28	0.1668	28	1642-03	0.388	43	2021+51	0.5298
14	0833-45	0.0892	29	1702-18	0.2990	44	2151-56	1.3737
15	0853-33	1.2675	30	1706-16	0.6531	45	2327-20	1.6436

2. Отличительные признаки групп пульсаров с малыми и большими значениями η . Важнейшие отличия пульсаров с $\eta > 10^{-5}$ (тип О) и

$\eta < 10^{-6}$ (тип II) суммированы в табл. 2. Чтобы не перегружать таблицы, она только частично перекрывается с соответствующей таблицей работы [7].

Таблица 2

Свойства, параметры	Тип О	Тип II
Классифицирующий параметр $\eta = L_R/E$	$> 10^{-5}$	$< 10^{-6}$
Наблюдаемый период P для расстояний < 3 кпк: $N(P)$ $P(z)$ $P(\tau)$	Максимумы 0.6 и 1.3 с $N(P)$ не зависит от z Корреляция отсутствует	Одновершинное распределение, максимум 0.3 с Период P увеличивается с возрастанием z Корреляция $r = +0.5 \pm 0.1$ $P \propto z^{0.2}$
Начальный период P_0	≈ 0.3 с [20]	≈ 0.02 с
Пространственное распределение, расстояния d шкала высот над галактической плоскостью z_0 концентрация к рукавам Н II поведение $\bar{z}$ в областях, занимаемых на диаграмме $\dot{P}-P$ (рис. 2)	d нередко превышает 10 кпк 0.44 ± 0.08 умеренная в занимаемой области $\bar{z}$ не меняется	90% объектов < 3 кпк 0.21 ± 0.05 тесная [9] $\bar{z}$ увеличивается в направлении, перпендикулярно линиям $\tau = \text{const}$ от 0.10 до 0.29 кпк
Средняя поляризация по импульсу, % (в скобках число объектов, цифры справа — значимость различий)	610 МГц [10] 15.8 (21) 400 МГц [11] 11.6 (9) 400 МГц [12] 14.6 (8)	35.4 (9) 0.05 34.3 (3) 0.07 29.2 (2) 0.04
Угол между осью диполя и осью вращения, β_1, β_2 [17]	$\beta_1 \approx 15^\circ$ β_1 не коррелирует с β_2 и не зависит от z	$\beta_1 \approx 30^\circ$ β_1, β_2 увеличиваются с возрастанием z
Средняя форма импульса, оцениваемая по индексу	0.22, не зависит от z	0.22 при $z < 0.2$ кпк 0.06 при $z > 0.2$ кпк

Различия обеих групп в распределении по периодам хорошо заметны в том случае, когда сравниваются объекты, находящиеся примерно в одной пространственной области. Поэтому на рис. 1 все надежно классифицированные пульсары группы О разбиты еще на две подгруппы в зависимости от расстояния. Разграничивающее значение 3 кпк выбрано, чтобы получить примерно одинаковое число объектов в обеих подгруппах. Кроме того, большинство II-пульсаров расположено не далее 3 кпк. Заметно, что второй пик в распределении О-пульсаров появляется только за счет близких объектов (что было отмечено в [19]). Замечательно, что для пульсаров типа О распределение не изменяется с изменением высоты над

галактической плоскостью. Тенденция к увеличению в среднем периода с возрастанием z наблюдается только для Π -пульсаров.

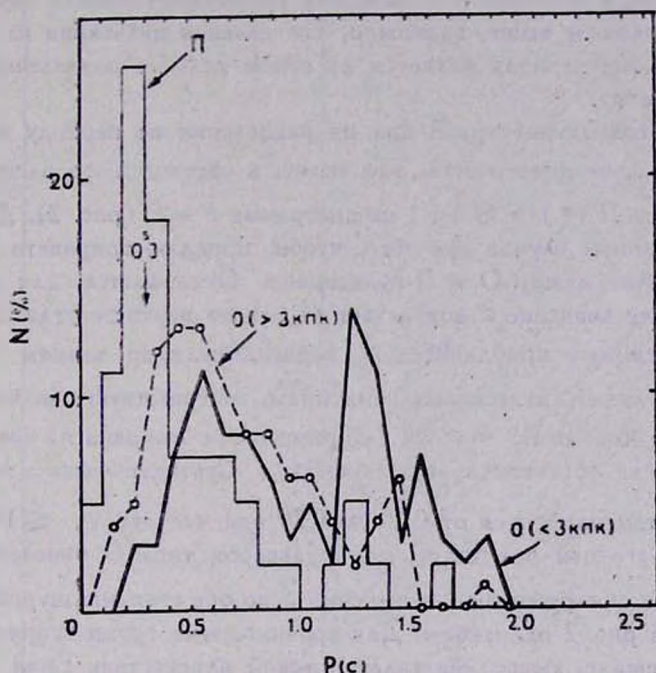


Рис. 1. Распределение по периодам P для пульсаров типа Π (гистограмма) и типа O (кривые для расстояний больших и меньших 3 кпк).

Существуют различные аргументы и соображения, указывающие на то, что большинство наблюдаемых пульсаров имеет большие начальные периоды ≈ 0.3 [5, 20, 21]. Это заключение относится к пульсарам типа O , составляющим около $2/3$ всей популяции. С другой стороны, для пульсаров типа Π имеет место значимая корреляция между характеристическим возрастом τ и периодом ($r = +0.5 \pm 0.1$ для списка табл. 1 с добавлением PSR 1509—58). Если не обращать внимания на «тавтологический» характер этой связи (для O -пульсаров она отсутствует), то имеет место зависимость $P \propto \tau^{0.21 \pm 0.02}$, и тогда начальный период для пульсаров Π должен лежать в пределах $12 \div 22$ м сек.

По крайней мере по четырем признакам пульсары с коротким периодом $P < 0.3 \div 0.7$ с значимо отличаются от долгопериодических, причем эти различия допускают ясную физическую интерпретацию [6, 18]. В связи с этим открывается возможность использовать наблюдаемый период в качестве классифицирующего параметра. Если для разграничивающего

значения принять $P = 0.3$, то классификация по η и P приводит к очень близкому результату, так как большинство короткопериодических пульсаров имеет низкое значение η и попадает преимущественно в группу П. В связи со сказанным выше, возможно, что деление пульсаров на два типа по наблюдаемому периоду является на самом деле их разделением по начальному периоду.

Полного совпадения групп при их разделении по периоду и по величине η , однако, не имеет места. Это видно, в частности, по расположению пульсаров типа П (•) и О (+) на диаграмме $P - \bar{P}$ (рис. 2). Диаграмма показана в данном случае для того, чтобы проиллюстрировать еще одно важное различие между О и П-пульсарами. Оказывается, для пульсаров типа П среднее значение $\bar{z}$ возрастает от левого верхнего угла диаграммы к правому нижнему приблизительно перпендикулярно линиям $\tau = \text{const}$. Цифры близ линий, нанесенных пунктиром, соответствуют значениям $\bar{z}$ в полосе между линиями $\tau = \text{const}$ (ширина полос выбрана из соображений равенства числа объектов в этих полосах). Статистическая значимость различий $\bar{z}$, изменяющихся от 0.10 до 0.29 кпк, составляет $\lesssim 10^{-3}$. Применение аналогичной процедуры для пульсаров типа О отмеченной закономерности не обнаруживает — значения $\bar{z}$ по обе стороны штрих-пунктирной линии на рис. 2 одинаковы. Для сравниваемых групп существенно отличаются и шкалы высот над галактической плоскостью. Если аппроксимировать эти распределения экспонентами, то, как видно из табл. 2, значения шкал высот Z_0 отличаются вдвое (для О-пульсаров при определении Z_0 далекие объекты во избежание эффектов селекции не рассматривались).

Наконец, нижние три строки табл. 2 содержат результаты поиска различий между рассматриваемыми группами по признакам, которые ранее не анализировались. Как видно, линейная поляризация, усредненная по импульсу, для пульсаров типа П в среднем вдвое больше, чем для О-пульсаров, причем для первых имеется тенденция к уменьшению поляризации с увеличением расстояния от галактической плоскости (отсутствует для пульсаров типа О). Средние профили импульсов, сравниваемые по «индексу сложности» $|\omega_c/\omega_{50\%} - 1|$ (здесь ω_c и $\omega_{50\%}$ — соответственно эквивалентные ширины импульсов и ширины на полувысоте согласно [8]), не отличаются, но для П-пульсаров значение индекса падает с увеличением $\bar{z}$. Это можно истолковать в том смысле, что с увеличением возраста у пульсаров этого типа начинают преобладать простые импульсы (S). У пульсаров группы О индекс не зависит от $\bar{z}$.

В рамках модели полярной шапки значение угла между осью вращения нейтронной звезды и осью магнитного диполя может быть получено

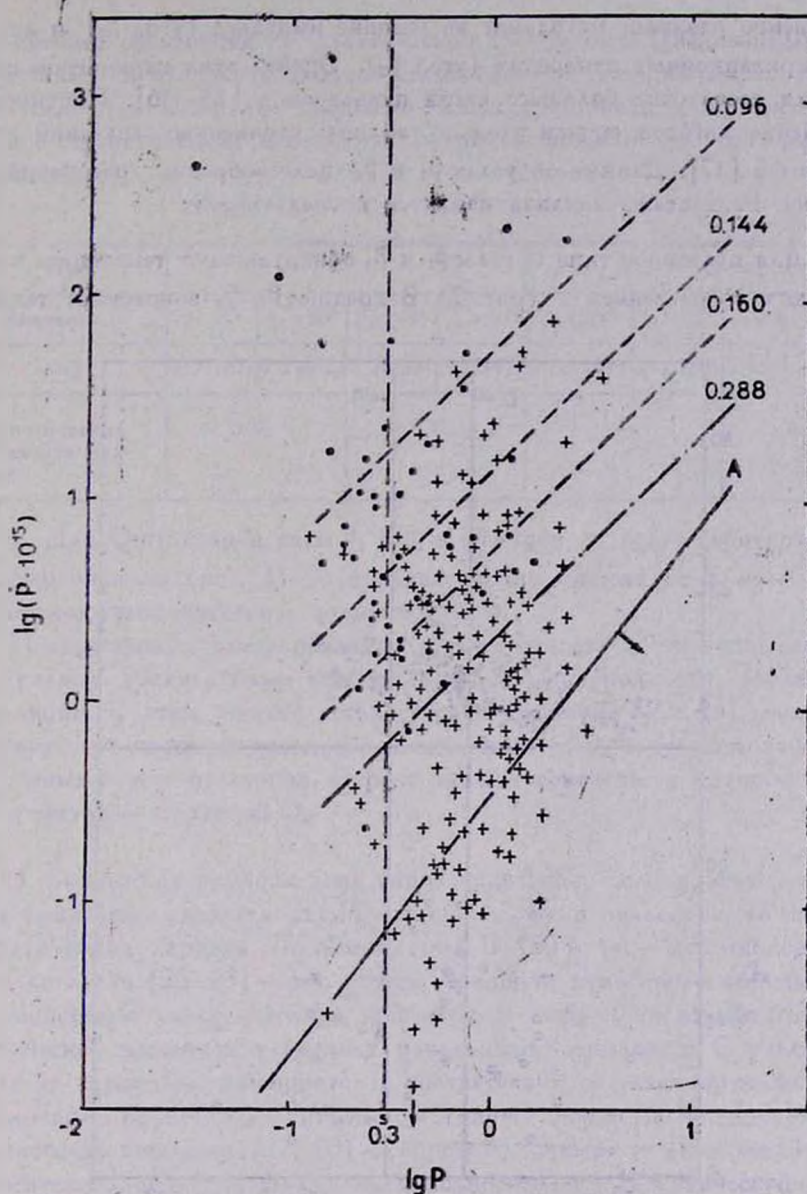


Рис. 2. Диаграмма рассеяния в координатах $P-P'$. Пульсары типа II — кружки. Пульсары O — кресты. Штриховые линии — $\tau = \text{const}$. Цифры около них — средние значения z расстояния от галактической плоскости, k/k_0 — для объектов, расположенных выше этих линий. Штрих-пунктирная линия — разделение объектов типа O (значения z выше и ниже этой линии не различаются). Прямая A стрелкой отмечает область, где должны располагаться пульсары, прошедшие стадию аккреции в двойных системах.

существенно разными методами: по ширине импульса (угол β_1) и исходя из поляризационных измерений (угол β_2). Оценка этих параметров получена для достаточно большого числа пульсаров в [13—16]. Критическое обсуждение методов оценки угла и таблицы уточненных значений представлены в [17]. Данные об углах β_1 и β_2 целесообразно рассматривать отдельно. Результаты анализа сводятся к следующему:

1. Для пульсаров типа П углы β_1 и β_2 обнаруживают тенденцию к увеличению с возрастанием η (рис. 3). В среднем β_1 , β_2 возрастают также с

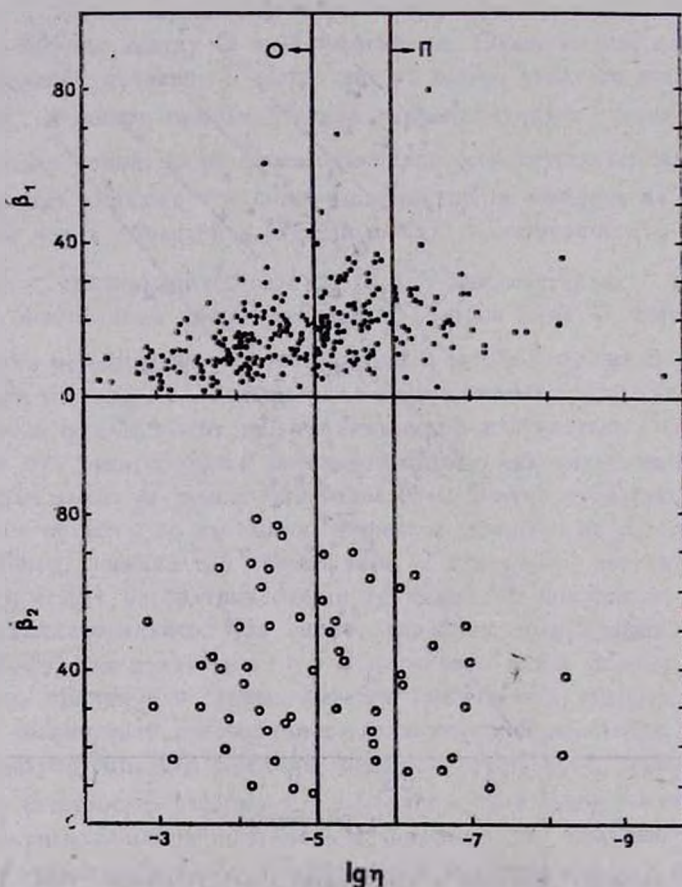


Рис. 3. Диаграммы рассеяния в координатах η (коэффициент трансформации вращательной энергии пульсара в радиовлучение, логарифмическая шкала) — угол между осью диполя и осью вращения нейтронной звезды. β_1 — угол оценен по ширине импульса (верхний рисунок). β_2 — угол вычислен из поляризационных измерений (нижний рисунок).

увеличением расстояния от галактической плоскости z . Цифровой материал представлен в отдельной табл. 3 (использованы все данные об углах, в том числе для не вполне надежно классифицированных объектов; для оценки статистической значимости различий применяется критерий Ван-дер-Вардена).

Таблица 3

Тип	П				О			
Значения β	$\beta_1 < 20^\circ$	$\beta_1 > 20^\circ$	$\beta_2 < 40^\circ$	$\beta_2 > 40^\circ$	$\beta_1 < 15^\circ$	$\beta_1 > 15^\circ$	$\beta_2 < 40^\circ$	$\beta_2 > 40^\circ$
$z(n)$	0.21(47)	0.29(42)	0.10(13)	0.22(9)	0.35(107)	0.32(86)	0.15(18)	0.25(23)
Статистическая значимость различий	0.01		0.05		—		0.07	

2. Для О-пульсаров углы β_1 и β_2 в функции η ведут себя противоположным образом (рис. 3). β_1 определенно не зависит от z , хотя угол β_2 , возможно, увеличивается с возрастанием z .

Перечисленные выше различия в совокупности с отмеченными ранее [7] служат убедительным свидетельством неоднородности наблюдаемой популяции. С этим хорошо согласуется заключение [22, 23], полученное в результате чисто формального поиска кластеров, о существовании трех различных групп пульсаров. Первая из них совпадает с группой П, вторая и третья — с группой О.

3. Возможная природа двух типов пульсаров. Если кратко резюмировать важнейшие свойства двух выделенных групп пульсаров, то получается следующая картина. Пульсары типа П (80% их — короткопериодические, согласно [22, 23] — это группа «ранних» пульсаров) обладают всеми свойствами «классических» нейтронных звезд. Они образуются в галактической плоскости с малыми начальными периодами. С увеличением z все их параметры изменяются в соответствии со «стандартными» представлениями об эволюции. Пульсары типа О (около 60% их — долгопериодические, согласно [22, 23] — «промежуточные» и «поздние») имеют относительно большую шкалу высот относительно галактической плоскости. Все изученные параметры этих пульсаров практически не зависят от z . Вероятно, что пульсары этого типа имеют начальный период, близкий к наблюдаемому. Обладая в среднем заметно более высокой радиосветимостью, пульсары типа О обнаруживаются вплоть до очень больших расстояний (≥ 10 кпк) и составляют около 2/3 всей наблюдаемой популяции.

Истолковать однозначно природу пульсаров типа О пока, видимо, затруднительно. Существуют, однако, признаки, позволяющие отождеств-

вить О-пульсары с классом «раскрученных» (recycled) пульсаров, прошедших стадию аккреции при их эволюции в тесной двойной системе [7]. В соответствии с такой схемой пульсары типа П не аккрецировали — они образовались после второй вспышки сверхновой в двойной системе, либо были одиночными. В пользу предположения о тождественности пульсаров типа О с пульсарами, прошедшими стадию аккреции (и возобновившими затем радиоизлучение), свидетельствуют следующие аргументы:

1. По крайней мере некоторые пульсары — компоненты двойных систем — являются, несомненно, пульсарами типа О (например, PSR 1913+16; PSR 0820+02 — эти пульсары бесспорно прошли стадию аккреции [24]). Подобные объекты на диаграмме $P - \dot{P}$ располагаются в левом нижнем углу [25], ниже линии «раскрутки» (spin-up), нанесенной на рис. 2 согласно [26]. В этой области диаграммы располагаются около трех десятков объектов, надежно классифицированных как О-пульсары.

2. Период пульсаров после окончания аккреции (начальный период после возобновления радиоизлучения) должен быть близок к равновесному, подчиняясь известному соотношению $P \propto H^{6/7}$ (H — магнитное поле). Как это было отмечено в [7], пульсары типа О обладают именно такими свойствами.

3. Для аккрецировавших пульсаров, получивших дополнительный момент, их характеристический возраст τ не отражает кинематического (и хронологического) возраста, что как раз и характерно для пульсаров О-типа.

4. О-пульсары и рентгеновские пульсары, согласно развиваемому предположению, генетически связаны и должны иметь аналогичные пространственные распределения в Галактике. Такого рода близость пространственных распределений, видимо, и в самом деле имеет место [27].

5. В обсуждаемой схеме должны наблюдаться пары разлетающихся пульсаров (принадлежащих типам О и П). Оказывается возможным, видимо, отыскать такие пары, обладающие признаками двойственности в прошлом [28, 29].

Если принять предположение о тождественности О-пульсаров с пульсарами, прошедшими стадию аккреции, то остается неясной причина громадного ($\simeq 10^2$) увеличения радиосветимости после аккреции. Не исключено, что это как-то связано с изменением химического состава поверхности нейтронной звезды после аккреции (модель генерации радиоизлучения, в которой интенсивность зависит от концентрации водорода, рассматривалась в [30]).

Из-за того, что характеристические возрасты τ -пульсаров типа II меньше, чем эти возрасты O-пульсаров, можно было бы предположить, что указанные группы отличаются только возрастом, так что II-пульсары переходят, эволюционируя обычным образом, в тип O. Такое предположение, однако, неприемлемо. Можно обратить внимание, например, на то, что объекты типов II и O, занимая одну и ту же область в центре $P-R$ диаграммы, казалось бы, не должны различаться. Однако, на самом деле, астрофизически — это различные объекты, отличающиеся пространственным распределением. Они в действительности различаются и по своим физическим характеристикам, например, по радиосветимости. Различие по радиосветимости не может быть объяснено небольшим различием в средних значениях углов β_1 . Пульсары типов II и O принадлежат к различным классам светимости — соответственно «низкой» и «высокой»: в частотном распределении по светимости они лежат по разные стороны «провала» $\lg L_R \simeq 27.5$ [31].

Если вышеизложенное толкование природы O-пульсаров окажется правильным, то «эталоными» объектами, с которыми следовало бы сравнивать теоретические модели, должны быть II-пульсары — аналоги пульсара в Крабовидной туманности. В этой связи интересно отметить, что увеличение угла β_1 в функции z для пульсаров этого типа противоречит предположению о том, что основным механизмом замедления пульсаров являются магнитодипольные потери: если преобладает этот вид потерь, должно наблюдаться «выстраивание» (уменьшение β). Указанная закономерность, если она реальна, согласуется с преобладанием «токовых» потерь [32].

Проведенное рассмотрение позволяет сформулировать следующие основные выводы:

1. Предположение об однородности наблюдаемой популяции пульсаров неверно. Пульсары с высоким ($\eta > 10^{-5}$) и низким ($\eta < 10^{-6}$) коэффициентами трансформации вращательной энергии в радиоизлучение различаются по многим признакам, образуя обособленные группы.

2. Вероятно, пульсары $\eta < 10^{-6}$ (тип II) аналогичны по своим свойствам пульсару в Крабовидной туманности. Пульсары $\eta > 10^{-5}$ являются, видимо, аналогами PSR 1913+16. Они в процессе эволюции прошли стадию аккреции в двойных системах.

Автор признателен И. Ф. Малову, Ю. И. Нешпору и анонимному рецензенту за критические замечания.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ARE THERE REAL TYPES OF THE RADIOPULSARS?

B. M. VLADIMIRSKY

The radiopulsars of two types — Π and O — which have been distinguished in an early paper are now compared for several other parameters. It has been shown that Π and O — pulsars significantly differ in a) mean polarisation of the pulses, b) the dependence of the form of the pulse on the distance to the galactic plane, c) the change of the angle between magnetic moment and rotation axes as a function of the distance to the galactic plane, d) the disposition at $P - \dot{P}$ diagram. The classification on the types Π and O is partly similar to the division of the pulsars based on the observable period. All these differences strongly suggest the inhomogeneity of observed pulsar population. The Π — pulsars are probably analogous to PSR 0531 + 21 (plerions) but the pulsars of O — type were very likely to pass the stage of the accretion in binary systems in evolution (as PSR 1913 + 16).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Taylor, G. R. Huguenin, *Astrophys. J.*, 167, 273, 1971.
2. В. Ф. Шварцман, *Астрон. ж.*, 48, № 2, 438, 1970.
3. Г. С. Бисноватый-Козан, Б. В. Комберг, *Письма в Астрон. ж.*, 2, № 7, 388, 1976.
4. R. R. Kochhar, *Nature*, 270, 39, 1977.
5. М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 15, 515, 1979.
6. И. Ф. Малов, С. А. Сулейманов, *Астрофизика*, 18, 107, 1982.
7. Б. М. Владимирский, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 66, 192, 1983.
8. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
9. Б. М. Владимирский, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 72, 125, 1985.
10. P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, R. N. Manchester, J. G. Ables, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 645, 1978.
11. P. A. Hamilton, P. M. McCulloch, J. G. Ables, M. M. Komisaroff, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 180, 1, 1977.
12. R. N. Manchester, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 23, No. 199, 283, 1971.
13. А. Д. Кузьмин, И. М. Дайкесаманская, *Письма в Астрон. ж.*, 9, 149, 1983.
14. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 19, 161, 1983.
15. R. Narayan, M. Vtekanand, *Astron. and Astrophys.*, 113, L3, 1982.
16. А. Д. Кузьмин, И. М. Дайкесаманская, В. Д. Пузачев, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 854, 1984.
17. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 24, 507, 1986.
18. И. Ф. Малов, *Астрон. ж.*, 62, 252, 1985.
19. J. H. Huang, K. L. Huang, Q. H. Peng, *Astron. and Astrophys.*, 148, 391, 1985.
20. С. А. Герасимов, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 45, 629, 1981.
21. M. Vtekanand, R. Narayan, *Astrophys. and Astron.*, 2, 315, 1981.

22. *M. Fracassini, L. E. Pasinetti, G. Raffaelli*, Proc. Course and Workshop on Plasma Astrophysics, Varenna, Italy. ESA SP-207, 1984, p. 315.
23. *M. Fracassini, P. Maggi, L. E. Pasinetti, G. Raffaelli*, Proc. Intern. Course and Workshop on Plasma Astrophys. Sukhumi, USSR, ESA-SP (in press).
24. *G. Srinivasan, E. P. J. van den Heuvel*, Astron. and Astrophys., 108, 143, 1982.
25. *P. R. Backus, J. H. Taylor, M. Damashak*, Astrophys. J. Lett., 255, L63, 1982.
26. *M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, J. Shaham*, Nature, 300, 728, 1982.
27. *D. G. Blair, B. N. Candy*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 212, 219, 1985.
28. *Б. М. Владимирский*, Астрофизика, 21, 535, 1984.
29. *M. Fracassini, P. Maggi, L. E. Pasinetti*, Astrophys. and Space Sci., 128, 363, 1986.
30. *Mao Xinjie, Tong Yi*, Astrophys. and Space Sci., 124, 187, 1986.
31. *S. Pineauet*, Astrophys. J., 301, 145, 1986.
32. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, Ж. эксперим. и теор. физ., 85, 401, 1983.

УДК: 524.7—337

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ

Р. Р. АНДРЕАСЯН, А. Н. МАКАРОВ

Поступила 12 февраля 1988

Принята к печати 23 июня 1988

На основе количественного анализа мер фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоизлучения 185 пульсаров получены следующие значения направлений (l_0) и напряженностей (B_0) магнитных полей спиральных рукавов Галактики в окрестности Солнца до расстояний $\sim 5 \div 7$ кпк: рукав Персея — $l_0 \approx 90^\circ$, $B_0 \approx -2.5 \times 10^{-6}$ Гс; рукав Ориона — $l_0 \approx 80^\circ$, $B_0 = (-1.4 \div -2.0) \cdot 10^{-6}$ Гс; рукав Стрельца — Киля — $l_0 \approx 225^\circ$, $B_0 = (-2.0 \div -2.5) \cdot 10^{-6}$ Гс. Полагая, что магнитное поле в рассматриваемой части Галактики состоит из двух компонентов (плоского и области „гало“) можно считать, что приведенные данные относятся к плоскому компоненту. Что касается второго компонента („гало“), где $|z| > 0.4$ кпк, то для южного полушария получены $l_0 \approx 70^\circ$, $B_0 \approx -1.5 \cdot 10^{-6}$ Гс, а для северного — $l_0 \approx 245^\circ$, $B_0 \approx -1.1 \cdot 10^{-6}$ Гс.

1. *Введение.* Изучению магнитного поля нашей и других спиральных галактик в последнее время посвящено много работ как теоретического (например, [1, 2]), так и наблюдательного (например, [3—5]) характера. В основном рассматриваются модели кругового и бисимметричного спирального магнитного поля. Так, в работе [5] была предложена модель бисимметричного магнитного поля Галактики, в которой, в частности, направления магнитных полей спирального рукава Стрельца—Киля и местного рукава Ориона противоположны друг другу. Для изучения структуры магнитного поля в спиральных рукавах Галактики использовались меры фарадеевских вращений RM внегалактических радиоисточников из списка [6]. С другой стороны, в [7] (также по RM внегалактических радиоисточников) сделан вывод о совпадении направлений магнитных полей спиральных рукавов Персея и Ориона. Но отметим, что изучение магнитных полей спиральных рукавов, кроме рукава Ориона, с использованием данных RM внегалактических радиоисточников затруднено тем, что эти рукава наблюдаются на очень низких галактических широтах. Вследствие этого излучение от внегалактических объектов проходит через несколько областей Галактики, в которых магнитные поля могут иметь различные

направления и напряженности. Кроме того, на низких галактических широтах из-за большого поглощения в оптическом диапазоне затруднено отождествление радиоисточников и, следовательно, число используемых в статистике объектов сильно уменьшается. Отметим также, что на галактических широтах $|b| < 10^\circ$ наблюдаются значения RM от нескольких сотен до нескольких единиц, а это вызывает сомнение в предположении, что величины RM обусловлены в основном вкладом магнитного поля Галактики. Поэтому выводы, сделанные в работах [5, 7], нуждаются в проверке с использованием другого рода данных.

Качественная проверка этих выводов с использованием данных о мерах вращений для пульсаров была сделана в [8, 9] авторами настоящей работы. Применение параметров пульсаров для изучения магнитных полей спиральных рукавов Галактики выгоднее использования внегалактических радиоисточников, поскольку пульсары — галактические объекты, расстояния для которых определены по их мерам дисперсий DM довольно уверенно. Следовательно, можно более уверенно определить местонахождение пульсаров в Галактике.

В настоящей работе с целью определения количественных характеристик магнитного поля в разных областях Галактики используются данные о мерах вращений (RM) 185 пульсаров, взятых из [10, 11]. Пульсары были разделены на несколько групп в зависимости от их положения в Галактике. Была использована модель Галактики и карта расположения спиральных рукавов из работы [12]. Предполагается, что спиральные рукава имеют толщину $z_0 \leq 400$ пк, поэтому для изучения магнитных полей спиральных рукавов используются только пульсары, находящиеся в слое $|z| \leq 400$ пк (z — расстояние от плоскости Галактики). На рис. 1 приведена карта распределения пульсаров (с $|z| \leq 400$ пк) в Галактике из работы [9]. На этой карте нанесены линии расположения спиральных рукавов Галактики по модели Жоржоленов [12], а также условные пунктирные линии (нанесенные нами), ограничивающие области отдельных спиральных рукавов.

Поскольку в упомянутой выше работе [9] была предложена модель двухкомпонентного магнитного поля Галактики, в которой помимо плоского компонента (магнитные поля спиральных рукавов) существует и магнитное поле на достаточном удалении от плоскости Галактики (компонент «гало»), то данные RM пульсаров, находящихся вне слоя ± 400 пк, используются для изучения магнитного поля «гало». Напомним, что поле «гало» предполагается общим для всех спиральных рукавов, а его направление в северном и южном полушариях Галактики противоположны друг другу [9]. Причем, в южном полушарии это направление близко направлению поля рукава Ориона ($l_0 \approx 90^\circ$, $b_0 \approx 0^\circ$, l , b — галактические координаты).

2. *Магнитное поле рукава Ориона.* Для изучения магнитного поля местного Орионova рукава используются параметры пульсаров, которые находятся в области I (рис. 1). Отметим, что на рис. 1 не нанесены пульсары, у которых расстояния от Солнца $r < 1$ кпк. В настоящем разделе используются и эти данные. Всего в области Орионova рукава находится 71 пульсар.

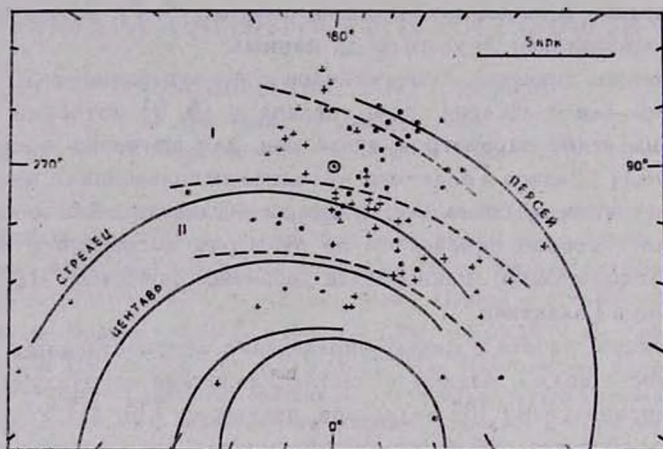


Рис. 1. Распределение пульсаров в плоскости Галактики. Знаками (+) и (•) обозначены пульсары соответственно с положительными и отрицательными значениями мер вращения.

На рис. 2 приведено распределение этих пульсаров по галактической долготе l и по расстоянию от плоскости Галактики z . При построении рисунка оказалось, что знаки мер вращений пульсаров изменяются около галактической долготы $l = 10^\circ$, поэтому для наглядности на рисунке координата l меняется от 10° до 370° . Пульсары на рисунке обозначены точками и крестиками в зависимости от знака RM (для положительных RM — крестиками). Отметим, что на рис. 2 нанесены также пульсары, находящиеся вне слоя $|z| \leq 400$ пк, который выделен пунктирными линиями.

Из рис. 2 в слое $|z| \leq 400$ пк видно, что в области $10^\circ < l < 190^\circ$ значения RM отрицательны, а в области $190^\circ < l < 370^\circ$ — в основном, положительны. Это означает, что магнитное поле в рукаве Ориона направлено приблизительно к $l_0 = 100^\circ$.

Надо отметить, что поскольку Солнце находится вблизи внутреннего края рукава Ориона [12], то часть пульсаров, имеющая галактические координаты $l > 300^\circ$ и $l < 60^\circ$ и находящаяся от Солнца на расстоянии $r < 1$ кпк, расположена в межукавной области Ориона и Стрельца. Можно предположить, что магнитное поле в этой области является продолже-

нием магнитного поля «гало», упомянутого во введении, а также в работе [9]. Тогда в рамках модели двухкомпонентного магнитного поля легко объяснить то, что в северном полушарии в области с указанными координатами знаки RM пульсаров отличаются от знаков RM пульсаров северного полушария в целом. Данные RM пульсаров, находящихся в между-

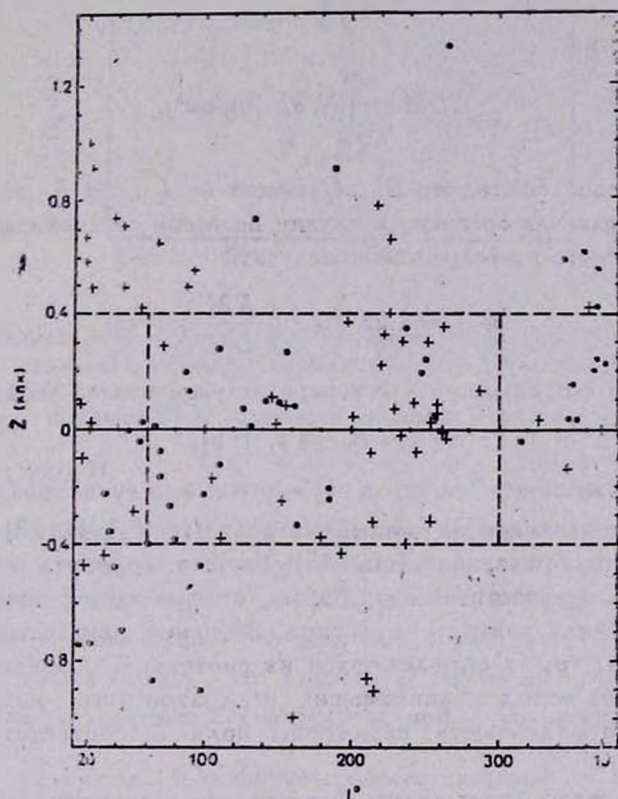


Рис. 2. Приведено распределение пульсаров области Орионова рукава ($60^\circ < l < 300^\circ$), межрукавного пространства Орион—Стрелец ($l > 300^\circ$, $l < 60^\circ$) и области «гало» ($|z| > 400$ пк).

жальной области, соответствуют направлению поля к $l_0 \approx 280^\circ$, что почти противоположно направлению поля Орионова рукава. В южном полушарии такой области с отличающимися знаками RM не наблюдается, что можно объяснить совпадением направлений магнитных полей «гало» южного полушария и рукава Ориона (см. [9], а также раздел 5 настоящей работы).

Для более точного определения параметров магнитного поля (направление l_0 , b_0 и напряженность B_0) Орионова рукава были проведены численные расчеты. Как известно (см., например, [11]), мера фарадеевско-

го вращения RM зависит от напряженности B_L (B_L — составляющая напряженности магнитного поля в направлении данного объекта), электронной концентрации N_e и пройденного излучением пути L в среде, то есть

$$RM = 8.1 \cdot 10^6 \int_L N_e B_L dL \text{ [рад/м}^2\text{]}, \quad (1)$$

а мера дисперсии

$$DM = \int_L N_e dL \text{ [пк/см}^3\text{]}. \quad (2)$$

Если предположить, что B_L не зависит от L (или B_L вывести из-под знака интеграла как среднюю величину по всему расстоянию), то из (1) и (2) для каждого пульсара можно получить

$$(B_L)_i = 1.23 \cdot 10^{-6} \left(\frac{RM}{DM} \right)_i \text{ [Гс]}. \quad (3)$$

С другой стороны, при плоскопараллельной модели магнитного поля

$$(B_L)_i = B_0 \cos \psi_i \text{ [Гс]}, \quad (4)$$

где B_0 напряженность поля, а ψ_i — угол между направлением поля (l_0, b_0) и направлением на данный пульсар (l_i, b_i). Из (3) и (4), после некоторых преобразований (см. [13]), можно получить линейное уравнение с 3-мя неизвестными x, y, z (в которые входят параметры поля (l_0, b_0) и B_0) для каждого пульсара. Значения неизвестных x, y, z и дисперсий $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ определяются из системы n уравнений (n — число пульсаров) методом наименьших квадратов (см., например, [14]), после чего определяются параметры поля и соответствующие дисперсии.

Этим методом определялись направление магнитного поля (l_0, b_0) и напряженность B_0 для рукава Ориона. В процессе вычислений, с целью улучшения статистики, были сделаны различные ограничения на параметры пульсаров, вследствие чего для величины B_0 были получены значения в интервале от -1.4 до $-2.0 \cdot 10^{-6}$ Гаусс (знак «минус» указывает на направление поля от наблюдателя), а для величин l_0 и b_0 , соответственно, $65^\circ \div 95^\circ$ и $-15^\circ \div 30^\circ$. Найденные значения находятся в хорошем согласии с ранее полученными [15—18], с использованием меньшего числа пульсаров.

Из (3) и (4) для отдельных пульсаров можно получить

$$(B_0)_i = 1.23 \cdot 10^{-6} \left(\frac{RM}{DM} \right)_i \frac{1}{\cos \psi_i} \text{ [Гс]}. \quad (5)$$

Величину $(B_0)_i$ назовем «приведенным» к направлению (l_0, b_0) значением напряженности магнитного поля. На рис. 3 приведена зависимость значений $(B_0)_i$ от расстояний пульсаров до плоскости Галактики.

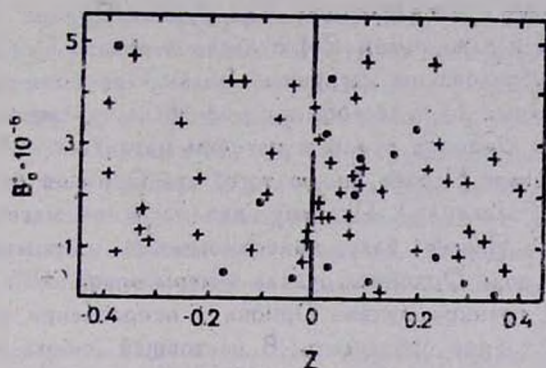


Рис. 3. Распределение значений $(B_0)_i$ пульсаров рукава Орiona в зависимости от расстояний до плоскости Галактики. Исключены пульсары, у которых при малых значениях $\left(\frac{RM}{DM}\right)_i$ величины $(B_0)_i$ получаются большими из-за того, что $\cos \psi_i$ близки к нулю (см. формулу 5).

Некоторые чрезмерно большие значения $(B_0)_i$ можно исключить из рассмотрения в силу того, что принятое направление магнитного поля почти перпендикулярно направлению данного пульсара, тогда как его $RM \neq 0$. Из рисунка видно, что заметной корреляции $(B_0)_i - z$ не наблюдается. Также видно, что существует большой разброс значений $(B_0)_i$ от среднего значения для фиксированных z . Оказалось, что разброс $\frac{\sqrt{\sum (\Delta B_0)_i^2}}{B_0}$ величины $(B_0)_i$ вокруг среднего значения ~ 1 . Такой боль-

шой разброс частично может быть обусловлен собственными магнитными полями пульсаров (хотя в работе [15] показано, что в меры вращений пульсаров вкладом собственного магнитного поля можно пренебречь), но, несомненно, основная часть этого разброса вызвана флуктуациями направления и величины магнитного поля, а также электронной концентрации в межзвездной среде. Отметим, что эти мелкомасштабные флуктуации не имеют ничего общего с изменением поля в разных спиральных рукавах.

3. *Магнитное поле спирального рукава Персея.* На рис. 1 в условно разделенной области спирального рукава Персея находятся всего 13 пульсаров (пульсар 2002+31 исключен из рассмотрения из-за его большого расстояния — 8 кпк от Солнца). Из рисунка видно, что распределение

знаков мер вращений RM у этих пульсаров (знак «+» означает, что RM положительна) по галактической долготе похоже на такое же распределение для Орионова рукава. Однако, основываясь только на этом факте, нельзя утверждать, что направление магнитного поля в спиральном рукаве Персея совпадает с направлением поля рукава Ориона. Это связано с тем, что величины и даже знаки RM пульсаров рукава Персея могут быть большей частью обусловлены магнитным полем Орионова рукава, так как излучение упомянутых 13 пульсаров в основной части своего пути к Солнцу проходит через Орионов рукав, в котором магнитное поле может быть сильнее, чем в рукаве Персея (из-за того, что Орионов рукав находится ближе к центру Галактики). Поэтому, для изучения магнитного поля в спиральном рукаве Персея, надо, по возможности, аккуратнее учитывать вклад магнитного поля Орионова рукава в меры вращений пульсаров. Для этого надо знать границу рукава Ориона в направлении рукава Персея, которую, однако, трудно определить. В настоящей работе использовалась условно нанесенная на рис. 1 граница. Последующие численные расчеты показали, что выбор границы не очень сильно влияет на результаты. Были определены расстояния до этой границы в направлении 13 пульсаров, находящихся в спиральном рукаве Персея. Эти расстояния, из-за малости галактической широты пульсаров ($|b| \leq 6^\circ$), практически совпадают с длиной пути, пройденного излучением пульсаров в области рукава Ориона. Для определения вклада магнитного поля Орионова рукава в величины RM пульсаров была использована формула (1), в которой интегрирование проводилось до границы рукава Персея. Как и в разделе 2 предполагалось, что в области рукава Ориона B_L не зависит от длины пути, по которому ведется интегрирование, это также означает, что напряженность не зависит от z (см. раздел 2), тогда как электронная концентрация определяется формулой

$$N_e(z) = N_0 e^{-z/h_e}, \quad (6)$$

где $N_0 = 0.03 \text{ см}^{-3}$, а эквивалентная полутолщина слоя электронов $h_e = 1000 \text{ пк}$ (см. [11]). Из (1) с учетом (4) и (6), а также зная о постоянстве B_L , можно получить

$$(RM)_i = 8.1 \cdot 10^6 B_0 \cos \psi_i (DM)_i, \quad (7)$$

где

$$(DM)_i = - \frac{N_0 h_e}{\sin |b_i|} \left[e^{-\frac{d_i \sin |b_i|}{h_e}} - 1 \right] \quad (8)$$

и

$$\cos \psi_i = \cos b_0 \cos b_i \cos (l_0 - l_i) + \sin b_0 \sin b_i, \quad (9)$$

d_i — расстояние до границы рукава Персея в направлении пульсара данного.

Если известны параметры магнитного поля (l_0, b_0) и B_0 , то из (7), (8) и (9) можно определить вклад магнитного поля рукава Ориона в RM пульсаров (в некоторых случаях при определении расстояний в работе [11] были учтены поправки в DM пульсаров, связанные с тем, что на луч зрения попадают Н II-области, в (8) мы также учли эти поправки).

Как отмечалось в разделе 2, для рукава Ориона были получены параметры магнитного поля при разных ограничениях на исходные данные. Эти параметры использовались при оценке вклада магнитного поля Орионова рукава в RM 13 пульсаров, находящихся в области спирального ру-

Таблица 1

PSR	l	b	DM	RM	r	$r_{\text{Орион}}$	$RM_{\text{ост.}}$	$RM_{\text{ост.}}$	$RM_{\text{ост.}}$	$DM_{\text{ост.}}$
1	2	3	4 пк/см ³	5 рад/м ²	6 кпк	7 кпк	8 рад/м ²	9 рад/м ²	10 рад/м ²	11 пк/см ³
0136+57	129.2	-4.0	73.7	-90	2.3	2.1	-46.	-56.2	-7.7	5.3
0138+59	129.1	-2.1	34.8	-48	3.0	2.1	-8.	-16.8	24.6	24.8
0329+54	145.0	-1.2	26.8	-54	2.6	1.9	-31.6	-42.4	-4.5	20.0
0540+23	184.4	-3.3	77.6	3	2.9	1.9	-17.5	-30.3	-3.1	23.5
0611+22	188.9	2.4	96.7	62	3.5	2.0	38.7	25.2	47.5	39.2
0626+24	188.8	6.2	70.	82	2.7	2.0	62.4	49.9	68.	16.2
2106+44	86.9	-2.0	129.	-146	4.6	4.0	-24.	-22.3	27.4	17.
2111+46	89.0	-1.3	141.5	-230	4.0	3.8	-111.1	-110.4	-60.9	32.3
2255+58	108.8	-0.6	148.	-322	4.5	2.8	-229.1	-236.4	-178.7	50.
2319+60	112.1	-0.6	96.	-230	2.8	2.6	-159.8	-166.6	-120.	19.1
2323+63	113.3	2.1	120.	-102	4.2	2.6	-33.1	-39.8	3.1	45.4
2324+60	112.9	0.0	120.	-221	3.4	2.6	-133.8	-142.4	-84.6	24.
2351+61	116.2	-0.2	95.0	-77	3.2	2.4	-14.7	-22.1	-22.2	24.3

Для учета вклада магнитного поля Орионова рукава в меры вращений RM пульсаров рукава Персея, использованы параметры (l_0, B_0) магнитного поля, найденные по данным: в столбце 8 — всех 71 пульсаров области I (рис. 1; в столбце 9 — 54 пульсаров (исключены пульсары межрукавной области): в столбце 10 — 43 пульсара (исключены пульсары межрукавной области и пульсары со знаками RM , отличными от тех, которые должны были наблюдаться при принятом направлении магнитного поля).

кава Персея. В табл. 1 приводятся первичные значения RM и DM этих пульсаров и остаточные значения $RM_{\text{ост.}}$ и $DM_{\text{ост.}}$ полученные после учета вклада магнитного поля Орионова рукава, с использованием пара-
12—21

метров этого поля при разных ограничениях. В конце таблицы даются разъяснения по поводу ограничений.

Из таблицы видно, что, в основном, во всех вариантах вычислений знаки RM пульсаров сохраняются. Пульсар 0540+23 можно было бы с самого начала исключить из рассмотрения, поскольку у него $RM = 3 \pm 6$ рад/м² (RM определено с большими относительными ошибками). Знаки RM изменяются только в последнем варианте вычислений и то всего у 3 пульсаров из 12. Это может быть из-за того, что при последнем варианте для величины B_0 получена сильно завышенная оценка, поскольку при получении его из рассмотрения были исключены все пульсары, знаки RM которых отличались от тех, которые должны были бы наблюдаться при принятом направлении магнитного поля. Полученные значения остаточных $RM_{ост.}$ показывают, что направление магнитного поля в спиральном рукаве Персея примерно совпадает с направлением поля Орионova рукава. Это связано с тем, что знаки $RM_{ост.}$ почти совпадают со знаками первичных RM и, следовательно, картина на рис. 1 в области рукава Персея не меняется.

Были проведены также численные расчеты для определения направления l_0 , b_0 и напряженности B_0 магнитного поля в рукаве Персея. При расчетах использовался тот же метод, что и в разделе 2, принимая, однако, значения $RM_{ост.}$ и $DM_{ост.}$. Но из-за того, что все пульсары Персеева рукава расположены на очень низких галактических широтах $|b_i| \leq 6^\circ$, для значения b_0 получены очень неустойчивые результаты (см. [17]). По этой причине при расчетах принимается $b_0 = 0^\circ$, это, в свою очередь, приводит к тому, что вместо уравнений с 3-мя неизвестными методом наименьших квадратов решается система уравнений с 2-мя неизвестными (l_0 и B_0). Для направления поля в Персеевом рукаве, как и ожидалось, получены значения $l_0 \approx 90^\circ$, что близко к направлению поля рукава Ориона. Однако, для величины напряженности поля B_0 получены несколько неожиданные (см. [7]) значения $B_0 \approx -2.5 \cdot 10^{-6}$ Гс. Эти значения больше величины напряженности магнитного поля рукава Ориона, где $B_0 = (-1.4 \div -2.0) \cdot 10^{-6}$ Гс (см. раздел 2), хотя Орионов рукав расположен ближе к центру Галактики, чем рукав Персея. Данный результат можно было бы объяснить очень сильной зависимостью напряженности магнитного поля от расстояния до плоскости Галактики (z) в Орионовом рукаве, но, как это было сказано в разделе 2 и видно из рис. 3, такой зависимости не наблюдается для пульсаров с $|z| \leq 400$ пк. Вероятно, это можно объяснить чрезмерно большим значением (B_0), одного или двух пульсаров при малой статистике (см. формулу (5) раздела 2).

Резюмируя результаты этого параграфа, можно заключить, что направление магнитного поля рукава Персея близко направлению поля Орио-

нова рукава, а напряженность поля несколько больше, чем в рукаве Ориона. Отметим, однако, что этот результат получен на основе данных всего 13 пульсаров и, если немного переоценить значения напряженности поля рукава Ориона, то можно получить несколько иные выводы для Персея рукава.

4. *Магнитное поле спирального рукава Стрельца—Киля.* На рис. 1 в области спирального рукава Стрельца—Киля (область II) нанесены 38 пульсаров. По распределению знаков RM этих пульсаров в работе [9] был сделан вывод о противоположных направлениях магнитных полей спирального рукава Стрельца—Киля и рукава Ориона. В отличие от рукава Персея, вклад магнитного поля Орионова рукава не может сильно изменить значения RM пульсаров в рукаве Стрельца—Киля. Это связано с тем, что Солнце находится на краю Орионова рукава со стороны спирального рукава Стрельца—Киля. Кроме того, поскольку распределение знаков пульсаров на рис. 1 отличается в рукавах Ориона и Стрельца—Киля, то учет магнитного поля рукава Ориона может только увеличить абсолютные значения RM пульсаров, находящихся в рукаве Стрельца—Киля, не изменяя при этом их знака (кроме нескольких исключительных случаев, когда на рис. 1 пульсары с отрицательными значениями RM попадают в область положительных значений RM).

Данные этих 38 пульсаров спирального рукава Стрельца—Киля были проанализированы методом, предложенным в разделе 2. При различных ограничениях на данные пульсаров получены параметры магнитного поля спирального рукава Стрельца—Киля. Поскольку использованные объекты, в основном, имеют малые галактические широты (только у 3 пульсаров $|b| \geq 10^\circ$), то для b_0 нельзя получить устойчивые результаты (см. раздел 3). Поэтому принимается $b_0 = 0^\circ$. Для напряженности поля получены значения $B_0 = (-2 \div -2.5) \cdot 10^{-6}$ Гс, а для направления от $l_0 = 40^\circ \div 50^\circ$ к $l_0 = 220^\circ \div 230^\circ$, совпадающее с направлением рукава Стрельца—Киля или противоположное направлению поля Орионова рукава. Это направление совпадает с направлением магнитного поля, полученным по данным межзвездной поляризации излучения звезд (см., например, [19]), или, можно сказать, что, вероятно, по данным межзвездной поляризации было найдено направление магнитного поля рукава Стрельца.

Были рассчитаны также «приведенные» значения $(B_0)_i$ (см. раздел 2) для пульсаров рукава Стрельца—Киля. На рис. 4 приведена зависимость значений $(B_0)_i$ от расстояния до плоскости Галактики (z). Из рисунка видно, что в северном полушарии рукава Стрельца—Киля нет заметной корреляции $(\bar{B}_0) - z$. В южном же полушарии наблюдается сильная зависимость $(\bar{B}_0)$ от z , которую, вероятно, можно объяснить тем, что

излучение пульсаров проходит через две области (рукав Стрельца и межрукавное пространство) с противоположными направлениями магнитных полей (см. раздел 5).

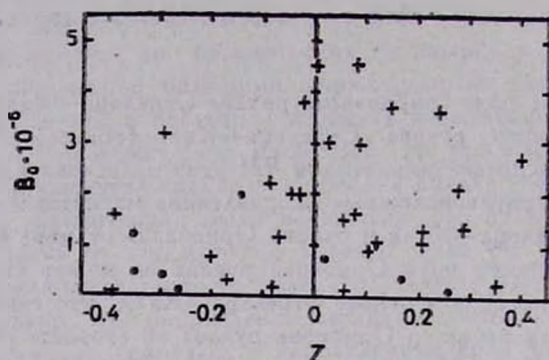


Рис. 4. Распределение значений $(B_0)_i$ пульсаров рукава Стрельца—Киля в зависимости от расстояний до плоскости Галактики. Исключены пульсары с большими значениями $(B_0)_i$ (см. подпись к рис. 3).

5. *Магнитное поле области «гало».* Как было изложено во введении, к области «гало» отнесены все пульсары с $|z| > 400$ пк. Таких пульсаров в нашем списке 48. Но некоторые из них находятся очень далеко от Солнца $r \sim 8 \div 15$ кпк по направлению центра Галактики и, следовательно, излучение от этих пульсаров проходит через несколько спиральных рукавов, учет магнитных полей которых в значения RM рассматриваемых пульсаров в настоящее время затруднителен. Поэтому мы ограничились только теми пульсарами области «гало», которые находятся над и под рукавами Ориона и Стрельца—Киля. Таких пульсаров 36. После учета вклада магнитного поля Орионова рукава в RM , пульсары были нанесены на рис. 2. Эти пульсары с $|z| > 400$ пк отделены от пульсаров Орионова рукава пунктирными линиями. Точно также отделены пульсары межрукавной области с $|z| \leq 400$ пк (между рукавами Ориона и Стрельца), поскольку эти пульсары тоже, скорее всего, можно отнести к области «гало» (в разделе 2 было предложено рассматривать поле «гало» простирающимся в межрукавную область до плоскости Галактики). Тогда в области «гало» будем иметь 54 пульсара.

Магнитные поля области «гало» северного и южного полушариев Галактики изучались отдельно. Из рис. 2 видно, что в области «гало» южного полушария Галактики распределение знаков RM пульсаров совпадает с распределением знаков RM пульсаров рукава Ориона, то есть в области «гало» южного полушария направление магнитного поля близко направлению магнитного поля Орионова рукава. Этот вывод проверялся и численными расчетами ($l_0 = 73^\circ$, $B_0 = -1.5 \cdot 10^{-6}$ Гс).

Распределение знаков RM пульсаров в области «гало» северного полушария противоположно распределению знаков RM пульсаров Орионова рукава и области «гало» южного полушария. Из численных расчетов получили: $l_0 = 245^\circ$, $B_0 = -1.1 \cdot 10^{-6}$ Гс.

Пульсары с известными RM северного полушария области «гало» расположены, в основном, на галактических долготах $0^\circ \leq l \leq 100^\circ$ и $300^\circ \leq l \leq 360^\circ$. Примерно на этих же галактических долготах ($0^\circ < l < 60^\circ$ и $270^\circ < l < 360^\circ$) находится Северный Полярный Выступ, наличием которого во многих работах (см., например, [4, 5, 20]) объясняется аномальное распределение знаков RM внегалактических радиисточников. Меры вращения (RM) пульсаров, в отличие от RM внегалактических радиисточников, дают возможность проверить такое предположение. Это связано с тем, что Полярный Выступ, вероятно, имеет размеры ≤ 100 пк и находится на расстоянии ~ 100 пк от Солнца (см., например, [21]), а пульсары, проектирующиеся на область Северного Полярного Выступа, расположены на разных, и во многих случаях больших, расстояниях от него. Следовательно, если бы значения RM пульсаров, находящихся за областью Полярного Выступа, определялись, в основном, магнитным полем Полярного Выступа, то они не зависели бы от расстояния до Солнца.

С целью проверки этого предположения были сделаны численные расчеты [22], которые показали наличие корреляции $RM_i - r_i$ (r — расстояние от Солнца) для пульсаров, находящихся в направлении Северного Полярного Выступа. Достоверность корреляции между этими величинами оказалась больше 95% (см., например, [23]). Это дает нам право утверждать, что магнитное поле Северного Полярного Выступа, если оно существует, не в состоянии полностью определить наблюдаемые меры вращений RM пульсаров в этом направлении. С другой стороны, вклад магнитного поля Полярного Выступа в RM оценивается ~ 5 рад/м² [24], тогда как наиболее частые значения наблюдаемых RM пульсаров $\sim 30 \div 50$ рад/м².

Имея в виду вышесказанное, кажется наиболее вероятным вместо магнитного поля Северного Полярного Выступа принимать модель магнитного поля «гало». Отметим, что использованные нами пульсары находятся на расстояниях до 1 кпк от плоскости Галактики, и, следовательно, наши выводы о «гало» касаются только области полутолщиной $z_0 \sim 1$ кпк. Иллюстрации можно найти в работе авторов [22].

6. Заключение. В заключение приведем общую картину магнитного поля Галактики, полученную из количественного анализа наблюдаемых параметров 185 пульсаров.

В Галактике можно выделять два основных компонента магнитного поля. Это магнитное поле в плоской подсистеме Галактики (магнитные по-

ля в спиральных рукавах) и магнитное поле так называемого «гало», охватывающее область спиральных рукавов. Направления магнитных полей в рукавах параллельны самим спиральным рукавам, причем, направления магнитных полей в спиральных рукавах Ориона и Стрельца—Киля почти противоположны (в Орионе поле направлено примерно от 260° к 80° , а в Стрельце — от 45° к 225°). В спиральном рукаве Персея направление поля (по данным 13 пульсаров) примерно совпадает с направлением поля Орионова рукава.

Получены также напряженности магнитных полей в спиральных рукавах: в Орионе — $B_0 \approx -1.5 \cdot 10^{-6}$ Гс, в Стрельце—Киле — $B_0 \approx -2.5 \cdot 10^{-6}$ Гс, в Персее — $B_0 \approx -2.5 \cdot 10^{-6}$ Гс.

Магнитное поле «гало» имеет противоположные направления в северном и южном полушариях Галактики, причем, в южном полушарии направление поля близко направлению магнитного поля Орионова рукава.

Величина напряженности поля «гало» $\sim 1.0 \cdot 10^{-6}$ Гс.

В конце отметим, что в настоящей работе для нахождения картины магнитного поля использовалась известная модель спиральных рукавов Галактики. Однако, если считать известной модель магнитного поля в плоскости Галактики, то распределение мер фарадеевских вращений пульсаров в Галактике (см. рис. 1) дает косвенный метод для уточнения модели спиральных рукавов Галактики.

Авторы искренне признательны академику В. А. Амбарцумяну и доктору физ-мат. наук М. А. Мнацаканяну, а также участникам теоретического семинара Бюраканской обсерватории за стимулирующие обсуждения и плодотворные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD OF THE GALAXY

R. R. ANDREASSIAN, A. N. MAKAROV

On the basis of the quantitative analysis of Faraday rotation measures of polarization planes of 185 pulsars the direction (l_0) and field strength (B_0) of the galactic spiral arms of the magnetic field in the neighbourhood of the Sun $\sim 5 + 7$ kpc are obtained (Perseus arm $l_0 \approx 90^\circ$, $B_0 \approx -2.5 \cdot 10^{-6}$ G; Orion arm $l_0 \approx 80^\circ$, $B_0 = (-1.4 + -2.0) \times 10^{-6}$ G, Sagittarius-Carina arm $l_0 \approx 225^\circ$, $B_0 = (-2.0 + -2.5) \cdot 10^{-6}$ G). Supposing that the magnetic field in the observed part of the Galaxy consists of two components (flat and region "halo"), we can consider

that the data refer to the flat component. As for the second component ("halo"), where $|z| > 0.4$ kpc., for the Southern hemisphere $l_0 \approx 70^\circ$, $B_0 \approx -1.5 \cdot 10^{-6}$ G, and for the Northern hemisphere the values $-l_0 \approx 245^\circ$, $B_0 \approx -1.1 \cdot 10^{-6}$ G are received.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Ruzmaikin, D. D. Sokoloff, A. H. Shukarov, *Astron. and Astrophys.*, 148, 335, 1985.
2. T. Sawa, M. Fujimoto, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 38, 133, 1986.
3. J. P. Vallee, *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, 78, 57, 1984.
4. J. P. Vallee, N. W. Broten, J. M. Macleod, *Astron. and Astrophys.*, 134, 199, 1984.
5. J. Sojue, M. Fujimoto, *Astrophys. J.*, 265, 722, 1983.
6. H. Tabira, M. Inoue, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 379, 1980.
7. J. P. Vallee, *Astron. and Astrophys.*, 124, 147, 1983.
8. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрон. циркуляр*, № 1500, 2, 1987.
9. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрофизика*, 28, 419, 1988.
10. P. A. Hamilton, A. G. Lyne, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 224, 1073, 1987.
11. Р. Н. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
12. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 49, 57, 1976.
13. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 24, 363, 1986.
14. А. С. Чеботарев, *Способ наименьших квадратов с основами теории вероятностей*, М., 1958.
15. R. N. Manchester, *Astrophys. J.*, 172, 43, 1972.
16. R. N. Manchester, *Astrophys. J.*, 188, 637, 1974.
17. A. A. Ruzmaikin, D. D. Sokoloff, *Astrophys. and Space Sci.*, 52, 375, 1977.
18. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 16, 707, 1980.
19. Т. А. Т. Спунстра, *Успехи физ. наук*, 121, 679, 1977.
20. M. Simard-Normandin, P. P. Kronberg, *Astrophys. J.*, 242, 74, 1980.
21. R. Hanburg Brown, R. D. Davies, G. Hazard, *Observatory*, 80, 1960.
22. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрон. циркуляр*, № 1527, 1, 1988.
23. Е. И. Пустыльник, *Статистические методы анализа и обработки наблюдений*, Наука, М., 1968.
24. J. P. Vallee, *Astron. and Astrophys.*, 136, 373, 1984.

УДК: 524—52

СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

В. И. КОРЧАГИН, В. А. КРОЛЬ, А. Д. РЯБЦЕВ

Поступила 8 декабря 1987

Принята к печати 19 января 1988

Рассмотрена модель распространяющегося звездообразования в межзвездной среде, состоящей из отдельных облаков, которые под влиянием ранее возникших звезд становятся центрами последующего звездообразования. Модель описывается системой интегро-дифференциальных уравнений, в которых учтены эффекты запаздывания и баланс массы. Получено аналитическое решение уравнений, описывающее стационарную волну звездообразования.

1. *Введение.* Данные наблюдений, а также бурное развитие теоретических представлений о физических условиях в областях звездообразования приводят ко все большему пониманию того, что многие крупномасштабные явления в галактиках определяются закономерностями процесса рождения звезд. Природа вспышек звездообразования [1, 2], волн звездообразования [3, 4] в звездообразующих комплексах, спиральных ветвей в флоккулентных спиральных галактиках, возможно, и глобальных спиральных ветвей в некоторых галактиках [1, 4, 5] теснейшим образом связана с эффектами процесса рождения звезд.

Глобальная роль звездообразования в галактиках в значительной степени обусловлена его самораспространяющимся характером. В настоящее время триггерный характер звездообразования находит все большее число наблюдательных подтверждений. Например, наблюдения показывают, что массивные ОВ-звезды рождаются не независимо, а группами. Наиболее мелкой «единицей» такого коррелированного звездообразования являются звездные ассоциации [6], входящие в состав гигантских звездообразующих комплексов [7]. Подтверждением существования индуцированного рождения звезд служит тот факт, что во многих ближайших ассоциациях звездное население разделено на подгруппы с различным возрастом. Первые доказательства наличия последовательности возрастов звезд в ассоциациях представлены в работе Блау [8]. В дальнейшем в Галактике был исследован ряд областей с признаками последовательного рождения звезд [4]. Примером такой области может служить комплекс S 156, S 157,

S 158, S 159, в котором зоны H II и инфракрасные источники вытянуты от более прееволюционировавших на одном конце к более молодым и компактным на другом [2]. Распространение звездообразования наблюдается также в звездообразующем комплексе W 51 в рукаве Стрельца [9].

Свидетельства индуцированного самораспространяющегося звездообразования имеются и в других галактиках. В неправильных галактиках, например, в распределении областей H II одинакового возраста прослеживаются одномерные структуры типа цепочек [10]. Активное звездообразование попеременно охватывает различные области в галактиках, по общему сравнению Хантера и Галлахера [10] звездообразование «пузырится» в них подобно кипящей на плите овсяной каше.

Большое Магеланово Облако — одна из наиболее исследованных галактик, в которых видны области распространяющегося звездообразования. Сейчас в БМО известно 9 таких областей, покрывающих 12—15% общей поверхности галактики и имеющих линейные размеры $0.5 \div 2.0$ кпк [11, 12]. Характерные свойства таких структур прослеживаются на примере комплекса LMC 4 [11]. В состав LMC 4 входит «ожерелье» из зон H II диаметром 1.4 кпк, очерченное по внешней кромке оболочкой нейтрального водорода. Скорость расширения оболочки 36 км с^{-1} . Детальное изучение звездного населения скопления Shapley III, связанного с областью LMC 4, свидетельствует о том, что звездообразование в этой области БМО началось приблизительно 15 млн. лет назад и распространяется с постоянной скоростью $\sim 36 \text{ км с}^{-1}$. Таким образом, скопление Shapley III демонстрирует яркий пример волны самораспространяющегося звездообразования.

К распространению звездообразования могут приводить различные механизмы воздействия звезд на межзвездную среду. Ударные волны от вспышек сверхновых [13—16], ионизационные фронты расширяющихся зон H II [3], звездный ветер от массивных OB-звезд [3], красных гигантов [16], а также молодых звезд типа Т Тельца [17] могут инициировать последующее рождение звезд.

Численный эксперимент — один из возможных путей теоретического исследования индуцированного звездообразования [1, 5, 18]. В основу численных экспериментов положен механизм распространения звездообразования, который связан с нелокальным воздействием звезд на облака и в котором природа нелокальности этого воздействия не обусловлена диффузией звезд или облаков. Указанный механизм (см. [1, 5]) имеет сходство с процессом распространения лесного пожара, когда горящее дерево зажигает деревья в некотором радиусе вокруг себя. На наш взгляд, этот процесс отражает основные черты индуцированного звездообразования в реальных системах. В настоящей работе согласно такой аналогии предлагается модель «макроскопического» описания распространяющегося звездо-

образования, в которой учитывается нелокальный характер влияния звезд на межзвездную среду, а также баланс массы и нестационарность протекающих процессов в системе. В рамках этой модели получены нетривиальные пространственные структуры простейшего вида — стационарные одномерные волны звездообразования.

2. Основные уравнения. Рассмотрим индуцированное звездообразование в межзвездной среде, состоящей из отдельных уплотнений или облаков, которые под воздействием звезд становятся центрами последующего звездообразования. Система, таким образом, является бесстолкновительной и передача влияния осуществляется не за счет механического переноса звезд или облаков, а за счет нелокального воздействия звезд на облака. Облако, подвергшееся воздействию достаточно близкой звезды, порождает новые звезды спустя время T после этого воздействия. Темп прироста плотности звезд в некоторой точке с радиусом-вектором $\vec{r}$, обусловленный триггерным влиянием уже имеющихся звезд, опишем следующим образом:

$$a \cdot c(\vec{r}, t - T) \cdot \int d\vec{r}' \cdot f(\vec{r} - \vec{r}') \cdot s(\vec{r}', t - T). \quad (1)$$

Это выражение описывает скорость прироста плотности молодых звезд s из облаков c , подвергшихся влиянию звезд в прошлом, причем звезды могут эффективно влиять на процесс рождения новых звезд только в некоторой своей окрестности. Этот фактор учитывается введением функции «влияния» $f(\vec{r} - \vec{r}')$, которая отлична от нуля при малых значениях $|\vec{r} - \vec{r}'|$ и обращается в нуль, когда аргумент функции по модулю больше некоторого радиуса влияния L . Поэтому, в отличие от предыдущих подходов, процесс рождения звезд, описываемый выражением (1), носит нелокальный характер. Нелокальность процесса отражает, на наш взгляд, основные черты механизма индуцированного звездообразования в реальных системах.

Выражение (1) справедливо, если время передачи влияния много меньше времени образования звезд из облака.

В дальнейшем будем рассматривать одномерную задачу распространения звездообразования в среде, все характеристики которой являются функциями только одной координаты. Учтем также конечность времени жизни звезд. Тогда уравнения баланса массы в звездно-облачной системе запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(x, t)}{\partial t} &= -r \cdot s(x, t) + a \cdot c(x, t - T) \cdot \int dx' \cdot f(x - x') \cdot s(x', t - T); \\ \frac{\partial c(x, t)}{\partial t} &= -a \cdot c(x, t) \cdot \int dx' \cdot f(x - x') \cdot s(x', t). \end{aligned} \quad (2)$$

В первом уравнении системы (2) член $-rs(x, t)$ описывает убыль звезд. Второе уравнение описывает темп убыли плотности облачного компонента вследствие взаимодействия со звездами.

3. *Уединенный импульс звездообразования.* Будем искать решение в виде стационарной волны, бегущей вдоль оси x в положительном направлении, т. е. решение, зависящее только от комбинации $x - ut = \xi$. Выберем функцию влияния в виде

$$f(x) = \frac{1}{2L} \Theta(L - |x|), \quad (3)$$

здесь L — характерный масштаб влияния звезд, Θ — функция Хевисайда. Тогда в системе отсчета, движущейся вместе с волной, уравнения (2) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} -u \frac{\partial s}{\partial \xi} &= -rs(\xi) + a \cdot c(\xi + uT) \cdot \int_{\xi + uT - L}^{\xi + uT + L} \frac{d\xi'}{2L} \cdot s(\xi'); \\ -u \frac{\partial c}{\partial \xi} &= -a \cdot c(\xi) \cdot \int_{\xi - L}^{\xi + L} \frac{d\xi'}{2L} \cdot s(\xi'). \end{aligned} \quad (4)$$

Рассмотрим процесс распространения звездообразования в среде с постоянной плотностью облачного компонента c_0 . Перейдем в уравнениях (4) к безразмерным величинам, принимая за единицу длины L , единицу времени T , единицу плотности c_0 . В результате система уравнений (4) принимает вид

$$\begin{aligned} -u \frac{\partial s}{\partial \xi} &= -xs + \frac{1}{2} a \cdot c(\xi + u) \cdot \int_{\xi + u - 1}^{\xi + u + 1} d\xi' \cdot s(\xi'); \\ -u \frac{\partial c}{\partial \xi} &= -\frac{1}{2} a \cdot c(\xi) \cdot \int_{\xi - 1}^{\xi + 1} d\xi' \cdot s(\xi'). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь введены параметры $x = rT$, $a = a \cdot c_0 T$, u — безразмерная скорость в единицах L/T .

Систему уравнений (5) можно свести к одному уравнению, исключив плотность облаков с помощью соотношения

$$c(\xi + u) = 1 - s(\xi) - \frac{x}{u} \int_{\xi}^{\infty} d\xi' \cdot s(\xi'). \quad (6)$$

Подставляя (6) в первое уравнение системы (5), получим:

$$\frac{\partial s}{\partial \xi} = \frac{x}{u} s(\xi) - \frac{\alpha}{2u} \left\{ 1 - s(\xi) - \frac{x}{u} \int_{\xi}^{\infty} d\xi' \cdot s(\xi') \right\} \cdot \int_{\xi-1+u}^{\xi+1+u} d\xi' \cdot s(\xi'). \quad (7)$$

Введем функцию $\varphi(\xi)$:

$$\varphi(\xi) = - \int_{\xi}^{\infty} d\xi' \cdot s(\xi'), \quad (8)$$

так что $s(\xi) = \varphi'(\xi)$.

Тогда уравнение (7) можно записать таким образом:

$$\varphi''(\xi) = \frac{x}{u} \varphi' - \frac{\alpha}{2u} \left(1 - \varphi' + \frac{x}{u} \varphi \right) \cdot \{ \varphi(\xi + 1 + u) - \varphi(\xi - 1 + u) \}. \quad (9)$$

Пусть решение имеет вид уединенной волны звездообразования с граничными условиями:

$$\begin{aligned} s(+\infty) &= \varphi'(+\infty) = 0; \\ s(-\infty) &= \varphi'(-\infty) = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Граничные условия (10) означают отсутствие звезд перед фронтом волны звездообразования и далеко за фронтом, где время, истекшее после прохождения волны, значительно превышает время жизни звезд. Из определения φ следует, что

$$\varphi(+\infty) = 0; \quad \varphi(\xi) \leq 0. \quad (11)$$

Будем искать плавно меняющееся решение малой амплитуды. Из уравнения (9), разложив правую часть и сохранив производные до второго порядка в линейном члене и до первого порядка в нелинейности, получим:

$$\varphi''(\xi) = \frac{x}{u} \varphi'(\xi) - \frac{\alpha}{u} [\varphi'(\xi) + u\varphi''(\xi)] - \frac{\alpha x}{2u^2} (\varphi^2(\xi))'. \quad (12)$$

Выполняя интегрирование в (12) с учетом граничных условий (10), приходим к нелинейному уравнению первого порядка:

$$(1 + \alpha)\varphi' = \frac{x - \alpha}{u} \varphi - \frac{\alpha x}{2u^2} \varphi^2. \quad (13)$$

Решение уравнения (13), удовлетворяющее условиям (10), (11) при $\alpha > x$, имеет вид:

$$\varphi(\xi) = u \frac{\alpha - x}{\alpha x} \cdot \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{\alpha - x}{2(1 + \alpha)} \cdot \frac{\xi}{u} \right] - 1 \right\}. \quad (14)$$

Для плотности звезд $s(\xi)$ получим соответственно:

$$s(\xi) = \frac{(\alpha - \kappa)^2}{2\alpha(1 + \alpha)\kappa} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \left[\frac{\alpha - \kappa}{2(1 + \alpha)} \cdot \frac{\xi}{u} \right]}. \quad (15)$$

Формула (15) описывает уединенную бегущую волну звездообразования (см. рис. 1), возникающую в среде, если плотность облачного компонента s_0 и величина коэффициента α таковы, что темп индуцированного рождения звезд $(\alpha s_0)^{-1}$ превышает критическое значение. Отметим, что решение (15) справедливо в случае, если $(\alpha - \kappa)^2 / 2\alpha(1 + \alpha)\kappa \ll 1$. В частности, это условие выполняется в слабонадкритическом случае, т. е. когда $(\alpha - \kappa) \ll 1$.

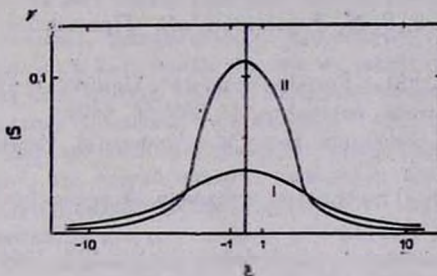


Рис. 1. Вид функции $s(\xi/u)$: кривая I соответствует набору параметров $u = 1$, $\alpha = 1.5$, $\kappa = 1$, $s(-\infty) = 0.33$; кривая II — $u = 1$, $\alpha = 1.9$, $\kappa = 1$, $s(-\infty) = 0.05$.

4. *Сравнение с наблюдениями.* Оценим параметры теории по данным о рождении подгрупп в ОВ-ассоциациях [3]. Оценку величины $(\alpha s_0)^{-1}$ дает наблюдаемое время рождения подгруппы $\sim 3 \cdot 10^6$ лет. Считая, что время эволюции протозвезды T того же порядка, найдем, что параметр $\alpha \sim 1$. Если принять время жизни массивной звезды $1/r \approx 10^7$ лет, то тогда $\kappa \approx 0.3$. Значения безразмерных параметров α и κ позволяют оценить наблюдаемую величину — ширину фронта волны звездообразования. При $u \sim 1$ ширина фронта $\sim 10L$, что при $L \sim 10$ пк по порядку величины совпадает с данными по LMC4-комплексу [11].

НИИ физики Ростовского
государственного университета
Институт теоретической
физики АН УССР

STATIONARY WAVES OF THE INDUCED STAR FORMATION

V. I. KORCHAGIN, V. A. KROL', A. D. RYABTSEV

The model of self-propagating star formation in the interstellar medium, consisting of separate clouds which become centres of sequent star formation is considered. The set of integro-differential equations describing the balance of mass in star-cloud system is proposed. An analytical solution of these equations representing a stationary self-propagating wave of star formation is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. E. Setden, L. Schulman, J. V. Feltzinger, *Astrophys. J.*, 253, 91, 1982.
2. G. Bodifee, C. de Loore, *Astron. and Astrophys.*, 142, 297, 1985.
3. Ч. Дж. Лада, Л. Блиту, Б. Ж. Элмезрин, в сб.: «Протозвезды и планеты», Мир, М., 1982.
4. B. G. Elmegreen, in. "Star Forming Regions", Dordrecht, 1987.
5. P. E. Setden, H. Gerola, *Astrophys. J.*, 233, 56, 1979.
6. В. А. Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Из-во АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
7. Ю. Н. Ефремов, в сб. «Итоги науки и техники, Астрономия», т. 27, ВИНТИ АН СССР, М., 1985.
8. A. Blaauw, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 2, 213, 1964.
9. J. F. Lightfoot, W. Cudlip, D. Farniss, W. M. Gencross, R. E. Jennings, K. J. King, G. Poulter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 205, 653, 1983.
10. D. A. Hunter, J. S. Gallagher III, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 98, 5, 1986.
11. M. A. Dopita, D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Astrophys. J.*, 297, 599, 1985.
12. J. Meaburn, A. P. Marston, R. X. McGee, L. M. Newton, *Mon. Natic. Roy. Astron. Soc.*, 225, 591, 1987.
13. P. R. Woodward, *Astrophys. J.*, 207, 484, 1976.
14. J. Krebs, W. Hillebrandt, *Astron. and Astrophys.*, 128, 411, 1983.
15. C. F. McKee, D. J. Hollenbach, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 18, 219, 1980.
16. A. G. W. Cameron, *Icarus*, 60, 416, 1984.
17. C. Norman, J. Silk, *Astrophys. J.*, 238, 158, 1980.
18. W. Roberts, M. Hausman, *Astrophys. J.*, 277, 744, 1984.

УДК: 524.4:521.19:517.537.6

ПРОБЛЕМА ДИРИХЛЕ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ. III. ДВИЖЕНИЕ БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЛИпсоИДОВ. В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 15 декабря 1987

Принята к печати 13 июля 1988

Сделан анализ некоторых принципиальных трудностей, возникающих в проблеме при переходе к стационарным состояниям. Группа из шести уравнений, определяющих зависимость от времени компонентов тензора дисперсии скоростей, объединена в одно линейное дифференциальное уравнение для матрицы этого тензора. С его помощью выведено специальное дифференциальное уравнение для определителя матрицы дисперсии скоростей. Доказано, что третий фазовый инвариант является интегралом только данного уравнения. В шестимерном фазовом пространстве рассматриваются тензорный эллипсоид матрицы моментов второго порядка и обратный ему, названный фазовым эллипсоидом модели. Фазовый эллипсоид стационарной модели имеет физический смысл только в вырожденном пятимерном состоянии. Указанное вырождение приводит к особой прямой и к сокращению у моделей числа свободных параметров с трех до двух.

1. Введение. Разработанный в работах [1—3] новый подход к исследованию движения, равновесия и устойчивости однородного гравитирующего бесстолкновительного эллипсоида пока не привел к логически удовлетворительной теории равновесных конфигураций. Напомним, что в общем случае движение однородного нестационарного эллипсоида описывается замкнутой системой из пятнадцати временных автономных дифференциальных уравнений. Девять из них выводятся с помощью первого и второго моментных уравнений от кинетического уравнения Больцмана; эту группу можно представить здесь тремя уравнениями:

$$\ddot{a}_1 - a_1(\lambda_2^2 + \lambda_3^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) + 2(a_3\lambda_2\Omega_2 + a_2\lambda_3\Omega_3) + 2A_1a_1 - \frac{2\sigma_{11}^0}{a_1} = 0, \quad (1)$$

$$2 \frac{d}{dt} (a_1\lambda_3 - a_2\Omega_3) - a_1\dot{\lambda}_3 + a_2\dot{\Omega}_3 + a_1\lambda_1\dot{a}_2 + a_2\Omega_1\Omega_2 - 2a_2\lambda_1\Omega_2 - \frac{2\sigma_{12}^0}{a_2} = 0, \quad (2)$$

$$2 \frac{d}{dt} (a_3\Omega_2 - a_1\lambda_2) - a_3\dot{\Omega}_2 + a_1\dot{\lambda}_2 + a_1\lambda_1\dot{a}_3 + a_3\Omega_1\Omega_3 - 2a_3\lambda_1\Omega_3 - \frac{2\sigma_{13}^0}{a_3} = 0, \quad (3)$$

так как остальные восстанавливаются из данных круговой перестановкой индексов. Вторая группа из шести уравнений описывает поведение компонентов дисперсии скоростей. Эти уравнения получены с помощью моментного уравнения третьего порядка при необходимом условии равенства нулю всех моментов третьего порядка от фазовой плотности. Всю группу здесь целесообразно выписать полностью:

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^0 + 2 \left[\frac{a_1}{a_1} \sigma_{11}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - 2\Omega_3 \right) \sigma_{12}^0 + \left(-\frac{a_1}{a_3} \lambda_2 + 2\Omega_2 \right) \sigma_{13}^0 \right] &= 0, \\ \sigma_{22}^0 + 2 \left[\frac{a_2}{a_2} \sigma_{22}^0 + \left(-\frac{a_2}{a_1} \lambda_3 + 2\Omega_3 \right) \sigma_{12}^0 + \left(\frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - 2\Omega_1 \right) \sigma_{23}^0 \right] &= 0, \\ \sigma_{33}^0 + 2 \left[\frac{a_3}{a_3} \sigma_{33}^0 + \left(-\frac{a_3}{a_2} \lambda_1 + 2\Omega_1 \right) \sigma_{23}^0 + \left(\frac{a_3}{a_1} \lambda_2 - 2\Omega_2 \right) \sigma_{13}^0 \right] &= 0; \end{aligned} \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} \sigma_{12}^0 + \left(\frac{a_1}{a_1} + \frac{a_2}{a_2} \right) \sigma_{12}^0 + \left(-\frac{a_2}{a_1} \lambda_3 + 2\Omega_3 \right) \sigma_{11}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - 2\Omega_3 \right) \sigma_{22}^0 + \\ + \left(-\frac{a_1}{a_3} \lambda_2 + 2\Omega_2 \right) \sigma_{23}^0 + \left(\frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - 2\Omega_1 \right) \sigma_{13}^0 &= 0, \\ \sigma_{23}^0 + \left(\frac{a_2}{a_2} + \frac{a_3}{a_3} \right) \sigma_{23}^0 + \left(-\frac{a_3}{a_2} \lambda_1 + 2\Omega_1 \right) \sigma_{22}^0 + \left(\frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - 2\Omega_1 \right) \sigma_{33}^0 + \\ + \left(\frac{a_3}{a_1} \lambda_2 - 2\Omega_2 \right) \sigma_{12}^0 + \left(-\frac{a_2}{a_1} \lambda_3 + 2\Omega_3 \right) \sigma_{13}^0 &= 0, \\ \sigma_{13}^0 + \left(\frac{a_1}{a_1} + \frac{a_3}{a_3} \right) \sigma_{13}^0 + \left(-\frac{a_3}{a_1} \lambda_2 - 2\Omega_2 \right) \sigma_{11}^0 + \left(-\frac{a_1}{a_3} \lambda_2 + 2\Omega_2 \right) \sigma_{33}^0 + \\ + \left(\frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - 2\Omega_3 \right) \sigma_{23}^0 + \left(-\frac{a_3}{a_2} \lambda_1 + 2\Omega_1 \right) \sigma_{12}^0 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

При переходе к стационарным моделям производные в (1)–(5) исчезают и векторы $\bar{\Omega}$ и $\bar{\lambda}$ могут протыкать фигуру эллипсоида только в тех геометрических местах, которые образованы главными сечениями. Поэтому у стационарного (как жидкого, так и бесстолкновительного) эллипсоида с наклонным относительно главных осей положением вектора $\bar{\Omega}$ одна пара компонентов (Ω_i, λ_i) должна быть равна нулю. В случае эллипсоида, вращающегося вокруг оси симметрии, две пары данных компонентов равны нулю. От (1)–(5) остается семь (четыре) уравнений равновесия, соответственно для десяти (семи) неизвестных, так что эллипсоидальные модели, согласно этой логике, должны располагать тремя свободными параметрами.

Но, как известно из статей [4] и [5], при кинетическом методе построения аналогичных бесстолкновительных эллипсоидов модели имеют не три, а два свободных параметра. Этот факт указывает на необходимость серьезного анализа вопроса о числе свободных параметров.

При построении моделей кинетическим способом контроль физической разумности полученных решений прост: неотрицательность фазовой функции. Как установил Хантер [6], именно этот критерий накладывает на эллипсоид Фримана [4] дополнительное ограничение*

$$\Omega^2 = 2A_1 \quad (6)$$

(a_3 —ось вращения, $a_1 \geq a_2$). В модели с условием (6) сила тяготения вдоль оси a_1 полностью уравновешена центробежной силой; в конечном итоге это и делает модель двухпараметрической. Подобные же проблемы пришлось решать автору этой статьи при создании весьма непростой модели эллипсоида с наклонным вращением [5]. Физическая разумность этой модели обеспечивалась введением в нее так называемой особой прямой. В каждой точке особой прямой существует строгий баланс между гравитационной и центробежной силами, для чего должно выполняться условие

$$\frac{\Omega_2^2}{2A_3} + \frac{\Omega_3^2}{2A_2} = 1. \quad (7)$$

Введение особой прямой также приводит к двухпараметрической модели.

Уменьшение числа параметров моделей с кинетической точки зрения напрямую связано с глубокими ограничениями на фазовую плотность**. Игнорирование этого условия и проявилось в статье [2], где особая прямая была введена не согласно логике исходных уравнений (1)—(5), а только по аналогии, учитывая опыт введения этой прямой в статье [5]. Ясно, что полная гидродинамическая теория в подобных ad hoc подпорках не должна нуждаться.

В данной статье произведен строгий анализ уравнений (1)—(5) и логическая незавершенность теории в применении ее к стационарным фигурам устранена. В разделе 4 уравнения (4)—(5) представлены в предельно краткой изящной форме линейного дифференциального матричного уравнения, что позволит в разделе 5 доказать одно замечательное равенство для определителя матрицы тензора дисперсии скоростей. В результате выясняется, что из трех фазовых инвариантов бесстолкновительного эллипсоида один является особым, так как он оказывается интегралом не всей системы (1)—(5), а лишь шести уравнений (4)—(5). Именно осо-

* Сам Фриман никак не аргументировал введенного им условия (6).

** Это относится только к эллипсоидам. Двумерные модели в особой прямой не нуждаются.

бый характер третьего фазового инварианта позволяет, как мы увидим далее, обратиться ему в нуль без дополнительного требования уменьшения числа независимых уравнений равновесия. В разделе 6 нестационарная модель представлена эллипсоидом в шестимерном фазовом пространстве. В разделе 7 доказано, что при переходе к стационарным состояниям шестимерный фазовый эллипсоид вырождается в пятимерный, что и делает модели двухпараметрическими. Как и следовало ожидать, фазовое вырождение прямо связано с появлением в эллипсоидах особой прямой.

2. О вырожденности тензора дисперсии скоростей в кинетических моделях с особой прямой. Существование в бесстолкновительных эллипсоидах особой прямой сопряжено с вырождением матрицы тензора дисперсии скоростей: эллипсоид дисперсии скоростей вырождается в плоский эллипс. Эллипс этот расположен нормально к особой прямой. Это важное свойство доказано в статьях [4, 5]. Так, в модели [4] при условии (6) обращается в нуль компонент дисперсии σ_{11}^0 , в модели с наклонным вращением [5] при условии (7) выполняется

$$\begin{vmatrix} \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} = 0. \quad (8)$$

В последней статье также доказано, что одновременно с введением в модель особой прямой для частиц будет существовать линейный по скоростям и координатам интеграл движения,

$$x_1 + \frac{\Omega_3}{4A_2} x_2 - \frac{\Omega_2}{4A_3} x_3 = 0. \quad (9)$$

3. Уравнение для матрицы тензора дисперсии скоростей. Вернемся к нестационарным уравнениям (4)–(5) и запишем симметрическую матрицу тензора дисперсии скоростей

$$\sigma^0 = \begin{pmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Вводим также вспомогательную матрицу вида

$$H = \begin{pmatrix} -\frac{a_1}{a_1} & \frac{a_2}{a_1} \lambda_3 - 2\Omega_3 & -\frac{a_3}{a_1} \lambda_2 + 2\Omega_2 \\ -\frac{a_1}{a_2} \lambda_3 + 2\Omega_3 & -\frac{a_2}{a_2} & \frac{a_3}{a_2} \lambda_1 - 2\Omega_1 \\ \frac{a_1}{a_3} \lambda_2 - 2\Omega_2 & -\frac{a_1}{a_3} \lambda_1 + 2\Omega_1 & -\frac{a_2}{a_3} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Тогда все шесть довольно громоздких уравнений (4)–(5) можно представить в изящной форме линейного дифференциального уравнения для матрицы (10)

$$\frac{d\sigma^0}{dt} = \sigma^0 H + H' \sigma^0. \quad (12)$$

В правой части этого уравнения два произведения введенных матриц (произведения не коммутативны), где H' — транспонированная матрица H . Всегда, когда возможна матричная запись дифференциальных уравнений, это говорит о присущей им внутренней симметрии и позволяет элементарным способом получить важные выводы. Убедимся в этом.

4. Интеграл матричного уравнения.

Теорема 1. При условиях, когда матрица σ^0 удовлетворяет линейному дифференциальному уравнению (12), определитель этой матрицы $|\sigma^0|$ будет удовлетворять уравнению

$$\frac{d}{dt} |\sigma^0| = -2 \left(\frac{\dot{a}_1}{a_1} + \frac{\dot{a}_2}{a_2} + \frac{\dot{a}_3}{a_3} \right) \cdot |\sigma^0|. \quad (13)$$

Доказательство. Очевидно,

$$\frac{d}{dt} |\sigma^0| = \begin{vmatrix} \dot{\sigma}_{11}^0 & \dot{\sigma}_{12}^0 & \dot{\sigma}_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \dot{\sigma}_{12}^0 & \dot{\sigma}_{13}^0 \\ \dot{\sigma}_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \dot{\sigma}_{33}^0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \dot{\sigma}_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \dot{\sigma}_{23}^0 \\ \dot{\sigma}_{13}^0 & \dot{\sigma}_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}. \quad (14)$$

В определителе вместо производных $\dot{\sigma}_{ij}^0$ будем подставлять соответствующие им из (12) выражения. В силу того, что правая часть (12) состоит из суммы двух произведений матриц, нам будет удобно учитывать вклад каждого из них отдельно.

Сравнительно просто оценить вклад от произведения $H' \sigma^0$, где

$$c_{ij} := H' \sigma^0 = H_{ik}^* \sigma_{kj}^0 = H_{ki} \sigma_{kj}^0. \quad (15)$$

Подставляя выражения c_{ij} из (15) в первую строку определителя из (14) на место производных $\dot{\sigma}_{1j}^0$, находим

$$\begin{vmatrix} H_{11}\sigma_{11}^0 + H_{21}\sigma_{12}^0 + H_{31}\sigma_{13}^0 & H_{11}\sigma_{12}^0 + H_{21}\sigma_{22}^0 + H_{31}\sigma_{23}^0 & H_{11}\sigma_{13}^0 + H_{21}\sigma_{23}^0 + H_{31}\sigma_{33}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} =$$

$$= H_{11} \cdot \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}.$$

Аналогично находим второй и третий определители в правой части (14). В итоге вклад члена $H'\sigma_0$ оказывается равным*

$$(H_{11} + H_{22} + H_{33}) \cdot \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}. \quad (16)$$

Сложнее найти вклад в производную (13) от другого члена $\sigma^0 H$. Рассмотрим вначале первый определитель в правой части [14]. Заменяя в нем производные σ_{1j}^0 членами первой строки произведения матриц $\sigma^0 H$, после транспонирования и элементарных преобразований имеем

$$\begin{vmatrix} \sigma_{1k}^0 H_{k1} & \sigma_{1k}^0 H_{k2} & \sigma_{1k}^0 H_{k3} \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 H_{11} + \sigma_{12}^0 H_{21} + \sigma_{13}^0 H_{31} & \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{11}^0 H_{12} + \sigma_{12}^0 H_{22} + \sigma_{13}^0 H_{32} & \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{11}^0 H_{13} + \sigma_{12}^0 H_{23} + \sigma_{13}^0 H_{33} & \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} =$$

$$= \sigma_{11}^0 \begin{vmatrix} H_{11} \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{12} \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{13} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{12}^0 \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{22} \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{23} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{13}^0 \begin{vmatrix} H_{31} \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{32} \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{33} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}. \quad (17)$$

Аналогичные преобразования над другими определителями из (14) дают

$$\begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{2k}^0 H_{k1} & \sigma_{2k}^0 H_{k2} & \sigma_{2k}^0 H_{k3} \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} = \sigma_{12}^0 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 H_{11} \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 H_{12} \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 H_{13} \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{22}^0 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 H_{21} \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 H_{22} \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 H_{23} \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} +$$

$$+ \sigma_{23}^0 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 H_{31} \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 H_{32} \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 H_{33} \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}; \quad (18)$$

$$\begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{3k}^0 H_{k1} & \sigma_{3k}^0 H_{k2} & \sigma_{3k}^0 H_{k3} \end{vmatrix} = \sigma_{13}^0 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 H_{11} \\ \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 H_{12} \\ \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 H_{13} \end{vmatrix} +$$

* Доказано известное в теории матриц равенство Якоби.

$$+ \sigma_{23}^0 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 H_{31} \\ \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 H_{22} \\ \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 H_{23} \end{vmatrix} + \sigma_{33}^0 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 H_{31} \\ \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 H_{32} \\ \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 H_{33} \end{vmatrix}. \quad (19)$$

Собирая в (17)—(19) тройки определителей с одинаковыми столбцами из коэффициентов матрицы H имеем, например:

$$\begin{aligned} & \sigma_{11}^0 \begin{vmatrix} H_{11} \sigma_{11}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{12} \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{13} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} - \sigma_{12}^0 \begin{vmatrix} H_{11} \sigma_{11}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{12} \sigma_{12}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{13} \sigma_{13}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{13}^0 \begin{vmatrix} H_{11} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 \\ H_{12} \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 \\ H_{13} \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 \end{vmatrix} = \\ & = H_{11} \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{12} \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{13} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{23}^0 \begin{vmatrix} 0 \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 \\ H_{12} \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 \\ H_{13} \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 \end{vmatrix} - \sigma_{12}^0 \begin{vmatrix} 0 \sigma_{11}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{12} \sigma_{12}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{13} \sigma_{13}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}. \quad (20) \end{aligned}$$

Определители в фигурной скобке в сумме дают нуль, так что остается только первый член $H_{11}|\sigma^0|$. Аналогично, от следующей тройки определителей

$$\begin{aligned} & \sigma_{12}^0 \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{22} \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{23} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} - \sigma_{22}^0 \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{11}^0 \sigma_{13}^0 \\ H_{22} \sigma_{12}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{23} \sigma_{13}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{23}^0 \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 \\ H_{22} \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 \\ H_{23} \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 \end{vmatrix} = \\ & = H_{22} \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{12}^0 \sigma_{13}^0 \\ 0 \sigma_{22}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{23} \sigma_{23}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} - \sigma_{12}^0 \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{11}^0 \sigma_{13}^0 \\ 0 \sigma_{12}^0 \sigma_{23}^0 \\ H_{23} \sigma_{13}^0 \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \sigma_{23}^0 \begin{vmatrix} H_{21} \sigma_{11}^0 \sigma_{12}^0 \\ 0 \sigma_{12}^0 \sigma_{22}^0 \\ H_{23} \sigma_{13}^0 \sigma_{23}^0 \end{vmatrix}. \quad (21) \end{aligned}$$

сохранится только член $H_{22}|\sigma^0|$. Нетрудно доказать, что три оставшихся в (17)—(19) определителя дают $H_{33}|\sigma^0|$. Следовательно, вклад в производную $\frac{d}{dt}|\sigma^0|$ от члена $\sigma^0 H$ оказывается равным уже известному нам выражению (16). В итоге, удваивая (16), получаем уравнение (13). Доказательство закончено.

Следствие. Уравнение (13) приводится к виду

$$\frac{d}{dt} \ln [(a_1 a_2 a_3)^2 |\sigma^0|] = 0 \quad (22)$$

и имеет решение

$$I_3 = 8a_1^2 a_2^2 a_3^2 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}. \quad (23)$$

Таким образом, фазовый инвариант I_3 является особым среди пяти: он оказывается интегралом не всех пятнадцати уравнений движения эллипсоида, а лишь шести уравнений (4)—(5). Этот факт будет иметь принципиальное значение при переходе в разделе 6 к стационарным состояниям.

5. *Модель в фазовом пространстве.* Рассмотрим шестимерное декартово фазовое пространство обычных координат x_i ($i=1, 2, 3$) и соответствующих им скоростей $\dot{x}_i = x_{i+3}$, вектор в котором имеет вид

$$\vec{x} = \vec{x}(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6). \quad (24)$$

Оно имеет кососимметрическую метрику

$$g = \begin{pmatrix} 0 & E \\ -E & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{где} \quad E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Каждая звезда в этом пространстве представлена своей изображающей точкой, а модель в целом — объемным континуумом таких точек.

Форма и структура рассматриваемого ансамбля точек определяется фазовой функцией модели $f(t, \vec{x})$. В силу того, что у моделей рассматриваемого типа все моменты третьего порядка равны нулю, т. е.

$$\int \dots \int f x_k x_l x_m d\Gamma = 0, \quad (k, l, m = 1, \dots, 6), \quad (26)$$

их фазовая функция будет зависеть только от вполне определенной квадратичной формы в фазовом пространстве (см. ниже). Коэффициенты в квадратичной форме оказываются связанными со вторыми моментами типа

$$F_{ij}(t) = \frac{5}{M} \int \dots \int f x_i x_j d\Gamma, \quad (27)$$

где $M = \frac{4}{3} \pi a_1(t) a_2(t) a_3(t) \cdot \rho(t)$ — масса эллипсоидальной модели. Матрица (27) является симметрической вещественной матрицей шестого порядка, члены которой находим с учетом формул полной скорости частицы ($\vec{x}'$ — вектор остаточной скорости)

$$\ddot{x}_1 = \ddot{x}_1 + \frac{\dot{a}_1}{a_1} \dot{x}_1 + \left(\frac{\dot{a}_1}{a_1} \lambda_3 - \Omega_3 \right) \dot{x}_2 + \left(\Omega_2 - \frac{\dot{a}_1}{a_3} \lambda_2 \right) \dot{x}_3, \quad (28)$$

причем остальные два компонента восстанавливаются из данной круговой перестановкой индексов. На главной диагонали расположены члены

$$F_{ii} = a_i^2 \quad (i = 1, 2, 3),$$

$$F_{44} = 2\dot{x}_{11}^2 + \dot{a}_1^2 + (a_1 \lambda_3 - a_2 \Omega_3)^2 + (a_3 \Omega_2 - a_1 \lambda_2)^2, \quad (29)$$

F_{33} и F_{06} — круговой перестановкой из F_{44} .

На диагоналях, параллельных главной, находятся члены:

$$F_{12} = F_{23} = 0, \quad F_{31} = a_3 (a_3 \Omega_2 - a_1 \lambda_2),$$

$$F_{46} = 2\dot{x}_{12}^2 + \dot{a}_1 (a_1 \Omega_3 - a_2 \lambda_3) + \dot{a}_2 (a_1 \lambda_3 - a_2 \Omega_3) + (a_3 \Omega_2 - a_1 \lambda_2)(a_2 \lambda_1 - a_3 \Omega_1), \quad (30)$$

F_{60} — круговой перестановкой из F_{45} ;

$$F_{13} = 0, \quad F_{24} = a_2 (a_1 \lambda_3 - a_2 \Omega_3), \quad F_{35} = a_3 (a_2 \lambda_1 - a_3 \Omega_1),$$

$$F_{40} = 2\dot{x}_{13}^2 + \dot{a}_1 (a_3 \lambda_2 - a_1 \Omega_2) + \dot{a}_3 (a_3 \Omega_2 - a_1 \lambda_2) + (a_1 \lambda_3 - a_2 \Omega_3)(a_2 \Omega_1 - a_3 \lambda_1); \quad (31)$$

$$F_{14} = a_1 \dot{a}_1, \quad F_{25} = a_2 \dot{a}_2, \quad F_{36} = a_3 \dot{a}_3; \quad (32)$$

$$F_{15} = a_1 (a_1 \Omega_3 - a_2 \lambda_3), \quad F_{26} = a_2 (a_2 \Omega_1 - a_3 \lambda_1); \quad (33)$$

$$F_{16} = a_1 (a_3 \lambda_2 - a_1 \Omega_2). \quad (34)$$

Рассмотрим тензорный эллипсоид матрицы (27)

$$\sum_{i,j=1}^6 F_{ij} x_i x_j = 1, \quad (35)$$

уравнение которого можно также записать скалярным произведением

$$(\vec{x}, \vec{F}\vec{x}) = 1. \quad (36)$$

Объем этого эллипсоида равен

$$V = \int_{(\vec{x}, \vec{F}\vec{x}) < 1} \dots \int dx_1 \dots dx_6 = \frac{\pi^3}{3! |F|^{1/2}}, \quad (37)$$

где $|F|$ — определитель матрицы (27). Легко находим, что

$$|F| = I_3. \quad (38)$$

В общем нестационарном случае эллипсоид моментов (36) эволюционирует во времени, причем эволюция может быть представлена как ре-

зультат линейных канонических преобразований в шестимерном фазовом пространстве. Такие преобразования называются симплектическими [7]. Характер движения зависит от собственных значений матрицы (27), значение которых необходимо также для нахождения фазовых инвариантов, сохраняющихся при симплектических преобразованиях над нашей динамической системой. Обобщенная задача на собственные значения заключается в вычислении определителя характеристической матрицы (см. также [8])

$$\det(F_{ij} - \beta g_{ij}) = 0, \quad (39)$$

где матрица g из (25).

Задача на собственные значения допускает и другую формулировку. Умножая характеристическую матрицу (39) на матрицу g^{-1} и учитывая, что

$$g^{-1} = -g, \quad (40)$$

приведем задачу к вычислению собственных значений новой матрицы

$$\Phi = g^{-1}F = -gF. \quad (41)$$

При этом собственные значения матрицы Φ находятся в пространстве с обычной евклидовой метрикой, т. е. из определителя

$$\det(\Phi - \beta E) = 0. \quad (42)$$

Используя выражения (29)–(34), уравнение (39) приводим к виду [1]

$$\beta^6 + I_1\beta^4 + I_2\beta^2 + I_3 = 0. \quad (43)$$

Коэффициенты этого бикубического уравнения и есть рациональные фазовые инварианты*

$$I_1 = \sum_i^3 (2a_i^2 c_{ii}^0 + c_i^2), \quad (44)$$

$$I_2 = \sum_{1,2,3} \left[4a_1^2 a_2^2 \begin{vmatrix} c_{11}^0 & c_{12}^0 \\ c_{12}^0 & c_{22}^0 \end{vmatrix} + a_1^2 c_{11}^0 c_1^2 + 2a_1 a_2 c_{12}^0 c_1 c_2 \right], \quad (45)$$

а I_3 дано в (23). Величины β_i сами являются инвариантами, но иррациональными. Для них доказана следующая важная теорема.

* В статье [1] в выражении для I_2 (формула 51) по недоразумению выпал последний член.

Теорема 2. Собственные значения вещественной симметрической матрицы (27) в фазовом пространстве с кососимметрической метрикой (25) могут быть лишь чисто мнимыми величинами (в особых случаях — нулями).

Доказательство. Собственный вектор матрицы (27) должен удовлетворять уравнению

$$F\vec{x} = \beta \cdot g\vec{x}. \quad (46)$$

Допуская существование сопряженных величин и учитывая вещественность матриц (25) и (27), получим

$$\vec{\bar{F}}\vec{x} = \vec{\bar{\beta}} \cdot g\vec{x}. \quad (47)$$

В силу симметричности матрицы F имеет место

$$(\vec{\bar{x}}, \vec{F}\vec{x}) = (\vec{x}, \vec{F}'\vec{x}) = (\vec{x}, \vec{F}\vec{x}). \quad (48)$$

Составим скалярные произведения

$$\begin{aligned} (\vec{\bar{x}}, \vec{F}\vec{x}) &= (\vec{\bar{x}}, \vec{\beta} \cdot g\vec{x}), \\ (\vec{x}, \vec{F}\vec{x}) &= (\vec{x}, \vec{\bar{\beta}} \cdot g\vec{x}) \end{aligned} \quad (49)$$

и вычтем их одно из другого; учитывая при этом (48) и косую симметрию матрицы (25), в итоге приходим к уравнению

$$(\vec{x}, g\vec{x})(\beta + \vec{\bar{\beta}}) = 0. \quad (50)$$

Следовательно,

$$\beta = -\vec{\bar{\beta}}, \quad (51)$$

что и требовалось доказать.

Замечание. Фазовые инварианты I_i не могут принимать отрицательных значений. По теореме Виета для корней уравнения (43) имеем

$$\begin{aligned} \beta_1^2 + \beta_2^2 + \beta_3^2 &= -I_1, \\ \beta_1^2 \beta_2^2 + \beta_1^2 \beta_3^2 + \beta_2^2 \beta_3^2 &= I_2, \\ \beta_1^2 \beta_2^2 \beta_3^2 &= -I_3. \end{aligned} \quad (52)$$

Но в силу только что доказанного, среди величин β_i^2 нет положительных, так что

$$I_1 > 0, \quad I_2 > 0, \quad I_3 \geq 0. \quad (53)$$

У нестационарных эллипсоидов с отличной от нуля дисперсией скоростей ни один из трех инвариантов нулю не равен. Второй и третий инвариант оказываются равными нулю только в случаях стационарных и нестационарных эллипсоидов без дисперсии скоростей. Для этого две пары сопряженных величин β_i должны быть равны нулю. Исключительно важное значение имеет (см. следующий раздел) то, что для стационарных бесстолкновительных эллипсоидов даже с отличной от нуля дисперсией скоростей инвариант I_3 обращается в нуль.

Но, несмотря на всю важность эллипсоида моментов (35)–(36), уровнем будет не он и подобные ему, а семейство эллипсоидов, взаимных к ним. Уравнение эллипсоида, взаимного к (36), имеет вид

$$(\vec{x}, F^{-1}\vec{x}) = 1, \quad (54)$$

где F^{-1} есть матрица, обратная (27). Именно на семействе подобных (54) эллипсоидов фазовая плотность остается постоянной, и поэтому

$$f(t, \vec{x}) = f[(\vec{x}, F(t)^{-1}\vec{x})]. \quad (55)$$

Объем, который занимает наша модель в шестимерном фазовом пространстве, будет равен

$$V^{-1} = \int \cdots \int_{(\vec{x}, F^{-1}\vec{x}) \leq 1} dx_1 \dots dx_6 = \frac{3! |F|^{1/2}}{\pi^3}, \quad (56)$$

Как и следовало ожидать, этот объем обратен данному в (37).

Для вычисления уравнения фазового эллипсоида (54) требуется раскрыть окаймленный определитель

$$\begin{vmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} & F_{15} & F_{16} & x_1 \\ F_{12} & F_{22} & F_{23} & F_{24} & F_{25} & F_{26} & x_2 \\ F_{13} & F_{23} & F_{33} & F_{34} & F_{35} & F_{36} & x_3 \\ F_{14} & F_{24} & F_{34} & F_{44} & F_{45} & F_{46} & x_4 \\ F_{15} & F_{25} & F_{35} & F_{45} & F_{55} & F_{56} & x_5 \\ F_{16} & F_{26} & F_{36} & F_{46} & F_{56} & F_{66} & x_6 \\ x_1 & x_2 & x_3 & x_4 & x_5 & x_6 & 1 \end{vmatrix} = 0. \quad (57)$$

6. *Переход к стационарным состояниям.* В стационарном случае в выражениях (29)—(34) исчезнут не только производные от величин, но надо также положить (см. Введение)

$$\Omega_1 = \lambda_1 = \sigma_{12}^0 = \sigma_{13}^0 = 0. \quad (58)$$

В этих условиях уравнение граничного фазового эллипсоида (57) будет следующим:

$$Q(\vec{x}) = F_{11}^{-1} x_1^2 + F_{22}^{-1} x_2^2 + F_{33}^{-1} x_3^2 + F_{44}^{-1} x_4^2 + F_{55}^{-1} x_5^2 + F_{66}^{-1} x_6^2 + \\ + 2F_{23}^{-1} x_2 x_3 + 2F_{15}^{-1} x_1 x_5 + 2F_{16}^{-1} x_1 x_6 + 2F_{21}^{-1} x_2 x_4 + 2F_{31}^{-1} x_3 x_4 + \\ + 2F_{55}^{-1} x_5 x_6 = 1. \quad (59)$$

Коэффициенты F_{ij}^{-1} в этом уравнении оказываются равными

$$F_{11}^{-1} = \frac{1}{a_1^2} \left(1 + \frac{\sigma_{22}^0 r_2^2 + \sigma_{33}^0 k_3^2 - 2\sigma_{23}^0 r_2 k_3}{2\Delta} \right); \\ F_{22}^{-1} = \frac{1}{a_2^2} \left(1 + \frac{r_2^2}{2\sigma_{11}^0} \right); \quad F_{33}^{-1} = \frac{1}{a_3^2} \left(1 + \frac{k_3^2}{2\sigma_{11}^0} \right); \quad F_{44}^{-1} = \frac{1}{2\sigma_{11}^0}; \\ F_{55}^{-1} = \frac{\sigma_{33}^0}{2\Delta}; \quad F_{66}^{-1} = \frac{\sigma_{22}^0}{2\Delta}; \quad F_{23}^{-1} = \frac{k_2 r_3}{2\sigma_{11}^0 a_1 a_3}; \quad F_{24}^{-1} = -\frac{r_3}{2\sigma_{11}^0 a_2}; \quad (60) \\ F_{34}^{-1} = -\frac{k_2}{2\sigma_{11}^0 a_3}; \quad F_{15}^{-1} = \frac{\sigma_{23}^0 r_2 - \sigma_{33}^0 k_3}{2a_1 \Delta}; \quad F_{16}^{-1} = -\frac{\sigma_{22}^0 r_2 - \sigma_{23}^0 k_3}{2a_1 \Delta}; \\ F_{56}^{-1} = -\frac{\sigma_{23}^0}{2\Delta},$$

где для краткости обозначено

$$k_2 = a_3 \Omega_2 - a_1 \lambda_2, \quad k_3 = a_1 \Omega_3 - a_2 \lambda_3, \quad \Delta = \begin{vmatrix} \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix}, \quad (61) \\ r_2 = a_3 \lambda_2 - a_1 \Omega_2, \quad r_3 = a_1 \lambda_3 - a_2 \Omega_3,$$

Наша задача заключается теперь в том, чтобы представить уравнение (59) суммой квадратов. Для начала выделим трехчлен

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2}$$

и преобразуем оставшиеся в (59) члены к сумме квадратов: имеем

$$Q(\vec{x}) = (\vec{x}, F^{-1} \vec{x}) = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} + \frac{[x_1 - (r_3/a_2) x_2 - (k_2/a_3) x_3]^2}{2\sigma_{11}^0} + \\ + \frac{[x_3 - (r_2/a_1) x_1]^2}{2\sigma_{33}^0} + \frac{\sigma_{33}^0}{2\Delta} \left[\left(x_2 - \frac{k_3}{a_1} x_1 \right) - \frac{\sigma_{23}^0}{\sigma_{33}^0} \left(x_3 - \frac{r_2}{a_1} x_1 \right) \right]^2 = 1. \quad (62)$$

Однако последний и предпоследний члены нарушают, вообще говоря, требуемую гармонию выражения (62), так как в сумме эти члены дают

$$\frac{1}{2\Delta} \left\{ \sigma_{33}^0 \left(\dot{x}_3 - \frac{k_3}{a_1} x_1 \right)^2 + \sigma_{22}^0 \left(\dot{x}_3 - \frac{r_2}{a_1} x_1 \right)^2 - 2\sigma_{23}^0 \left(\dot{x}_2 - \frac{k_3}{a_1} x_1 \right) \left(\dot{x}_3 - \frac{r_2}{a_1} x_1 \right) \right\}, \quad (63)$$

и мы не получаем здесь в общем случае суммы квадратов. Важно подчеркнуть, что никакими поворотами выбранной системы координат нельзя добиться исчезновения смешанных членов (или одного члена в (59)). В самом деле, если попытаться поворотом осей $Ox_2'x_3'$, где

$$\dot{x}_2' = \dot{x}_2 - \frac{k_3}{a_1} x_1, \quad \dot{x}_3' = \dot{x}_3 - \frac{r_2}{a_1} x_1 \quad (64)$$

— компоненты остаточной скорости звезды, избавиться в (63) от смешанного члена, это будет связано и с поворотом координатных осей Ox_2x_3 , а значит приведет к появлению столь нежелательных смешанных членов в гирационном эллипсоиде нашей модели. Поэтому более обещающей является попытка представить (63) в виде произведения двух линейных множителей

$$(V \pm \mu_2 \ddot{x}_2 + V \mp \mu_3 \ddot{x}_3) (V \pm \mu_2 \ddot{x}_2 - V \mp \mu_3 \ddot{x}_3). \quad (65)$$

Здесь μ_2 и μ_3 — корни характеристического уравнения

$$\begin{vmatrix} \sigma_{22}^0 - \mu & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 - \mu \end{vmatrix} = 0. \quad (66)$$

Так как $I_3 \geq 0$ (см. формулу 53), то и $\Delta \geq 0$; следовательно,

$$\mu_2 > \mu_3 \geq 0. \quad (67)$$

При положительных μ_2 и μ_3 сомножители в (65) суть комплексные величины, не имеющие поэтому физического смысла. Остается единственная возможность придать разложению (65) физический смысл — положить

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} = 0. \quad (68)$$

При выполнении условия (68) $\mu_3 = 0$, и мнимости в (65) исчезают.

Но вернемся к выражению фазового эллипсоида модели (62). В этой формуле при выполнении необходимого условия (68) нужно положить

$$\frac{\sigma_{33}^0}{\sigma_{23}^0} \left(\dot{x}_2 - \frac{k_3}{a_1} x_1 \right) - \left(\dot{x}_3 - \frac{r_2}{a_1} x_1 \right) = 0. \quad (69)$$

Дифференцируя по времени это выражение и заменив вторые производные с помощью соответствующих уравнений движения частицы (см. [5], формула 4), мы приходим к замечательным равенствам

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\frac{\sigma_{33}^0}{\sigma_{23}^0}}{\frac{\sigma_{23}^0}{\sigma_{22}^0}} = \frac{\sigma_{23}^0}{\sigma_{22}^0} = \frac{\Omega_2 \Omega_3}{2A_2 - \Omega_3^2} = \frac{2A_3 - \Omega_2^2}{\Omega_2 \Omega_3} = \frac{\Omega_3 A_2}{\Omega_2 A_1}, \quad (70)$$

и

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\frac{r_2}{a_1} - 2\Omega_2}{\frac{k_3}{a_1} + 2\Omega_3}. \quad (71)$$

Соотношения из (70) исчерпывающе характеризуют угол наклона ($\equiv \chi$) особой прямой в главной плоскости Ox_2x_3 . Эти же соотношения были получены в [5] другим способом.

Переходя к вращающейся системе координат, во всех коэффициентах из (61) следует положить $\Omega_2 = \Omega_3 = 0$. Исключив $\operatorname{tg} \chi$ из (70) и (71), в частности получим

$$\frac{\Omega_3^2}{2A_2 - \Omega_3^2} = \frac{pa_3 - 2a_1}{2a_1 - qa_2}, \text{ где } p = \frac{\lambda_2}{\Omega_2}, \quad q = \frac{\lambda_3}{\Omega_3}. \quad (72)$$

Отсюда следует еще одно соотношение

$$\eta = \frac{\Omega_3^2}{2A_2} = (2a_1 - pa_3)/(qa_2 - pa_3), \quad (73)$$

также известное для модели [5].

Итак, доказав необходимость вырождения (68) эллипсоида дисперсии скоростей в плоский эллипс, мы сразу же приходим к особой прямой. Выражение (69) есть не что иное, как линейный интеграл (9), полученный в [5] из кинетических соображений. Метод фазового эллипсоида позволяет найти все характеристики равновесных бесстолкновительных эллипсоидов. Здесь достаточно привести лишь функцию распределения. Как известно из (55), эта функция зависит только от уравнения фазового эллипсоида (62). С учетом вырождения (68) фазовый эллипсоид становится пятимерным и функция имеет вид:

$$f[Q(\vec{x})] = \frac{2\sqrt{2}\rho}{\pi\sqrt{\sigma_{11}^0\sigma_{33}^0}} \delta \left[x_3 - x_2 \operatorname{tg} \chi - \frac{4A_3}{\Omega_2} x_1 \right] \times \\ \times \delta \left[\frac{\left(x_1 - \frac{a_1}{a_2} \lambda_3 x_2 + \frac{a_1}{a_3} \lambda_2 x_3 \right)^2}{2\sigma_{11}^0} + \frac{\left(x_2 + \frac{a_2}{a_1} \lambda_3 \right)^2}{2\sigma_{22}^0} + \right]$$

$$+ \frac{\left(x_3 - \frac{a_3}{a_1} x_1 \right)^2}{2\sigma_{33}^0} + \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} - 1 \Big]. \quad (74)$$

Именно такая функция приводится и в [5].

7. Заключение. Один из главных результатов этой статьи — доказательство необходимости фазового вырождения в стационарных бесстолкновительных эллипсоидах с нулевыми моментами третьего порядка от функции распределения. Объектом доказательства стала модель эллипсоида с наклонным вращением, которая содержит модель Фримана (с фиксированным отношением полуосей, см. [5]) в качестве частного случая. Именно поэтому проведенное здесь доказательство касается более общего случая, чем случай, исследованный в [6]. Так, условие существования особой прямой (6) в модели Фримана следует из условия (7) при обращении в нуль одного из компонентов вектора угловой скорости, т. е. когда эллипсоид с наклонным вращением переходит в режим вращения вокруг одной из главных осей симметрии. По своей сути наш метод гидродинамический и поэтому принципиально отличается от метода Хантера.

Данная статья дополняет работы [1—3] и делает развитую в них теорию логически полной. С удовлетворением надо отметить, что одновременно устранена брешь в статье [5], где не было дано доказательства необходимости особой прямой.

Педагогический институт
г. Глазов

DIRICHLET'S PROBLEM IN STELLAR DYNAMICS. III. MOTION OF THE COLLISIONLESS ELLIPSOIDS IN PHASE SPACE

B. P. KONDRAT'EV

In the frame of the problem we have discussed some basic details of the transition to stationary configurations. Six equations for the components of the velocity dispersion tensor (equations of micro-motion) to the linear matrix equation are reduced. Owing to the time derivative for the determinant of the velocity dispersion matrix is derived. It has been proved that the third phase invariant is the integral of only that. In six-dimensional phase space our collisionless model represents an ellipsoid. The phase ellipsoid of stationary model to five-dimensional figure has been degenerated. As a result of this

degeneration the family of the equilibrium models has some special line in each point of that balance between centrifugal and gravitational forces the existing. Therefore, the stationary collisionless models have only two parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 25, 587, 1986.
2. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 26, 511, 1987.
3. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 27, 311, 1987.
4. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 1, 1966.
5. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 21, 499, 1984.
6. C. Hunter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 166, 633, 1974.
7. Б. А. Дубровин, С. П. Новиков, А. Т. Фоменко, *Современная геометрия*, Наука, М., 1986, стр. 321.
8. В. А. Антонов, *Вестн. ЛГУ*, № 13, 136, 1965.

УДК: 521.14

ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. III. ЭЛЛИпсоИДЫ ДЕДЕКИНДА И РИМАНА

О. В. КРАВЦОВ, М. Ю. КОВАЛЬ

Поступила 15 октября 1987

Принята к печати 2 августа 1988

Получены условия равновесия и исследованы свойства эллипсоидов Дедекинда и S -эллипсоидов Римана с магнитным полем. Показано, что S -эллипсоиды Римана обладают двумя возможными значениями угловой скорости, которая независимо от величины магнитного поля не может превышать угловой скорости соответствующих твердотельно вращающихся эллипсоидов с магнитным полем. Доказано, что «магнитные» эллипсоиды Дедекинда и аналогичные «магнитные» твердотельно вращающиеся эллипсоиды имеют идентичные характеристики. Найдена новая серия эллипсоидальных равновесных конфигураций с магнитным полем и внутренним движением, которая при исчезновении магнитного поля переходит в серию эллипсоидов Якоби.

1. *Введение.* Данная работа является продолжением работ [1, 2], посвященных исследованию гравитирующих эллипсоидальных форм равновесия с магнитным полем и внутренним движением (относительно вращающихся главных осей эллипсоида) с постоянной завихренностью. Поскольку при таком движении тензор скоростей деформации отличен от нуля, то исследуемый случай является простейшим примером нетвердотельного вращения. При этом, как было показано нами в [2], и при наличии магнитного поля возможно существование как S -эллипсоидов, так и I—III эллипсоидов Римана [3]. В данной работе исследуются свойства «магнитных» S -эллипсоидов Римана, а также эллипсоидов Дедекинда, и определяются условия существования новой серии эллипсоидальных фигур равновесия с магнитным полем, которые, хотя и обладают внутренним движением, тем не менее, при исчезновении магнитного поля переходят в серию эллипсоидов Якоби, а не Римана или Дедекинда.

В статье сохранены все обозначения работ [1, 2].

2. *Эллипсоиды Дедекинда.* Самогравитирующие равновесные конфигурации Дедекинда представляют собой эллипсоиды, главные оси которых неподвижны относительно инерциальной системы отсчета, а стацио-

нарная форма объекта сохраняется за счет наличия внутреннего движения с постоянной завихренностью $\vec{\xi} = \vec{\nabla} \times \vec{u}$ [3].

В нашем случае наличия магнитного поля стационарное состояние эллипсоидов Дедекинда будет описываться матричным уравнением (1) из работы [2], если положить в нем матрицу угловой скорости Ω равной нулю. Имеем

$$A\Lambda^3 + t\Xi A\Lambda = -k\Phi A + A^{-1}\delta. \quad (1)$$

Напомним, что параметр t равен отношению плотности энергии магнитного поля к плотности кинетической энергии, и в рассматриваемом случае, как несложно показать, равен отношению энергии магнитного поля, сосредоточенного внутри эллипсоида, к полной кинетической энергии объекта. Как и ранее, $\delta = 2P_c/r$, где P_c — давление в центре конфигурации.

Типичные диагональные и недиагональные компоненты уравнения (1) имеют вид

$$-a_i(\lambda_j^2 + \lambda_k^2) - t(a_j\lambda_k\xi_k + a_k\lambda_j\xi_j) = -k\Phi_i a_i + (\delta/a_i), \quad (2a)$$

$$a_j\lambda_j\lambda_i + ta_k\lambda_j\xi_i = 0, \quad (2б)$$

$$a_i\lambda_i\lambda_j + ta_k\lambda_i\xi_j = 0. \quad (2в)$$

В уравнениях (2) индексы i, j, k принимают значения 1, 2, 3, и нет суммирования по повторяющимся индексам. Вектор завихренности $\vec{\xi}$ и вектор $\vec{\lambda}$ связаны соотношением

$$\xi_j = -\frac{a_k^2 + a_i^2}{a_i a_k} \lambda_j, \quad (i \neq j \neq k). \quad (3)$$

Учитывая (3), из уравнений (2б) и (2в) немедленно получаем

$$a_i^2(1 - t) = ta_k^2, \quad (4a)$$

$$a_j^2(1 - t) = ta_k^2. \quad (4б)$$

Из (4) следует, что $a_i = a_j$, то есть $a_1 = a_2 = a_3$, и $t = 1/2$. Таким образом, если все три компонента вектора $\vec{\lambda}$ отличны от нуля, то единственно возможной фигурой равновесия является сфера. При этом кинетическая энергия оказывается ровно в 2 раза больше магнитной. Для инерциального наблюдателя такая «намагниченная сфера Дедекинда» неотличима от твердотельно вращающегося с угловой скоростью $\vec{\lambda}$ шара с магнитным по-

лем. Далее мы покажем, что угловая скорость $\vec{\lambda}$ такой сферы действительно в точности равна угловой скорости $\vec{\omega}$ твердотельно вращающейся сферы, рассмотренной в работе [2].

Пусть теперь $\vec{\lambda} = \{0, \lambda_2, \lambda_3\}$. При этом, как легко показать, уравнения (2б, в) приводят к условию $a_2 = a_3$, что, с точностью до несущественного поворота координат в плоскости (x_2, x_3) , эквивалентно ситуации, когда не равен нулю лишь один компонент $\vec{\lambda}$: либо λ_2 , либо λ_3 . Поэтому, чтобы получить нетривиальный случай эллипсоида с неравными полуосями $a_1 \neq a_2 \neq a_3$, сразу положим в уравнениях (2) $\vec{\lambda} = \{0, 0, \lambda\}$. Тогда недиагональные уравнения (2б, в) удовлетворяются тождественно, а диагональные уравнения (2а) дают

$$-a_1 \lambda^2 - ta_2 \lambda \xi = -k\Phi_1 a_1 + (\delta/a_1), \quad (5a)$$

$$-a_2 \lambda^2 - ta_1 \lambda \xi = -k\Phi_2 a_2 + (\delta/a_2), \quad (5б)$$

$$0 = -k\Phi_3 a_3 + (\delta/a_3). \quad (5в)$$

Используя формулу (3) и связь между интегральными коэффициентами Φ_i и B_{ij} [3]

$$\Phi_i a_i^2 - a_j^2 \Phi_j = (a_i^2 - a_j^2) B_{ij}, \quad (6)$$

из уравнений (5) находим

$$\lambda^2 = kB_{12} = 2\pi G\rho B_{12}, \quad (7)$$

$$t = \frac{B_{12} + (y^2 - 1) B_{13}}{B_{12} (1 + x^2)}, \quad (8)$$

где обозначено $x = a_2/a_1$, $y = a_3/a_1$.

Выполнение соотношений (7)—(8) является условием равновесия эллипсоидов Дедекинда с магнитным полем.

Заметим сразу, что для случая сферы из (8) получаем $t = 1/2$, что уже было найдено ранее. Величина λ^2 , характеризующая интенсивность внутреннего движения, равна при этом $2\pi G\rho B_{12}$, что равно угловой скорости намагниченной твердотельно вращающейся сферы, рассмотренной в [2].

Согласно результатам работы [1], магнитное поле определяется вектором $\vec{d}$, связанным с вектором $\vec{\lambda}$ соотношением $d^2 = [\gamma^2 \lambda^2 = 4\pi t \lambda^2 / \rho]$. То есть, согласно (7), $d^2 = 8\pi^2 G t B_{12}$. Или, используя (8),

$$d^2 = \frac{d^2}{\pi^2 G} = 8t B_{12} = 8 \frac{B_{12} + (y^2 - 1) B_{13}}{1 + x^2} \quad (9)$$

Таким образом, соотношение (9) эквивалентно (8). Поэтому можно сказать, что условиями равновесия намагниченных эллипсоидов Дедекинда являются выражения (7) и (9). Соотношение (9) есть не что иное, как соотношение (12) работы [2], которое является одним из условий равновесия твердотельно вращающихся эллипсоидов с магнитным полем, а выражение (7) с точностью до замены $\lambda \rightarrow \omega$ совпадает с другим условием равновесия твердотельно вращающихся объектов (формула (11) работы [2]). Из этого следует, что отпадает необходимость в дальнейшем анализе эллипсоидов Дедекинда с магнитным полем, поскольку для них оказываются верными все выводы работы [2] (наличие вытянутых форм, предельная сплюснутость, выражения для магнитных моментов и т. д.). Более того, остаются в силе и численные данные таблиц, полученные для твердотельно вращающихся эллипсоидов с магнитным полем, разумеется, при условии замены $\omega \rightarrow \lambda$. Доказанная эквивалентность намагниченных эллипсоидальных форм равновесия Дедекинда и твердотельно вращающихся эллипсоидов с магнитным полем связана с сопряженностью эллипсоидов Римана, для которых смена ролей матриц Λ и Ω не нарушает условий равновесия [3]. Как отмечалось в [1], при наличии магнитного поля это выполнимо при определенных условиях лишь для случая S -эллипсоидов Римана, частными случаями которых как раз и являются как твердотельно вращающиеся эллипсоиды, так и эллипсоиды Дедекинда.

В заключение этого раздела обратим внимание на важный момент. Для сплюснутых сфероидов ($a_2 = a_1$) выражение (8) принимает вид $t = 1/2 (1 - (e^2 B_{13}/B_{11}))$, где e — эксцентриситет. Но, как известно из классической теории фигур равновесия [3], угловая скорость эллипсоидов Маклорена $\omega_M^2 = k e^2 B_{13}$, а эллипсоидов Якоби — $\omega_J^2 = k J B_{12}$. В точке бифуркации (где $e = 0.81267$, см. [3]) они равны, то есть $e^2 B_{13} = B_{11}$. Это означает, что в точке бифуркации параметр t магнитного поля обращается в нуль. Таким образом, серия намагниченных эллипсоидальных форм равновесия (Дедекинда и твердотельно вращающихся) начинается в указанной точке бифуркации, чем и объясняется наличие предельной сплюснутости, отмеченной в работе [2].

3. Условия равновесия S -эллипсоидов Римана с магнитным полем. Как было показано в [2], в присутствии магнитного поля остается в силе теорема Римана о векторах завихренности $\vec{\xi}$ и угловой скорости $\vec{\omega}$ [3]. В данной работе мы рассмотрим случай S -эллипсоидов Римана, когда $\vec{\xi}$ и $\vec{\omega}$ направлены вдоль одной из главных осей инерции эллипсоида. Пусть $\vec{\xi} = \{0, 0, \xi\}$ и $\vec{\omega} = \{0, 0, \omega\}$.

Система уравнений (2) работы [2], описывающих стационарное состояние таких объектов, принимает вид

$$a_1(\lambda^2 + \omega^2) - \theta\omega a_2 = k\Phi_1 a_1 - (\delta/a_1), \quad (10a)$$

$$a_2(\lambda^2 + \omega^2) - \theta\omega a_1 = k\Phi_2 a_2 - (\delta/a_2), \quad (10б)$$

$$0 = k\Phi_3 a_3 - (\delta/a_3), \quad (10в)$$

где, как и ранее, $\theta = 2 - t(\xi/\omega)$.

Исключая с помощью (10в) величину δ и используя формулы (3) и (6), из уравнений (10а, б) находим

$$\lambda^2 + \omega^2 = kB_{12}, \quad (11)$$

$$2\omega\lambda + t\lambda^2 \frac{1+x^2}{x} = k \frac{B_{12} + (y^2 - 1)B_{13}}{x}, \quad (12)$$

где, как и в разделе 2, x и y есть отношение полуосей. Разрешая (11) — (12) относительно λ и ω , получаем следующие уравнения:

$$\lambda^4(4 + t^2b^2) + 2k\lambda^2(\psi tb + 2B_{12}) + k^2\psi^2 = 0, \quad (13a)$$

$$\omega^4(4 + t^2b^2) + 2k\omega^2(\psi tb - B_{12}(2 + t^2b^2)) + k^2(\psi - B_{12}tb)^2 = 0, \quad (13б)$$

где обозначено $b = (1 + x^2)/x$ и $\psi = (B_{12} + (y^2 - 1)B_{13})/x$.

Из уравнений (13) окончательно находим

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{k}{4 + t^2b^2} (2B_{12} + \psi tb \pm \sqrt{(2B_{12} + \psi tb)^2 - \psi^2(4 + t^2b^2)}), \quad (14a)$$

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{k}{4 + t^2b^2} (2B_{12} + tb(B_{12}tb - \psi) \pm \sqrt{(2B_{12} + tb(B_{12}tb - \psi))^2 - (B_{12}tb - \psi)^2(4 + t^2b^2)}). \quad (14б)$$

Таким образом, условием равновесия S -эллипсоидов Римана с магнитным полем является выполнимость соотношений (14).

4. Анализ условий равновесия намагниченных S -эллипсоидов Римана. Сразу обратим внимание на то, что из сравнения формулы (11) и соответствующих ей формул для эллипсоидов Дедекенда ($\lambda^2 = kB_{12}$) и твердотельно вращающихся объектов ($\omega^2 = kB_{12}$, [2]), следует вывод: независимо от величины магнитного поля из двух эллипсоидов (Римана и твердотельно вращающегося) с одинаковой массой и одинаковым отношением полуосей большей угловой скоростью обладает твердотельно вращающийся эллипсоид.

Вторым важным свойством условий равновесия является наличие двух типов внутренних движений $(\lambda_1^2, \lambda_2^2)$ и, соответственно, двух значений угловой скорости вращения (ω_1^2, ω_2^2) , при которых допустима эллипсоидальная форма равновесия. Физический смысл наличия двух значений, как λ^2 , так и ω^2 , заключается в изменении величины и направления силы Кориолиса при смене направления и интенсивности внутреннего движения при заданном магнитном поле. Здесь необходимо подчеркнуть, что в отличие от намагниченных твердотельно вращающихся эллипсоидов и эллипсоидов Дедекенда, где отношение t энергии магнитного поля (в объеме эллипсоида) к кинетической энергии объекта однозначно выражается через полуоси эллипсоида, для эллипсоидов Римана t является параметром, величина которого задает серию намагниченных эллипсоидальных форм равновесия.

Из выражений (14), помимо отмеченного, следует наличие как вытянутых, так и сплюснутых эллипсоидов и сфероидов, а также вращающихся сфер. Условие существования λ^2 и ω^2 , как видно из (14), приводит к двум неравенствам:

$$1 + (\psi tb/B_{12}) \geq (\psi/B_{12})^2, \quad (15a)$$

$$-\psi tb + 2B_{12} + t^2 b^2 B_{12} > 0. \quad (15b)$$

В выражениях (15) лишь величина ψ может быть отрицательной. Поэтому из (15) следует, что

$$\text{если } \psi < 0, \text{ то } |\psi| < B_{12}/tb; \quad (16)$$

$$\text{если } \psi > 0, \text{ то } \psi < B_{12}((2/tb) + tb). \quad (17)$$

Неравенства (16)–(17) определяют предельные значения магнитного поля (через параметр t), при котором возможны S-эллипсоиды Римана. Так как $\psi \geq 0$ означает, что $1 + (y^2 - 1) \cdot \frac{B_{13}}{B_{12}} \equiv \alpha \geq 0$, то учитывая, что при $y \geq x$, $B_{12} \geq B_{13}$, неравенства (16)–(17) дают:

$$\text{если } y < x \leq 1, \text{ то } t < t_1^* = \frac{x^2}{|a|(1+x^2)}; \quad (16a)$$

$$\text{если } y \geq x, \text{ то } t^2 - t \frac{\alpha}{1+x^2} + \frac{x^2}{(1+x^2)^2} > 0. \quad (17a)$$

Для упрощения исследования усилим неравенство (17a), записав его в форме $t^2 - t \frac{\alpha}{1+x^2} > 0$, откуда находим

$$y \geq x, \quad t > t_2^* = \frac{a}{1+x^2}. \quad (176)$$

Таким образом, неравенство (16а) отвечает магнитным полям, которые допускают существование лишь сплюснутых эллипсоидов и сфероидов ($a_1 = a_2$), а неравенство (176)-полям, которые допускают как вытянутые эллипсоиды, так и сплюснутые, но при условии, что $y \geq x$. Заметим, что в случае сферы неравенство (17а) удовлетворяется при любом $t > 0$. Для сфероидов ($x = 1$) из (17а) легко получить строгие соотношения, которые мы не будем здесь приводить. Укажем лишь, что если $y^2 = 1 + (B_{11}/B_{13})$, то $t \neq 1$, то есть скорость внутреннего движения не должна совпадать с альфвеновской скоростью. В табл. 1 для различных x и y даны вычисленные предельные значения параметра t^* , согласно неравенствам (16а) и (176), а на рис. 1 для случаев $x = 0.5$ и $x = 1$ приведены графики зависимости величины угловой скорости от параметра t при разных значениях y .

Таблица 1

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ t^* ПАРАМЕТРА t (> 0) МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ S-ЭЛЛИПСОИДОВ РИМАНА. НИЖЕ СПЛОШНОЙ ЛИНИИ $t > t^*$, ВЫШЕ — $t < t^*$

$y = a_3/a_1$	$x = a_2/a_1$				
	0.30	0.50	0.70	0.90	1.00
0.183524	0.414521	0.339633	0.334016	0.320940	0.311400
0.325609	0.130671	1.391089	0.750315	0.600950	0.553822
0.433781	0.308046	0.45568	2.827699	1.254857	1.039869
0.450	0.331785	0.059417	4.514609	1.471823	1.180448
0.50	0.401303	0.200000	0.018355	2.992182	1.959226
0.582724	0.506146	0.322430	0.083038	0.023315	*
0.80	0.739011	0.593553	0.452925	0.166924	0.141416
1.00	0.917431	0.800000	0.671141	0.552486	0.500000
1.50	1.276696	1.212242	1.105606	0.987409	0.929967

* Здесь $a = -0.000005$ и t^* неопределен; при $x = 1.20$, $t^* = 3.379902$.

5. *Предельные случаи условий равновесия S-эллипсоидов.* При $t = 0$ из выражений (14) получаются соотношения, которые легко вывести для S-эллипсоидов Римана из соответствующих формул работы Чандрасекара [3], а именно $\omega^2 = \lambda^2 = \pi G \rho (B_{12} \pm \sqrt{B_{12}^2 - \psi^2})$. В случае наличия магнитного поля ($t \neq 0$) такое равенство в общем случае невозможно. В частном случае сферы, как нетрудно показать, $\omega^2 = \lambda^2$ при $t = 1$.

Предельный переход $t \rightarrow \infty$ (то есть $\lambda \rightarrow 0$) приводит формулу (146) к виду $\omega^2 = k B_{12}$, то есть к одному из условий равновесия твердотельно

вращающихся эллипсоидов с магнитным полем [2]. Второе условие равновесия этих эллипсоидов (формула (12) в [2]) легко получается из (14а) или (13а), если учесть, что (согласно работе [2]) $t = \gamma^2 \rho / 4\pi = \rho d^2 / 4\pi \lambda^2$.

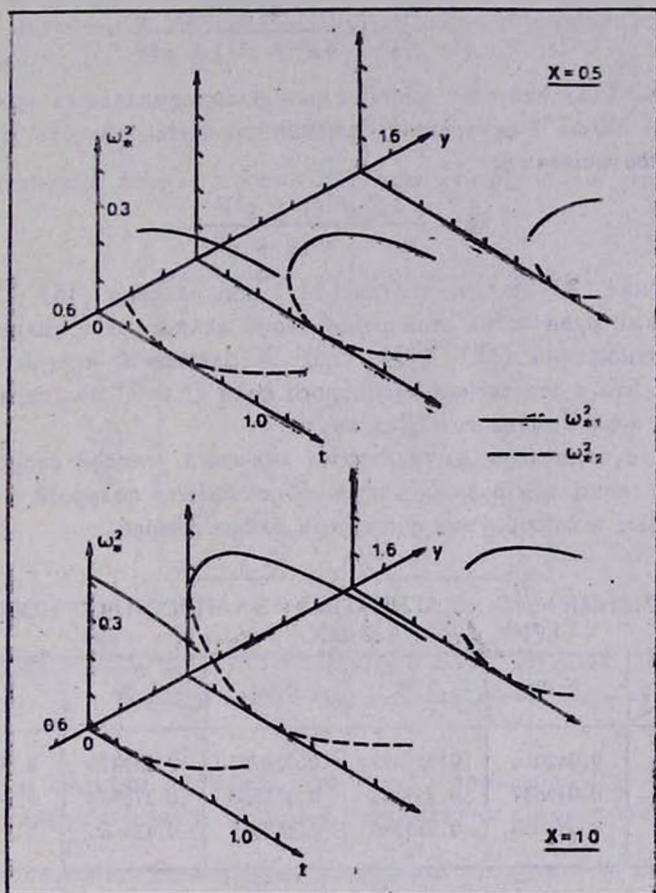


Рис. 1. Изменение величины угловой скорости $\omega_s^2 = \omega^2 / \pi G \rho$ S — эллипсоидов Римана в зависимости от параметра t магнитного поля и $y = a_3/a_1$ для $x = (a_2/a_1) = 0.5$ и $x = 1$.

Нетрудно увидеть также, что из условий равновесия (14) следуют как условия равновесия эллипсоидов Дедекинда, так и новых эллипсоидальных фигур равновесия с одним значением угловой скорости, не существующих в отсутствие магнитного поля. Покажем это.

Из (146) следует, что при

$$t = \psi / B_{12} b = \frac{B_{12} + (y^2 - 1) B_{13}}{B_{12} (1 + x^2)} \quad (18)$$

угловая скорость принимает значения: либо $\omega_1^2 = 0$, что соответствует эллипсоидам Дедекинда, поскольку (18) совместно с (14а) дает $\lambda_1^2 = kB_{12}$, либо

$$\omega_2^2 = \frac{4kB_{12}}{4 + t^2b^2} = \frac{4kx^2B_{12}}{4x^2 + t^2(1 + x^2)^2}. \quad (19)$$

Формула (19) отвечает новой серии эллипсоидальных конфигураций с магнитным полем и внутренним движением, интенсивность которого определяется соотношением

$$\lambda_2^2 = \frac{kB_{12}t^2(1 + x^2)^2}{4x^2 + t^2(1 + x^2)^2}. \quad (20)$$

Выражение (20) получается из (14а) при условии (18). Таким образом, условиями равновесия этой новой серии эллипсоидов является выполнение соотношений (18), (19), (20). Характерной чертой этой серии является то, что в отсутствие магнитного поля ($t = 0$) она переходит в серию Якоби, а не Римана или Дедекинда.

В табл. 2 приведены вычисленные значения угловой скорости эллипсоидов этой серии для разных значений отношения полуосей x и y , включая вытянутые и сплюснутые фигуры, а также сферы.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ $\omega^2/\pi G\rho$ «МАГНИТНЫХ» ЭЛЛИПСОИДОВ НОВОЙ
СЕРИИ ДЛЯ РАЗНЫХ $y = a_3/a_1$ И $x = a_2/a_1$

$x \backslash y$	0.10	0.40	0.60	1.00	1.20
0.10	0.062016	0.021697	0.014995	0.009478	0.008036
0.50	0.049837	0.319122	0.355538	0.278994	0.241732
1.00	0.036098	0.255383	0.382075	0.426666	0.399863

Заметим, что так как одно из условий равновесия (18) новой серии совпадает с таким же условием равновесия эллипсоидов Дедекинда, то к этой серии полностью относится замечание, сделанное в конце раздела 2, согласно которому эта серия тоже начинается в точке бифуркации эллипсоидов Якоби и Маклорена.

На рис. 2 для эллипсоидов новой серии приведены графики зависимости параметра t от отношения полуосей $y = a_3/a_1$ для трех значений $x = a_2/a_1$, а также график зависимости момента импульса сфероидов ($x=1$) от y . Момент импульса вычислялся согласно формуле

$$L = \frac{2}{5} Ma_1^2 (\omega - \lambda). \quad (21)$$

Выражение (21) получено с использованием формулы (3) данной работы и формул (15) и (37) работы [1] для случая $\bar{\xi} = \{0, 0, \xi\}$. Легко также найти магнитные моменты сфероидов рассматриваемой серии. Для этого заметим, что, согласно формулам (20)—(22) работы [2], они определяются через параметр d , который связан с параметром t соотношением (9). Исходя из этого, находим

$$\bar{\mu} = \mu_0 t / (1 + t^2)^{1/2}, \quad (22)$$

где μ_0 — магнитный момент соответствующего твердотельно вращающегося сфероида.

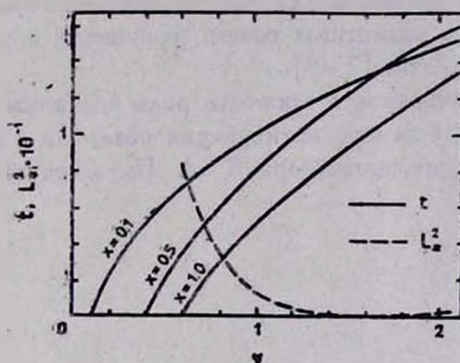


Рис. 2. Зависимость параметра t магнитного поля и квадрата момента импульса (в единицах $L^2 = L^2/GM^2a$) новой серии эллипсоидальных форм от y для $x=0.1$; 0.5 ; 1 .

Наконец обратим внимание, что связь параметров t и d однозначно определяет линии магнитного поля в соответствии с формулами (16) в [2].

6. Заключение. Резюмируем основные результаты. «Магнитные» эллипсоиды Дедекинда, поверхность которых неподвижна относительно инерциального наблюдателя, по своим свойствам идентичны твердотельно вращающимся «магнитным» эллипсоидам [2], что заранее неочевидно. Не очевиден и вывод (в рамках модели идеальной магнитогидродинамики), что угловая скорость S -эллипсоидов Римана не может превышать угловой скорости соответствующих твердотельно вращающихся объектов, изученных в [2]. Неожиданным является наличие новой серии вращающихся эллипсоидальных фигур равновесия с магнитным полем и внутренними движениями, предельным случаем которой при исчезновении магнитного поля оказывается серия эллипсоидов Якоби, а не S -эллипсоидов Римана. Отметим также, что, хотя « S -сфероиды» (и сферы) для инерциального на-

блюдателя выглядят как твердотельно вращающиеся, существует принципиальное отличие от «чистого» твердотельного вращения. Оно состоит в том, что, как и трехосные эллипсоиды, такие объекты имеют по два различных значения угловой скорости вращения, зависящих от величины магнитного поля (впервые на существование двух значений угловой скорости для объектов с внутренними движениями было указано в [4]). Возможно, что устойчивыми окажутся объекты только с одним из этих значений угловой скорости. Указанные аспекты остались вне поля зрения работ [5] и [6]. В [6] рассмотрена устойчивость «S-сфероидов» с магнитным полем. В работе [5] исследованы свойства «магнитных» S-эллипсоидов Римана при иных, чем принятые нами в данной работе и в [2], граничных условиях. Это приводит к отличию в условиях равновесия как эллипсоидов Римана и Дедекинда, так и в предельном случае твердотельно вращающихся эллипсоидов и сфероидов с магнитным полем, равновесие и устойчивость которых исследованы в работах [7—9].

Это еще раз подчеркивает важность роли граничных условий при исследовании равновесия самогравитирующих объектов с магнитным полем.

Авторы благодарят профессора К. А. Пирагаса за полезные обсуждения.

Киевский политехнический
институт

GRAVITATING CONFIGURATIONS WITH A MAGNETIC FIELD. III. DEDEKIND AND RIEMANN ELLIPSOIDS

O. V. KRAVTSOV, M. Yu. KOVAL

Equilibrium conditions have been obtained and the properties of Dedekind ellipsoids and Riemann S-ellipsoids with a magnetic field have been investigated. Riemann S-ellipsoids are shown to have two possible values of angular velocity, which cannot be higher than that of the corresponding rigidly rotating ellipsoids with magnetic field, independent of magnetic field value. "Magnetic" Dedekind ellipsoids and similar "magnetic" rigidly rotating ellipsoids have been proved to possess identical characteristics. A new series of ellipsoidal equilibrium configurations with magnetic field and internal motion has been found, which changes to a Jacobi ellipsoid series when the magnetic field disappears.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Кравцов, *Астрофизика*, 24, 603, 1986.
2. О. В. Кравцов, С. Н. Колычко, *Астрофизика*, 29, 556, 1988.
3. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
4. N. P. Bondarenko, O. V. Kravtsov, *Astrophys. and Space Sci.*, 46, 341, 1977.
5. М. Г. Абрамян, *Письма Астрон. ж.*, 13, 539, 1987.
6. В. А. Антонов, О. А. Железняк, *Астрофизика*, 27, 111, 1987.
7. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 8, 599, 1972.
8. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.*, 7, 449, 1972.
9. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 9, 401, 1973.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.45 Плеяды: 524.338.6—335

ДИАГРАММА СПЕКТР-СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ

Обнаружение большого числа вспыхивающих звезд в области скопления Плеяды, а также вывод о том, что все или почти все слабые члены скопления ($m_v > 13^m$) являются вспыхивающими [1], делает интересной задачу построения диаграммы Г-Р для этих слабых членов Плеяд. Однако, из-за слабости большинства вспыхивающих звезд, спектральная классификация для них не была проведена. Ко времени начала этой работы лишь для 90 вспыхивающих звезд были известны спектральные классы [2].

Спектральные классы слабых звезд в области скопления Плеяды были впервые определены Маккарти и Тренором [3, 4]. Метод позволяет легко выделить звезды типа K7-M на пластинках, полученных на телескопах системы Шмидта в сочетании с объективной призмой и красным фильтром. Ими было показано, что в области Плеяд есть значительное число звезд типа M—вероятных членов скопления. Этот же метод был использован и нами. Наблюдения были выполнены на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Спектры были получены с помощью 1.5 объективной призмы на пластинках Kodak 1N, Kodak 11a-F и Kodak 103a-E (дисперсия 1800 Å/мм у H_1). Таким путем были определены с точностью до одного-двух подклассов спектральные классы 333 вспыхивающих звезд*.

Диаграмма цвет—светимость для скопления Плеяды впервые была построена Герцшпрунгом [5], который отметил необычную протяженность главной последовательности по сравнению с диаграммами других скоплений и отсутствие желтых гигантов и белых карликов. Впоследствии Люйтен обнаружил несколько белых карликов в этой области.

* Спектральные классы звезд будут опубликованы в Сообщениях Бюраканской обсерватории.

Джонсон и Митчелл [6] на основе фотоэлектрической и фотографической фотометрии построили диаграмму цвет—светимость для Плеяд. Подтвердив прежний вывод о большой протяженности главной последовательности, они обнаружили необычное расширение диаграммы около $M_v = +6^m.5$. Слабые звезды Плеяд находились как над, так и под средней линией главной последовательности. Такой результат был в противоречии с теорией гравитационного сжатия, согласно которой звезды должны достигать главной последовательности сверху при предположении, что возраст всех звезд скопления одного порядка.

Для объяснения наблюдаемого расширения диаграммы в работе [6] сделано предположение о том, что наиболее слабые члены скопления старше, чем остальные. Однако авторы сами отказались от этой возможности, аргументируя это отсутствием в скоплении субгигантов и желтых гигантов, т. е. звезд высоких светимостей, которые уже достаточно проэволюционировали.

Оставалось единственное допущение, что многие звезды на диаграмме не являются членами скопления. По мнению Джонсона и Митчелла [6], членами скопления следует считать лишь те звезды, которые находятся из главной последовательности или выше нее; звезды же, находящиеся ниже главной последовательности, не являются членами скопления.

Большое число вспыхивающих звезд, открытых впоследствии в области Плеяд, оказалось находящимся как над, так и под главной последовательностью.

Используя все имеющиеся к настоящему времени данные о вспыхивающих звездах, мы построили диаграмму спектр—светимость для вспыхивающих звезд Плеяд (рис. 1). Вспыхивающие звезды, которые наблюдались во вспышке только один раз и имели амплитуду $< 1^m.0$, были исключены из диаграммы. Кроме того, были отброшены и те вспыхивающие звезды, которые, вероятно, являются звездами фона. Аналогичная диаграмма, приведенная в работе [7], была построена по измерениям одного из авторов. В данной работе наблюдательный материал был расширен и использованы независимые измерения обоих авторов. Используемые звездные величины взяты из каталога [2].

Впервые полученная диаграмма $M_v - S_p$ для вспыхивающих звезд до $M_v = 13^m$ показывает, что с продвижением к слабым звездам продолжается расширение главной последовательности скопления. Возможно ли объяснить это расширение лишь ошибками фотометрии и классификации? В работе [7] показано, что вряд ли.

Сравнение построенной таким образом главной последовательности звезд окрестности Солнца и Плеяд показывает, что наблюдаемое расши-

рение главной последовательности Плеяд нельзя объяснить только ошибками измерений и примененной методики. Существует действительное расширение главной последовательности слабых вспыхивающих звезд скопления

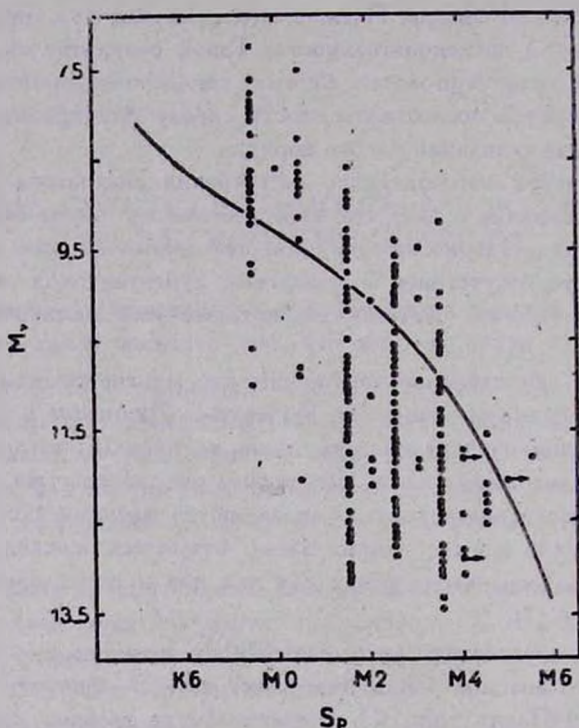


Рис. 1. Диаграмма спектр—светимость вспыхивающих звезд скопления Плеяды. Сплошная линия — линия главной последовательности.

ления Плеяды. Это наблюдаемое явление, по всей вероятности, связано со вспыхивающей активностью звезд, обусловленной возрастом скопления [8].

Spectrum-Luminosity Diagram for the Pleiades Cluster Flare Stars. The spectral classification of 333 flare stars in the Pleiades cluster region has been carried out. It has been shown, that flare stars are situated both above and below H-R diagram.

23 августа 1988

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. С. ПАРСАМЯН
Г. Б. ОГАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Ахбарцумян, Звезды, туманности, галактики, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
2. G. Haro, E. Chavira, G. Gonzalez, Bol. Inst. Tonantzintla, 3, No. 1, 1982.
3. M. F. McCarthy, P. J. Treanor, Specola Vaticana, 6, No. 26, 535, 1964.
4. M. F. McCarthy, P. J. Treanor, Specola Vaticana, 7, No. 12, 367, 1968.
5. E. Hertzsprung, C. Sanders, G. J. Korreman, Ann. Observ. Leiden, 19, 1947.
6. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, Astrophys. J., 128, 31, 1958.
7. E. S. Parsamian, Star Clusters and Associations, eds. B. A. Balazs, G. Szecczye-Nagi, Budapest, 1986, p. 115.
8. G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, 8, 89, 1964.

УДК: 524.726—77

О ПОВЫШЕННОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК И ГРУПП ГАЛАКТИК

В работах [1—3] показано, что спиральные галактики — члены двойных систем галактик по сравнению со спиральными одиночными галактиками одних и тех же абсолютных звездных величин обладают в среднем в 2—2.5 раза более мощным радиоизлучением. В [1] для сравнения использованы каталоги двойных галактик [4] и изолированных одиночных галактик [5]. В [2] и [3] для этой цели использованы каталог [5] и каталог изолированных пар галактик [6].

В недавно опубликованной работе Гавази и Джаффе [7] на основании радионаблюдений галактик, находящихся в области сверхскопления Coma/A 1367, сравниваются радиоизлучательные свойства одиночных галактик, членов двойных и кратных систем и членов групп и скоплений галактик. Согласно [7] спиральные галактики — члены скоплений по отношению радиосветимости к оптической светимости в 6—10 раз превосходят спиральные галактики, не являющиеся членами скоплений. Спиральные члены групп, кратных систем, пар и одиночные спиральные галактики, согласно [7], по своим радиоизлучательным способностям почти не отличаются.

Для сравнения результатов, полученных в работе [7], с результатами работ, сделанных ранее, авторы [7] пересмотрели также работу [1]. Для этого они вместо радиосветимостей использовали отношения радиосветимостей к оптическим светимостям [8, 9].

$$K = S \cdot 10^{\frac{m-12.5}{2.5}}$$

где S — плотность потока радиоизлучения на какой-нибудь частоте (в данном случае на частоте 2.38 ГГц, m — видимая звездная величина, исправленная за поглощение. Гавази и Джаффе справедливо полагали, что при использовании радиосветимостей для сравнения излучательных способностей в радиодиапазоне галактик, принадлежащих к системам галактик разной кратности, эффекты селекции могут сыграть более существенную роль, чем при использовании не зависящих от расстояний отношений R . После пересмотра данных работы [1] они пришли к выводу, что по отношению R одиночные спиральные галактики из [5] и спиральные члены двойных систем галактик из [4] почти не отличаются.

В связи с этим мы решили пересмотреть работу [2] аналогичным образом, то есть используя отношения радио- и оптических светимостей вместо радиосветимостей на 2.38 ГГц. Результаты пересмотра представлены на рис. 1.

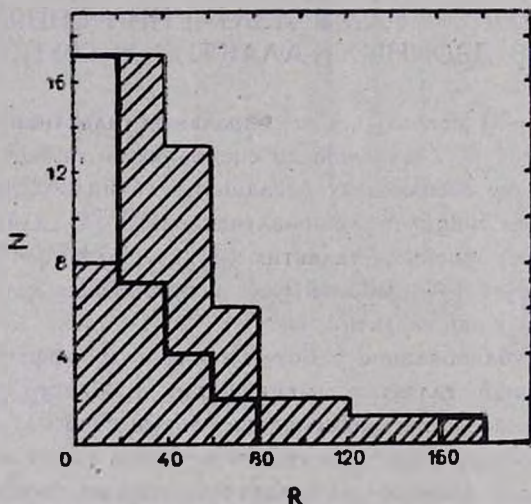


Рис. 1. Гистограммы распределения отношений светимостей на частоте 2.38 ГГц к оптическим светимостям R для одиночных галактик (жирные линии) и компонентов двойных галактик (заштрихованная область).

Как видно из рис. 1, распределение отношений радио- и оптических светимостей спиральных членов изолированных двойных галактик существенно отличается от такового для изолированных одиночных спиральных галактик. Если доля объектов с $R > 40$ среди одиночных галактик составляет всего 23% (7 из 31 обнаруженной галактики), то среди компонентов пар она составляет 49% (25 объектов из 51). Медианные значения R для одиночных галактик и компонентов пар равны соответственно 19 и 40. Важно отметить, что при учете всех галактик (обнаруженные + необнару-

женные) с использованием верхних пределов отношений R , среди спиральных одиночных галактик количество объектов с $R > 40$ может составить от 8% до 11%, а среди членов пар — от 27% до 31%. То есть количество галактик с $R > 40$ среди последних в 2,5—4 раза превышает количество таких объектов среди одиночных галактик.

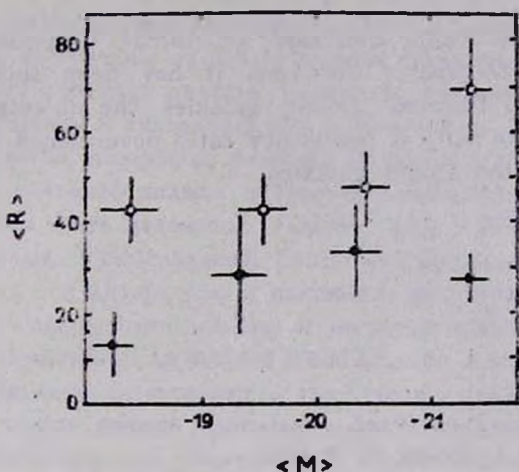


Рис. 2. Сравнение отношений светимостей на 2.38 ГГц к оптическим светимостям спиральных одиночных галактик (точки) и компонентов двойных галактик (кружки). Отрезками линий указаны среднеквадратические ошибки. Объяснение в тексте.

На рис. 2 на горизонтальной оси отложены средние абсолютные величины обнаруженных галактик для интервалов шириной $\Delta M = 1$, а по вертикальной оси — соответствующие средние значения R . Как видно из этого рисунка, для объектов одних и тех же абсолютных величин отношения R у компонентов пар систематически выше (в среднем более, чем в два раза), чем у одиночных галактик. Это означает, что избыток объектов с большим отношением радио- и оптических светимостей среди членов пар обусловлен именно повышенным радиоизлучением таких объектов.

Таким образом, сравнение отношений радиосветимостей и оптических светимостей спиральных компонентов пар галактик из каталога [6] и одиночных спиральных галактик из [5] показывает, что среди компонентов пар гораздо чаще встречаются объекты, обладающие повышенным радиоизлучением. Спиральные компоненты двойных систем галактик обладают в среднем в два с лишним раза большей радиосветимостью, чем спиральные одиночные галактики. Тем самым подтверждается вывод, сделанный ранее в работах [2, 3] путем прямого сравнения радиосветимостей на частоте 2.38 ГГц.

Радиосвойства спиральных членов групп галактик из [10] обсуждались в [11]. По отношению радио- и оптических светимостей, так же, как и по радиосветимостям, они занимают промежуточное положение между одиночными галактиками и членами пар. Доля галактик с $R > 40$ среди спиральных членов групп составляет 36% (37 объектов из 103 обнаруженных галактик). Медианное значение R для этих галактик равно 30.

On Enhanced Radio Emission of Spiral Components of Double Galaxies and of Groups of Galaxies. It has been shown that among spiral members of isolated double galaxies the objects with the large 2.38 GHz radio to optical luminosity ratio occur much more frequently than among isolated single galaxies.

20 апреля 1988

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Г. МАЛУМЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. D. R. Altschuler, C. A. Pantoja, *Astron. J.*, 89, 1531, 1984.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 25, 19, 1986.
3. V. H. Malumian, *IAU Symp. No. 121, Dordrecht, Netherlands, 1987*, p. 415.
4. S. D. Peterson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 527, 1979.
5. В. Е. Караченцева, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 8, 3, 1973.
6. И. Д. Караченцев, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 7, 3, 1972.
7. G. Gavazzi, W. Jaffe, *Astrophys. J.*, 310, 53, 1986.
8. J. Condon, *Astrophys. J.*, 242, 894, 1970.
9. E. Hummel, *Astron. and Astrophys.*, 93, 93, 1981.
10. M. Geller, J. Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 61, 1983.
11. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 26, 311, 1987.

C O N T E N T S

Correlation between radio and optical flux variations of BL Lac <i>V. N. Belov, V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko</i>	7
Detail surface photometry of the galaxy with polar ring NGC 2685 <i>V. V. Makarov, V. P. Reshetnikov, V. A. Yakovleva</i>	15
Comparison of unidentified absorption lines of quasar spectra with unidentified lines of stellar spectra <i>I. E. Val'tts</i>	27
Study of far infrared emission Markarian galaxies I. Comparison of the galaxy characteristics in optical and far infrared ranges <i>Yu. I. Izotov, I. Yu. Izotova</i>	34
Formation and early evolution of galaxies: constraints on the properties of "hot" protogalaxies <i>V. G. Berman, A. A. Suchkov</i>	48
Evolution of clusters of galaxies <i>S. G. Simakov, S. F. Shandartn</i>	60
Structure of clusters-application of new methods of investigation <i>B. I. Fesenko</i>	71
Spectrophotometric study of the Pleione's continuum in 1972-1986 <i>V. T. Doroshenko</i>	79
A spectroscopic study of Hg-Mn star α Cnc. I. A choice of model atmosphere parameters and determination of helium abundance <i>V. M. Dobrichiev, D. V. Raykova, T. A. Ryabchikova, G. P. Topil'skaya</i>	91
On the observed carbon underabundance in the atmospheres of B stars <i>L. S. Lyubimkov</i>	99
The emission doublet 2800 Mg II in the spectra of cool stars . <i>V. G. Cholakyan</i>	111
Flares of maser radio line emission H ₂ O in GGD 25 and Sgr B2 <i>I. V. Gosachtnski, R. A. Kandaltan, F. S. Nazarettan, N. A. Yudaeva</i>	121
Statistical analysis of galactic HII regions observed in continuum and recombina- tion line H 110 α . II. <i>A. V. Oskanyan</i>	128
The Sagittarius-Carina arm structure and parameters of spiral pattern <i>V. S. Avedtsova</i>	140
Peculiarities of the spectra of planetary nebulae with stellar wind of their nucleus <i>A. A. Nikitin, T. Kh. Feklistova, A. F. Kholtygin</i>	151
Are there real types of the radiopulsars? <i>B. M. Vladimirsky</i>	158
The structure of the magnetic field of the galaxy <i>R. R. Andreassian, A. N. Makarov</i>	170
Stationary waves of the induced star formation <i>V. I. Korchagin, V. A. Krol', A. D. Ryabtsev</i>	184
Dirichlet's problem in stellar dynamics. III. Motion of the collisionless ellipsoids in phase space <i>B. P. Kondrat'ev</i>	191
Gravitating configurations with a magnetic field. III. Dedekind and Riemann ellipsoids <i>O. V. Kravtsov, M. Yu. Koval</i>	208
Notes	
Spectrum-luminosity diagram for the Pleiades cluster flare stars <i>E. S. Parsamian, G. B. Ohanyan</i>	220
On enhanced radio emission of spiral components of double galaxies and of Groups of galaxies <i>V. G. Malumtan</i>	223

C O N T E N T S

Correlation between radio and optical flux variations of BL Lac <i>V. N. Belov, V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko</i>	7
Detail surface photometry of the galaxy with polar ring NGC 2685 <i>V. V. Makarov, V. P. Reshetnikov, V. A. Yakovleva</i>	15
Comparison of unidentified absorption lines of quasar spectra with unidentified lines of stellar spectra <i>I. E. Val'tts</i>	27
Study of far infrared emission Markarian galaxies I. Comparison of the galaxy characteristics in optical and far infrared ranges <i>Yu. I. Izotov, I. Yu. Izotova</i>	34
Formation and early evolution of galaxies: constraints on the properties of "hot" protogalaxies <i>V. G. Berman, A. A. Suchkov</i>	48
Evolution of clusters of galaxies <i>S. G. Simakov, S. F. Shandartn</i>	60
Structure of clusters-application of new methods of investigation <i>B. I. Fesenko</i>	71
Spectrophotometric study of the Pleione's continuum in 1972-1986 <i>V. T. Doroshenko</i>	79
A spectroscopic study of Hg-Mn star α Cnc. I. A choice of model atmosphere parameters and determination of helium abundance <i>V. M. Dobrichiev, D. V. Raykova, T. A. Ryabchikova, G. P. Topil'skaya</i>	91
On the observed carbon underabundance in the atmospheres of B stars <i>L. S. Lyubimkov</i>	99
The emission doublet 2800 Mg II in the spectra of cool stars . <i>V. G. Cholakyen</i>	111
Flares of maser radio line emission H ₂ O in GGD 25 and Sgr B2 <i>I. V. Gosachtnski, R. A. Kandaltan, F. S. Nazarettan, N. A. Yudaeva</i>	121
Statistical analysis of galactic HII regions observed in continuum and recombina- tion line H 110 α . II. <i>A. V. Oskanyan</i>	128
The Sagittarius-Carina arm structure and parameters of spiral pattern <i>V. S. Avedtsova</i>	140
Peculiarities of the spectra of planetary nebulae with stellar wind of their nucleus <i>A. A. Nikitin, T. Kh. Feklistova, A. F. Kholtygin</i>	151
Are there real types of the radiopulsars? <i>B. M. Vladimirsky</i>	158
The structure of the magnetic field of the galaxy <i>R. R. Andreassian, A. N. Makarov</i>	170
Stationary waves of the induced star formation <i>V. I. Korchagin, V. A. Krol', A. D. Ryabtsev</i>	184
Dirichlet's problem in stellar dynamics. III. Motion of the collisionless ellipsoids in phase space <i>B. P. Kondrat'ev</i>	191
Gravitating configurations with a magnetic field. III. Dedekind and Riemann ellipsoids <i>O. V. Kravtsov, M. Yu. Koval</i>	208
Notes	
Spectrum-luminosity diagram for the Pleiades cluster flare stars <i>E. S. Parsamian, G. B. Ohanyan</i>	220
On enhanced radio emission of spiral components of double galaxies and of Groups of galaxies <i>V. G. Malumtan</i>	223

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О НАБЛЮДАЕМОМ ДЕФИЦИТЕ УГЛЕРОДА В АТМОСФЕРАХ В-ЗВЕЗД	Л. С. Любимков	99
ЭМИССИОННЫЙ ДУБЛЕТ 2800 Mg II В СПЕКТРАХ ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД	В. Г. Чолакян	111
ВСПЫШКИ МАЗЕРНОЙ РАДИОЛИНИИ H ₂ O В ИСТОЧНИКАХ GGD 25 И Sgr B2 И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, Н. А. Юдаева		121
СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ H II, НАБЛЮДЕННЫХ В КОНТИНУУМЕ И РАДИОЛИНИИ H 110 _α . II А. В. Осканян		128
СТРОЕНИЕ СПИРАЛЬНОГО РУКАВА СТРЕЛЬЦА—КИЛЯ И ПАРА- МЕТРЫ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ	В. С. Аведисова	140
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ЯДЕР ПЛАНЕ- ТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтызин		151
СУЩЕСТВУЮТ ЛИ РЕАЛЬНО ТИПЫ РАДИОПУЛЬСАРОВ? Б. М. Владимирский		158
СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров		170
СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДООБРАЗО- ВАНИЯ	В. И. Корчагин, В. А. Кроль, А. Д. Рябцев	184
ПРОБЛЕМЫ ДИРИХЛЕ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ. III. ДВИЖЕНИЕ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЛИПСОИДОВ В ФАЗОВОМ ПРО- СТРАНСТВЕ	Б. П. Кондратьев	191
ГРАВИТИРУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. III. ЭЛЛИПСОИДЫ ДЕДЕКИНДА И РИМАНА О. В. Кравцов, М. Ю. Коваль		208
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ДИАГРАММА СПЕКТР—СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ Э. С. Парсамян, Г. Б. Оганян		220
О ПОВЫШЕННОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ КОМПОНЕН- ТОВ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК И ГРУПП ГАЛАКТИК В. Г. Малумян		223